



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΕΘΝΙΚΟ ΚΕΝΤΡΟ ΕΡΕΥΝΑΣ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ “ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ”  
Δ.Π.Μ.Σ ΦΥΣΙΚΗ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ

Μεταπτυχιακή Εργασία  
Μελέτη της αντίδρασης παραγωγής  
νετρονίων  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$  στο  
Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος” -  
Εφαρμογή στην αντίδραση  ${}^{232}\text{Th}(n, f)$

Γκάτης Γεώργιος

Επιβλέπων  
Κόκκορης Μιχαήλ  
Καθηγητής ΕΜΠ

Ιούνιος 2021



*Στον Γιώργο, που χωρίς αυτόν δεν θα τα κατάφερα!*





# Ευχαριστίες

Πέρασαν τρία χρόνια απ' όταν έγινα μέλος της ομάδας πυρηνικής φυσικής του Ε.Μ.Π., κατά τη διάρκεια των οποίων είχα την τύχη όχι μόνο να εμπλουτίσω την επιστημονική μου γνώση αλλά και να βιώσω με τον πιο ουσιώδη τρόπο τη σημασία του να γίνεται κάποιος αποδεκτός, επί ίσους όρους, με σπουδαίους επιστήμονες.

Ξεκινώ ευχαριστώντας την Ομότιμη Καθηγήτρια Δρ. Ρόζα Βλαστού-Ζάννη και τον Καθηγητή Δρ. Μιχάλη Κόκκορη για την εμπιστοσύνη που έδειξαν στο πρόσωπό μου όλο αυτό το διάστημα. Σπάνιοι καθηγητές και άνθρωποι, ένας συνδυασμός επιστημονικότητας και ταπεινοφροσύνης.

Εγκάρδιες ευχαριστίες στους υποψήφιους διδάκτορες Μιχαλοπούλου Βεατρίκη και Χασάπογλου Σωτήρη, τους αξιόλογους συνεργάτες με την απεριόριστη υπομονή και διάθεση να βοηθήσουν. Στάθηκαν δίπλα μου σε όλα τα στάδια του πειράματος. Χωρίς εκείνους δε θα είχα τη δυνατότητα να γράφω αυτό το κείμενο.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω την ομάδα μας και όλα τα μέλη της ένα προς ένα χωριστά με την ευχή οι δρόμοι μας να ξανασυναντηθούν.

Θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου στο προσωπικό του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”, των οποίων η συμβολή κατά τη διάρκεια του πειράματος ήταν καθοριστικής σημασίας.

Για το τέλος άφησα την οικογένειά μου. Οι γονείς μου πέρα από τις αξίες που με δίδαξαν, με ενίσχυσαν τόσο ηθικά-ψυχολογικά όσο και οικονομικά να ακολουθήσω αυτό που επέλεξα. Αυτοί έμαθαν σε εμένα και τα αδέρφια μου ότι η ευγένεια, η ταπεινότητα και η επιμονή στην προσπάθεια είναι τα όπλα για την επιτυχία.

Ευχαριστώ.-



# Περίληψη

Οι μελέτες αντιδράσεων νετρονίων παρουσιάζουν σημαντικό ενδιαφέρον, όχι μόνο για την σημασία τους στη θεμελιώδη έρευνα στην Πυρηνική Φυσική, αλλά και για τις πρακτικές εφαρμογές τους, όπως είναι η τεχνολογία αντιδραστήρων. Η μελέτη τέτοιων αντιδράσεων αποτελεί ένα από τα βασικά ερευνητικά ενδιαφέροντα της Ομάδας Πυρηνικής Φυσικής του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Ένα από τα εργαστήρια στα οποία η Ομάδα Πυρηνικής Φυσικής μετράει πειραματικά τέτοιες αντιδράσεις είναι το Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”, στον επιταχυντή 5.5MV Tandem Van de Graaff. Για την παραγωγή της δέσμης νετρονίων χρησιμοποιούνται διάφορες αντιδράσεις φορτισμένων σωματιδίων (πρωτόνια, δευτέρια), με τα νετρόνια που παράγονται να καλύπτουν μεγάλο εύρος ενεργειών. Στα πλαίσια αυτής της εργασίας, έγινε μελέτη της αντίδρασης παραγωγής νετρονίων  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$  η οποία χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”. Για την ανίχνευση και τη μελέτη των νετρονίων που παράγονται χρησιμοποιήθηκαν οι αντιδράσεις αναφοράς  ${}^{238}\text{U}(n, f)$ ,  ${}^{235}\text{U}(n, f)$  και  ${}^{237}\text{Np}(n, f)$ . Επιπλέον, έγινε μελέτη των παρασιτικών νετρονίων που παράγονται στα υλικά του στόχου του τριτίου (Mo, Ti, Cu).

Παράλληλα με την μελέτη της αντίδρασης  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$ , έγινε και προσδιορισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης σχάσης του  ${}^{232}\text{Th}$  για τις οχτώ ενέργειες νετρονίων που παρήχθησαν στο εύρος 2-5.5 MeV. Στο σύνολο του πειράματος χρησιμοποιήθηκαν επτά στόχοι ακτινιδίων, ενώ για την ανίχνευση των θραυσμάτων σχάσης χρησιμοποιήθηκαν επτά ανιχνευτές Micromegas, ένας για κάθε στόχο, σε συνεχή και σταθερή ροή αερίου μείγματος Ar:CO<sub>2</sub> (90:10). Η ροή των νετρονίων που προσπίπτουν στην επιφάνεια του κάθε στόχου, προσδιορίστηκε μέσω προσομοιώσεων Monte Carlo με συνδυασμό των κωδίκων NeuSDesc [37], SRIM-2013 [35] και MCNP6 [38]. Περαιτέρω προσομοιώσεις Monte Carlo έγιναν και για τον ακριβή προσδιορισμό των μαζών των στόχων του  ${}^{232}\text{Th}$ . Τέλος, έγιναν υπολογισμοί για τον προσδιορισμό της εναπόθεσης ενέργειας των θραυσμάτων σχάσης εντός του αερίου, για κάθε στόχο, με τη χρήση των κωδίκων FLUKA [29, 30] και GEF [40].



# Abstract

Studies of neutron induced reactions are of considerable interest, not only for their importance to fundamental research in Nuclear Physics, but also for practical applications such as reactor technology. The study of these reactions is one of the main research interests of the Nuclear Physics Group at the National Technical University of Athens. One of the laboratories where the Nuclear Physics Group is using for the experimental measurements of these reactions, is the Institute of Nuclear and Particle Physics of N.C.S.R. “Demokritos”, at the 5.5MV Tandem Van de Graaff accelerator. For the production of the neutron beams, several charged particle reactions are being used (protons, deuterons), covering a wide neutron energy range. In the present work, the neutron beams produced via the  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$  reaction, were studied. For detecting and monitoring the neutrons the following reference reactions  ${}^{238}\text{U}(n, f)$ ,  ${}^{235}\text{U}(n, f)$  and  ${}^{237}\text{Np}(n, f)$  were used. Furthermore, a systematic study of the parasitic neutrons, produced via reactions on the target constituents, was performed.

At the same time, the cross sections of the  ${}^{232}\text{Th}(n, f)$  reaction were deduced, in the energy range from 2 to 5.5 MeV. Seven actinide targets were used, coupled with seven Micromegas detectors, one for each target, for the detection of the fission fragments. The target-detector assembly was placed in an aluminum chamber filled with Ar:CO<sub>2</sub> (90:10) in atmospheric pressure and room temperature. The neutrons impinging on each of the seven actinide targets, were estimated via Monte Carlo simulations, implementing the NeuSDesc [37], SRIM-2013 [35] and MCNP6 [38] codes. Additional Monte Carlo simulations were carried out using the codes FLUKA [29, 30] and GEF [40], in order to determine the exact masses of the  ${}^{232}\text{Th}$  targets and the energy deposition of the fission fragments in the detector gas.



# Περιεχόμενα

<b>1</b>	<b>Εισαγωγή</b>	<b>12</b>
1.1	Κίνητρο . . . . .	12
1.2	Αντιδράσεις σχάσης . . . . .	13
1.3	Σχάση του $^{232}\text{Th}$ . . . . .	15
<b>2</b>	<b>Πειραματική Διάταξη</b>	<b>19</b>
2.1	Επιταχυντής . . . . .	19
2.2	Γραμμή μεταφοράς . . . . .	20
2.3	Στόχοι ακτινίδων . . . . .	21
2.3.1	Μέτρηση μάζας στόχων $^{232}\text{Th}$ . . . . .	22
2.4	Ανιχνευτές Micromegas . . . . .	25
2.5	Θάλαμος σχάσης . . . . .	26
2.6	Ηλεκτρονικά . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Η αντίδραση <math>^3\text{H}(p, n)^3\text{He}</math></b>	<b>31</b>
3.1	Μελέτη της αντίδρασης . . . . .	31
3.2	Παρασιτικά νετρόνια . . . . .	36
3.2.1	Ενεργός διατομή της $^{238}\text{U}(n, f)$ ως προς το $^{235}\text{U}$ . . . . .	36
3.2.2	Ενεργός διατομή της $^{237}\text{Np}(n, f)$ ως προς το $^{238}\text{U}$ . . . . .	38
3.2.3	Παρασιτικές αντιδράσεις . . . . .	39
<b>4</b>	<b>Υπολογισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης <math>^{232}\text{Th}(n, f)</math></b>	<b>55</b>
4.1	Ενεργός διατομή . . . . .	55
4.2	Προσομοιώσεις ροής με τη μέθοδο Monte Carlo . . . . .	56
4.3	Υπολογισμός γεγονότων Y και διορθωτικοί παράγοντες . . . . .	59
4.3.1	Διόρθωση για dead time $f_{DT}$ . . . . .	60
4.3.2	Διόρθωση παρασιτικών νετρονίων από σχεδάσεις $f_{par}$ . . . . .	60
4.3.3	Διόρθωση για το όριο ολοκλήρωσης $f_{amp}$ . . . . .	62
4.4	Εκτίμηση σφαλμάτων . . . . .	65
4.5	Αποτελέσματα . . . . .	67
<b>5</b>	<b>Συμπεράσματα-Προοπτικές</b>	<b>71</b>
	<b>Βιβλιογραφία</b>	<b>74</b>





# Κεφάλαιο 1

## Εισαγωγή

Στα πλαίσια αυτής της εργασίας έγινε μελέτη της αντίδρασης παραγωγής νετρονίων  ${}^3\text{H}(p, n)$  η οποία εφαρμόστηκε για πρώτη φορά στον επιταχυντή TANDEM του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Εθνικού Κέντρου Έρευνας Φυσικών Επιστημών “Δημόκριτος”. Παράλληλα, έγινε υπολογισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης  ${}^{232}\text{Th}(n, f)$  στο ενεργειακό εύρος  $E_n = 2 - 5.5$  MeV.

### 1.1 Κίνητρο

Ένα από τα βασικά ερευνητικά ενδιαφέροντα της Ομάδας Πυρηνικής Φυσικής του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου είναι η μέτρηση ενεργών διατομών αντιδράσεων νετρονίων σε διάφορους στόχους, χρησιμοποιώντας μονοενεργειακές δέσμες νετρονίων, που παράγονται από αντιδράσεις φορτισμένων σωματιδίων στον επιταχυντή Tandem Van de Graaff 5.5 MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”.

Τρεις είναι οι κύριες αντιδράσεις παραγωγής νετρονίων που χρησιμοποιούνται μέχρι σήμερα στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”, οι οποίες καλύπτουν ένα μεγάλο ενεργειακό εύρος και εξυπηρετούν για τη μέτρηση των ενεργών διατομών πολλών αντιδράσεων. Αυτές είναι οι [1] :

1. Η αντίδραση  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  με  $Q_{value} = -1.64$  MeV, η οποία χρησιμοποιείται ευρέως για τη παραγωγή ταχέων νετρονίων (fast neutrons) σε ενέργειες μέχρι τα 4 MeV. Η εκπομπή νετρονίων αυξάνεται σημαντικά στις μπροστινές γωνίες καθώς η ενέργεια των πρωτονίων ξεπερνάει την ενέργεια κατωφλίου της αντίδρασης  $T_{th} = 1.881$  MeV. Όμως, μεταξύ της ενέργειας κατωφλίου και της ενέργειας 1.92 MeV είναι το εύρος όπου η αντίδραση παράγει νετρόνια δύο διαφορετικών ενεργειών, με αποτέλεσμα τα νετρόνια να χάνουν την μονοενεργειακότητά τους. Επιπλέον, για ενέργειες πρωτονίων πάνω από τα 2.37 MeV γίνεται εκπομπή νετρονίων από τη πρώτη διεγερμένη στάθμη του  ${}^7\text{Be}$  στα 429 keV με αποτέλεσμα τη δημιουργία μίας δεύτερης μονοενεργειακής δέσμης νετρονίων. Γενικά, αυστηρά μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων μέσω αυτής της αντίδρασης παράγεται για ενέργειες πρωτονίων μεταξύ 1.92 και 2.37 MeV, οι οποίες αντιστοιχούν σε ενέργειες νετρονίων στις μηδέν μοίρες στο σύστημα του εργαστηρίου από 120 μέχρι 650 keV.
2. Η αντίδραση  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$  με  $Q_{value} = +3.27$  MeV, η οποία παράγει μονοενεργειακές δέσμες νετρονίων μέχρι την ενέργεια κατωφλίου για τη διάσπαση του δευτερίου (deuteron break-up) στα 4.45 MeV, με τη μέγιστη χρήσιμη ενέργεια νετρονίων στις μηδέν μοίρες στο σύστημα του εργαστηρίου να είναι 7.74 MeV. Η ροή των νετρονίων που παράγονται από τη διάσπαση του δευτερίου αυξάνεται ραγδαία καθώς αυξάνει η ενέργεια των δευτερίων και γίνεται ίση με τη ροή της κύριας δέσμης για ενέργεια δευτερίου 9.5 MeV. Γενικά, αυτή η αντίδραση χρησιμοποιείται για τη παραγωγή νετρονίων στο ενεργειακό εύρος από 3 μέχρι

8 MeV, καθώς για ενέργειες νετρονίων μεγαλύτερες των 7.7 MeV η ενεργός διατομή της διάσπασης του δευτερίου  ${}^2\text{H}(d, np){}^2\text{H}$  αυξάνει απότομα σε σχέση με την ενεργό διατομή της κύριας αντίδρασης με αποτέλεσμα η δέσμη να χάνει την μονοενεργειακότητά της.

3. Η αντίδραση  ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$  με  $Q_{value} = +17.59$  MeV, μπορεί να παράξει νετρόνια ενεργειών έως και 20 MeV σε μπροστινές γωνίες στο σύστημα του εργαστηρίου. Τα νετρόνια που παράγονται από την αντίδραση μειώνονται σε ενέργεια καθώς αυξάνει η γωνία παρατήρησης, αλλά παραμένουν μονοενεργειακά σε ένα συγκεκριμένο εύρος γωνιών, μέχρι τα δευτέρια να φτάσουν σε ενέργειες 3.71 και 4.92 MeV, οι οποίες αντιστοιχούν στις ενέργειες κατωφλίου των αντιδράσεων  ${}^3\text{H}(d, np){}^4\text{He}$  και  ${}^3\text{H}(d, 2n){}^4\text{He}$  αντίστοιχα, όπου και τα νετρόνια παύουν να είναι μονοενεργειακά. Επομένως, μέσω αυτής της αντίδρασης παράγονται μονοενεργειακές δέσμες νετρονίων στο ενεργειακό εύρος 14.8 μέχρι 20.4 MeV για μπροστινές γωνίες στο σύστημα του εργαστηρίου.

Όμως, η ανάγκη για την παραγωγή μονοενεργειακών νετρονίων στο ενεργειακό εύρος 0.5-3 MeV, που δε καλύπτεται από τις αντιδράσεις που αναφέρθηκαν παραπάνω, καθώς και η παραγωγή δεσμών στο ενεργειακό εύρος 0.5-8 MeV με όσο το δυνατόν λιγότερα παρασιτικά νετρόνια (αποφυγή break-up δευτερίου), οδήγησαν στην αναζήτηση μιας νέας αντίδρασης παραγωγής νετρονίων. Μια τέτοια αντίδραση, που πληροί ταυτόχρονα τα παραπάνω και τις εργαστηριακές δυνατότητες του Δημόκριτου, είναι η αντίδραση  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$  η οποία παράγει νετρόνια στις μηδέν μοίρες στο σύστημα του εργαστηρίου στο ενεργειακό εύρος 0.29 μέχρι 7.58 MeV (στις μηδέν μοίρες στο σύστημα του εργαστηρίου).

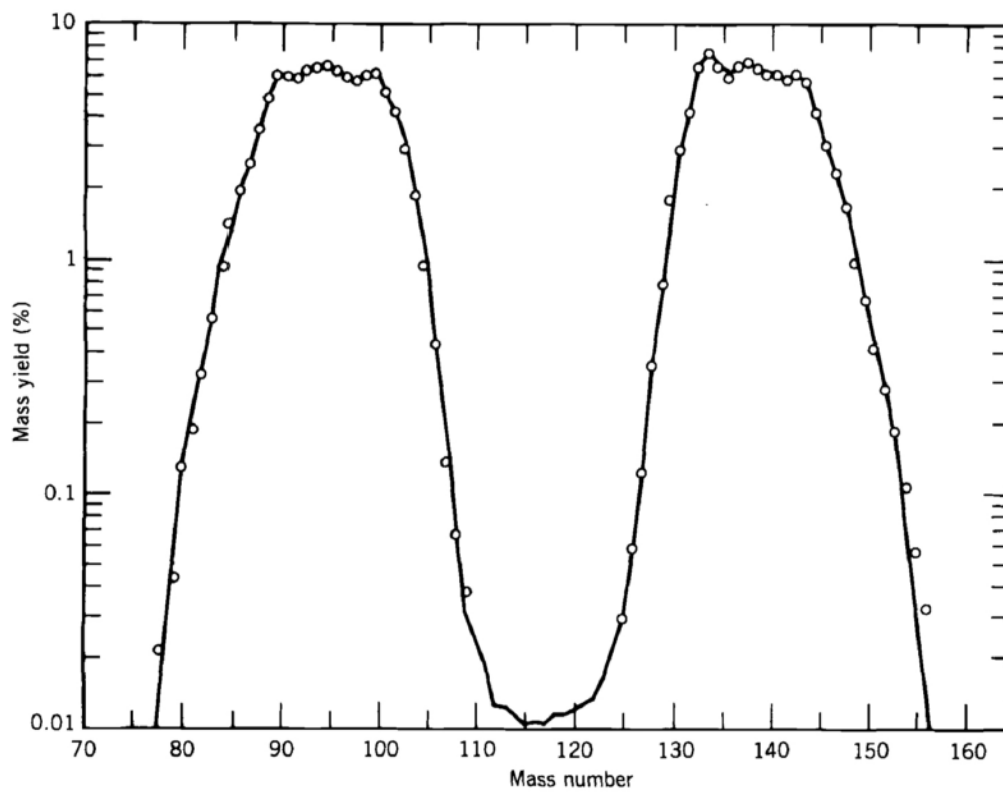
## 1.2 Αντιδράσεις σχάσης

Στη πυρηνική φυσική, σχάση ονομάζεται είτε μια πυρηνική αντίδραση είτε μια αποδιέγερση κατά την οποία ένας πυρήνας διασπάται σε δύο ελαφρύτερους πυρήνες και ταυτόχρονα παράγει νετρόνια και φωτόνια. Η σχάση προκαλείται κυρίως από νετρόνια, αλλά υπάρχει και η περίπτωση της αυθόρμητης σχάσης που συναντάται κυρίως σε πολύ βαρείς πυρήνες.

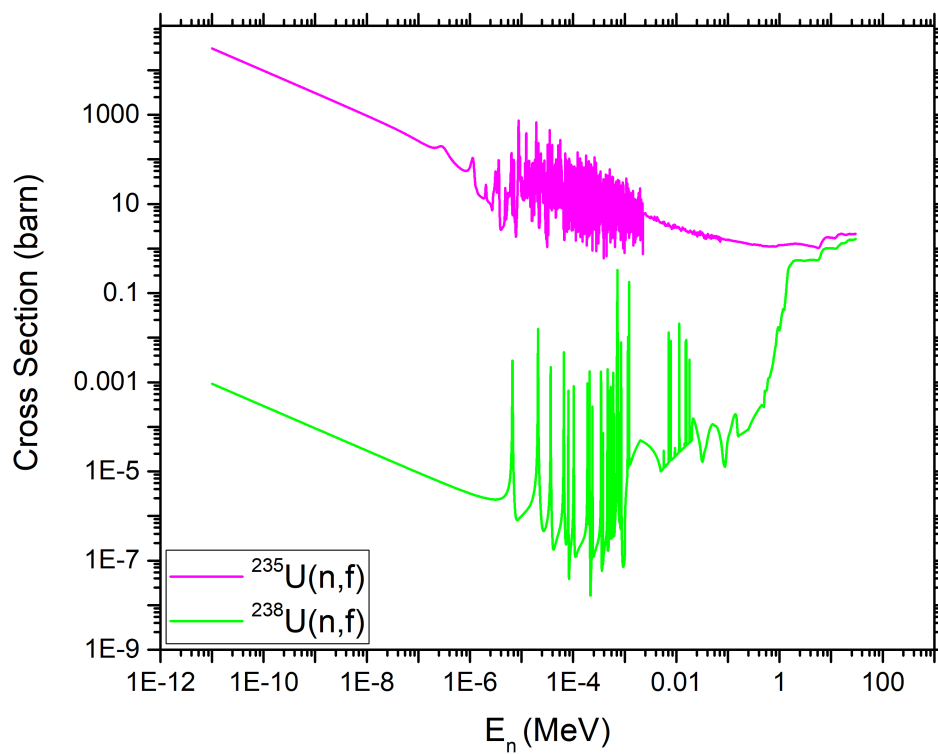
Οποιοσδήποτε συνδυασμός ελαφρύτερων πυρήνων είναι πιθανός κατά την αντίδραση σχάσης, αλλά το πιο συνηθισμένο φαινόμενο είναι μια “άνιση σχάση”, κατά την οποία το ένα θραύσμα σχάσης έχει μάζα περίπου 90-100 u ( $u = \text{atomic mass unit}$ ) και το άλλο θραύσμα 130-140 u. Η κατανομή της μάζας στα θραύσματα σχάσης εξαρτάται κυρίως από την ενέργεια του προσπίπτοντος νετρονίου και από τον πυρήνα-στόχο. Στο σχήμα 1.1 φαίνεται η κατανομή μαζών στα θραύσματα σχάσης από τη σχάση του  ${}^{235}\text{U}$ . [2]

Πυρήνες όπως το  ${}^{235}\text{U}$  και το  ${}^{238}\text{U}$  θεωρούνται ως στόχοι αναφοράς, καθώς οι ενεργές διατομές τους για την αντίδραση σχάσης είναι πολύ καλά προσδιορισμένες. Το  ${}^{235}\text{U}$  είναι ένας από τους πυρήνες που κάνουν σχάση ακόμα και με θερμικά νετρόνια, για παράδειγμα για ενέργεια νετρονίων 0.025 eV έχει ενεργό διατομή σχάσης της τάξης των 575 b, ενώ όσο αυξάνεται η ενέργεια των νετρονίων η ενεργός διατομή αρχίζει να πέφτει σταδιακά, επειδή η ενέργεια σύνδεσης που προκύπτει από την απορρόφηση του νετρονίου είναι μεγαλύτερη από την κρίσιμη ενέργεια (critical energy) που απαιτείται για να γίνει σχάση. Αντιθέτως, η ενέργεια σύνδεσης που απελευθερώνεται από το  ${}^{238}\text{U}$  κατά την σύλληψη ενός θερμικού νετρονίου είναι χαμηλότερη από την “κρίσιμη” ενέργεια, οπότε τα νετρόνια πρέπει να είναι μεγαλύτερης ενέργειας για να επιτευχθεί σχάση. Για το  ${}^{238}\text{U}$  η χαρακτηριστική ενέργεια κατωφλίου για την αντίδραση σχάσης είναι το 1 MeV και η ενεργός διατομή της αντίδρασης είναι περίπου 1 b για ενέργειες νετρονίων 2.45-14 MeV. Η παρουσία κατωφλίου είναι ένα πολύτιμο χαρακτηριστικό για την ανίχνευση ταχέων (χρήσιμων και παρασιτικών) νετρονίων.

Στο σχήμα 1.2 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές της αντίδρασης σχάσης για τους πυρήνες  ${}^{235}\text{U}$  και  ${}^{238}\text{U}$  όπως προκύπτουν από την βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [3].



Σχήμα 1.1: Κατανομή των μαζών των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $^{235}\text{U}(n, f)$  [4].



Σχήμα 1.2: Ενεργές διατομές αντίδρασης σχάσης για το  $^{235}\text{U}$  και το  $^{238}\text{U}$  [3].

Γενικά, ο συνδυασμός των αντιδράσεων σχάσης των  $^{235}\text{U}$ - $^{238}\text{U}$  χρησιμοποιείται ευρέως τόσο για τη παρακολούθηση των νετρονίων (neutron monitoring) όσο και για το χαρακτηρισμό της ροής μιας δέσμης νετρονίων, και είναι η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια αυτής της εργασίας για την μελέτη της αντίδρασης  $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$ .

Μια και τα νετρόνια είναι ηλεκτρικά ουδέτερα σωματίδια, ο τρόπος ανίχνευσης τους βασίζεται στη μεταφορά της ενέργειάς τους σε αντίστοιχα ηλεκτρικά φορτισμένα. Γενικά, ένας ανιχνευτής πρέπει να αποτελείται από έναν “μετατροπέα” (μετατροπή νετρονίων σε ανιχνεύσιμη ραδιενέργεια) και από έναν συμβατικό ανιχνευτή ραδιενέργειας (αερίου, ημιαγωγού, σπινθηριστή κ.α.). Δύο είναι οι βασικοί τρόποι αλληλεπίδρασης νετρονίων με την ύλη κατάλληλοι για αυτή τη μετατροπή: η σκέδαση νετρονίου και η νετρονική απορρόφηση. Η αντίδραση νετρονικής απορρόφησης είναι μια συνήθης μέθοδος για την ανίχνευση νετρονίων και κυρίως βασίζεται στις αντιδράσεις (n,x) και (n,f). Το νετρόνιο απορροφάται από το υλικό του στόχου (μετατροπέας) και εκπέμπει δευτερεύοντα σωματίδια όπως πρωτόνια, άλφα ή βήτα σωματίδια, φωτόνια ή θραύσματα σχάσης. Μερικές από αυτές τις αντιδράσεις είναι αντιδράσεις κατωφλίου (threshold reaction), και απαιτούν μια ελάχιστη κινητική ενέργεια των νετρονίων. Τέτοιες αντιδράσεις είναι οι αντιδράσεις σχάσης οι οποίες έχουν μοναδικές ιδιότητες που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την ανίχνευση νετρονίων. Τα θραύσματα σχάσης είναι βαριά φορτισμένα σωματίδια που δημιουργούν υψηλούς παλμούς καθώς εναποθέτουν ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας τους στον ανιχνευτή, γεγονός που κάνει το διαχωρισμό τους από την ραδιενέργεια υποβάθρου πολύ εύκολη συγκριτικά με άλλες αντιδράσεις όπως για παράδειγμα αυτές που συνοδεύονται από την εκπομπή ακτίνων-γ. [2]

### 1.3 Σχάση του $^{232}\text{Th}$

Με τον παγκόσμιο πληθυσμό να αυξάνεται και περισσότερες χώρες να υφίστανται ραγδαία οικονομική και βιομηχανική ανάπτυξη, η ανάγκη για ενέργεια αυξάνεται συνεχώς. Τρεις είναι οι βασικοί τρόποι παραγωγής ενέργειας: τα ορυκτά καύσιμα (πετρέλαιο, φυσικό αέριο, άνθρακας) που παράγουν περίπου το 65% της ενέργειας παγκοσμίως, οι ανανεώσιμες πηγές ενέργειας (υδροηλεκτρικά εργοστάσια, αιολική ενέργεια κ.ά.) που παράγουν το 20% και η πυρηνική ενέργεια που παράγει το 15%. [5]

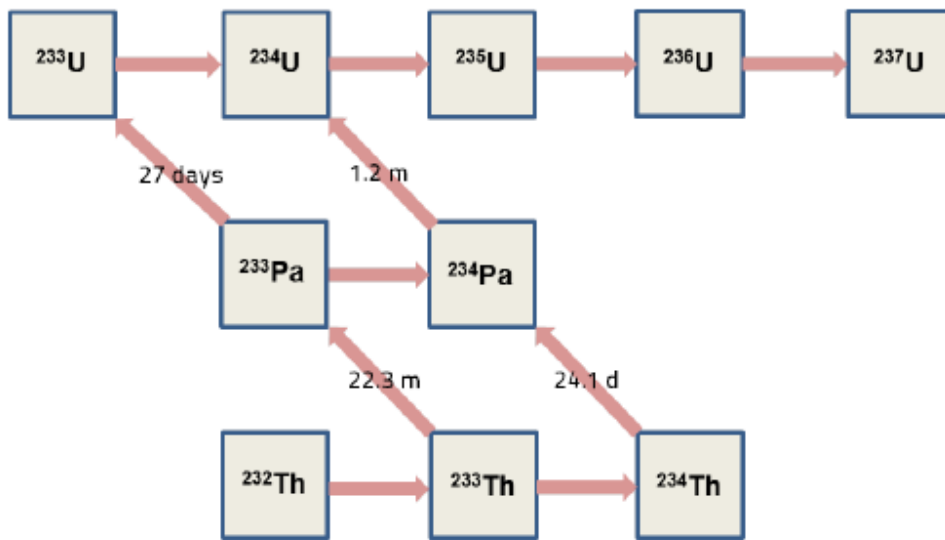
Κοιτάζοντας στο μέλλον, πάρα το γεγονός ότι η εκτιμώμενη ημερομηνία εξάντλησης των αποθεμάτων σε ορυκτά καύσιμα παρατείνεται λόγω της συνεχούς ανάπτυξης των τεχνολογιών επεξεργασίας τους, οι ειδικοί εκτιμούν ότι τα αποθέματα του πλανήτη σε υδρογονάνθρακες θα έχουν εξαντληθεί μέχρι το 2050. Επιπλέον, η σημαντική επίδραση των ορυκτών καυσίμων στο περιβάλλον, με τη συνεχή εκπομπή μεγάλων ποσοτήτων  $\text{CO}_2$  στην ατμόσφαιρα, έχει δημιουργήσει την ανάγκη για εύρεση διαφορετικών πηγών ενέργειας. Οι ανανεώσιμες πηγές ενέργειας δεν είναι ικανές να παράξουν μεγάλη ισχύ, καθώς η λειτουργία τους εξαρτάται άμεσα από φυσικές παραμέτρους που μεταβάλλονται συνεχώς όπως είναι ο ήλιος, ο αέρας κ.ά. Από την άλλη, τα κύρια προβλήματα που έχουν να αντιμετωπίσουν οι ειδικοί ώστε η πυρηνική ενέργεια να καταστεί η κύρια πηγή παραγωγής ενέργειας για τον πλανήτη είναι η συσσώρευση και η διαχείριση των πυρηνικών αποβλήτων. [6]

Τα προβλήματα αυτά μπορούν να λύσουν οι πυρηνικοί αντιδραστήρες νέας γενιάς (Generation IV) που αναπτύσσονται αυτή την στιγμή και αναμένεται να είναι πολύ πιο αποδοτικοί ως προς την καύση, καθώς και να μπορούν να χρησιμοποιήσουν ως καύσιμο τα υπάρχοντα πυρηνικά αποβλήματα. [7]

Επίσης, μια ακόμα επιλογή αποτελεί η χρήση των συστημάτων ADS (Accelerator Driven Systems). Τα συστήματα αυτά βασίζονται στην παραγωγή νετρονίων μέσω ενός επιταχυντή συζευγμένου με έναν πυρηνικό αντιδραστήρα. Τα συστήματα αυτά είναι πιο ασφαλή, καθώς ο αντιδραστήρας είναι μονίμως σε υποκρισίμη κατάσταση, αποκλείοντας έτσι τον κίνδυνο ανεξέλεγκ-

της αλυσιδωτής αντίδρασης και πυρηνικού ατυχήματος.

Επιπλέον, γίνεται έρευνα για την αξιοποίηση νέων κύκλων καύσης πέραν του συμβατικού κύκλου U/Pu που χρησιμοποιείται ως καύσιμο στους πυρηνικούς αντιδραστήρες σήμερα, καθώς οι ειδικοί εκτιμούν ότι τα αποθέματα U του πλανήτη δεν επαρκούν για να καλύψουν τις ενεργειακές μας ανάγκες στο μέλλον. Ένας από τους κύκλους που ερευνάται είναι ο κύκλος Th/U (σχήμα 1.3). Το  $^{232}\text{Th}$  έχει τη μεγαλύτερη ισοτοπική αναλογία στο φυσικό Th (99.98%). Γενικά, τα αποθέματα Th του πλανήτη είναι τέσσερις φορές περισσότερα από ότι του U και η χρήση του κύκλου Th/U περιορίζει την παραγωγή μακρόβιων ακτινίδων και υπερουράνιων στοιχείων, ενώ και η ραδιοτοξικότητα του είναι μικρότερη συγκριτικά με αυτή των στοιχείων που προκύπτουν από τον κύκλο U/Pu. Για τη χρήση του κύκλου Th/U είναι απαραίτητος ο καλός προσδιορισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{232}\text{Th}(n, f)$ . [8, 9, 10]



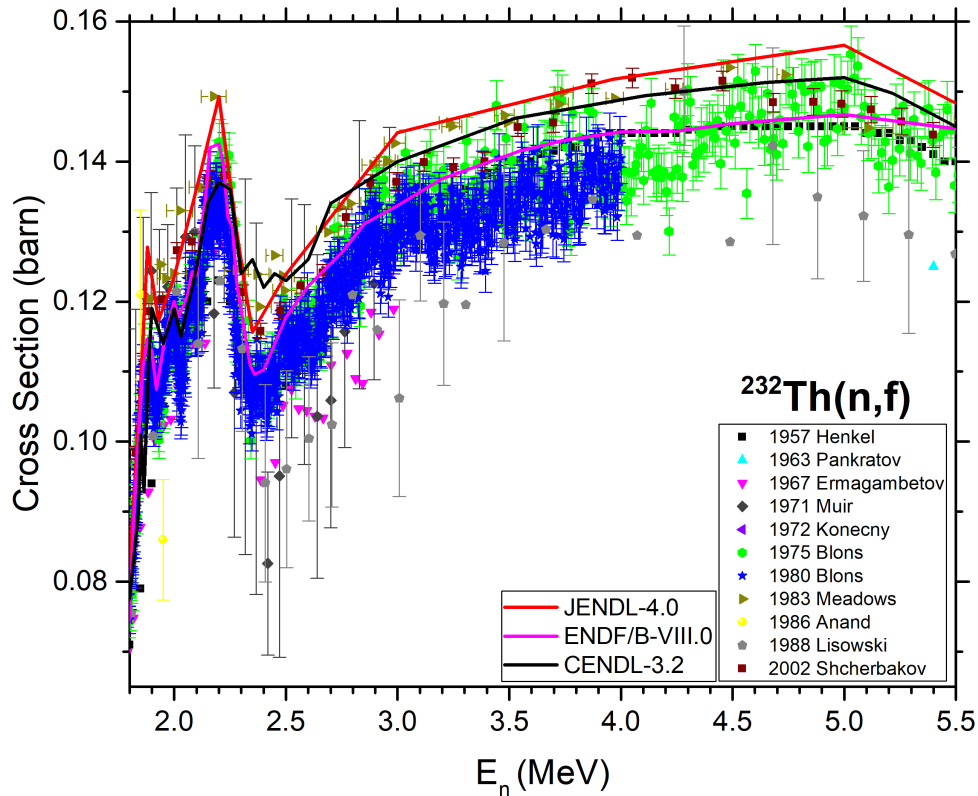
Σχήμα 1.3: Σχηματική αναπαράσταση των αντιδράσεων που γίνονται στον κύκλο καύσης του Th. Με οριζόντια βέλη συμβολίζονται οι αντιδράσεις σύλληψης νετρονίου, ενώ με τα διαγώνια συμβολίζονται οι β-αποδιεγέρσεις [11].

Για τους παραπάνω λόγους, κάνοντας χρήση της αντίδρασης  $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$  έγινε και ο προσδιορισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης σχάσης στο  $^{232}\text{Th}$  στο ενεργειακό εύρος  $E_n = 2 - 5.5 \text{ MeV}$ . Αυτή η εργασία αποτελεί επέκταση της μελέτης της αντίδρασης  $^{232}\text{Th}(n, f)$  από την ομάδα πυρηνική φυσικής του Ε.Μ.Π. που έχει πραγματοποιήσει μετρήσεις στα ενεργειακά εύρη:

- $E_n = 7 - 10 \text{ MeV}$  μέσω της αντίδρασης  $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$  (Α. Τσαντίρη [12])
- $E_n = 14 - 20 \text{ MeV}$  μέσω της αντίδρασης  $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$  (Σ. Χασάπογλου [13, 14])

Στο σχήμα 1.4 παρουσιάζονται τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{232}\text{Th}(n, f)$  στην ενεργειακή περιοχή  $E_n = 2 - 5.5 \text{ MeV}$  όπως προκύπτουν από την βιβλιοθήκη EXFOR [15, 16], καθώς και τα αξιολογημένα δεδομένα των βιβλιοθηκών JENDL-4.0 [17], ENDF/B-VIII.0 [3], JEFF-3.3 [44] (επικαλύπτεται με την ENDF/B-VIII.0) και CENDL-3.2 [18]. Γενικά, τόσο τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα όσο και τα αξιολογημένα δεδομένα των βιβλιοθηκών φαίνεται να συμφωνούν μεταξύ τους ως προς τη μορφή της ενεργού διατομής στο συγκεκριμένο ενεργειακό εύρος, με τις αβεβαιότητες να εστιάζονται κυρίως στις τιμές της ενεργού διατομής. Παρατηρείται ότι τα δεδομένα παρουσιάζουν μεγάλες αποκλίσεις έως και 30%. Πιο συγκεκριμένα φαίνεται ότι τα δεδομένα του O. Shcherbakov et al. (2002) [19] συμφωνούν εντός σφάλματος

με τα δεδομένα του J.W. Meadows et al. (1983) [20] και τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης JENDL-4.0. Από την άλλη πλευρά, τα δεδομένα των P.W. Lisowski et al. (1988) [21], D.W. Muir et al. (1971) [22] και S.B. Ermagambetov et al. (1967) [23], συμφωνούν μεταξύ τους εντός σφάλματος, όμως παρουσιάζουν συστηματικά χαμηλότερες τιμές από αυτές των O. Shcherbakov και J.W. Meadows. Τα δύο σετ μετρήσεων του J. Blons et al. (1975, 1980) [24, 25] βρίσκονται μεταξύ των αποκλίσεων του J.W. Meadows και του P.W. Lisowski και φαίνεται να συμφωνούν με τις τιμές της βιβλιοθήκης ENDF/B-VIII.0 και με τα δεδομένα του R.L. Henkel et al. (1957) [26].



Σχήμα 1.4: Υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα στην βιβλιοθήκη EXFOR [15, 16], καθώς και τα αξιολογημένα δεδομένα των βιβλιοθηκών JENDL-4.0 [17], ENDF/B-VIII.0 [3] και CENDL-3.2 [18] για την αντίδραση  $^{232}\text{Th}(n, f)$  στο ενεργειακό εύρος  $E_n = 2 - 5.5$  MeV.



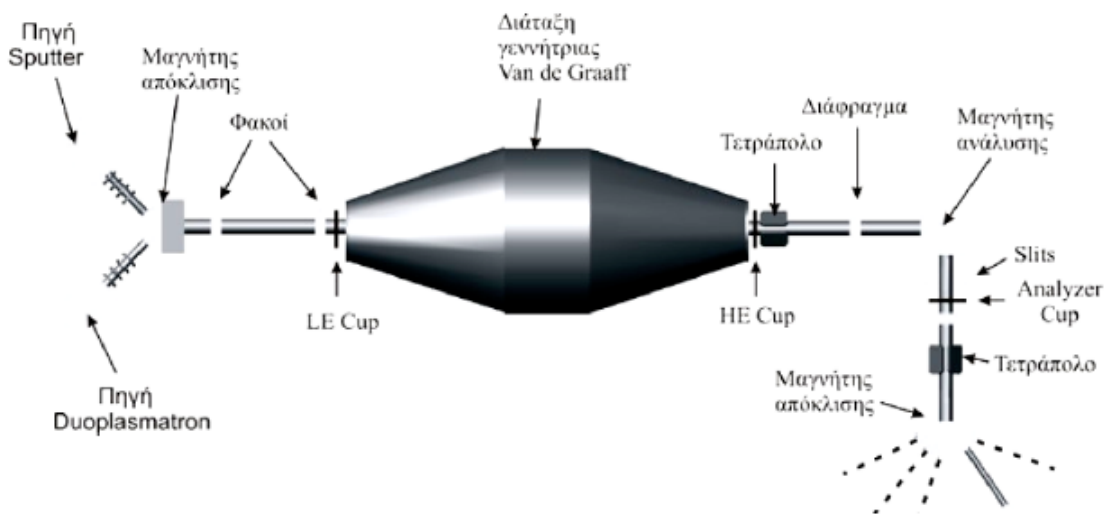
# Κεφάλαιο 2

## Πειραματική Διάταξη

Σε αυτό το κεφάλαιο, θα γίνει αναλυτική περιγραφή της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκε στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος” η οποία περιλαμβάνει τον ηλεκτροστατικό επιταχυντή, τη γραμμή μεταφοράς, τον θάλαμο σχάσης, εντός του οποίου είναι οι στόχοι και οι ανιχνευτές, και τις ηλεκτρονικές μονάδες.

### 2.1 Επιταχυντής

Όπως αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 1, η διεξαγωγή του πειράματος έγινε στον επιταχυντή Tandem Van de Graaff 5.5MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”. Στο σχήμα 2.1 παρουσιάζεται μια σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντικού συστήματος.



Σχήμα 2.1: Σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντή στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ” [13].

Όπως φαίνεται και στο σχήμα ο επιταχυντής περιλαμβάνει δύο πηγές ιόντων :

- Την πηγή **sputter**, η οποία χρησιμοποιείται για την παραγωγή δέσμης βαρέων ιόντων, όπως άνθρακα και οξυγόνο.
- Την πηγή **duoplasmatron**, η οποία χρησιμοποιείται για την παραγωγή δέσμης ελαφρών ιόντων, όπως πρωτονίων και δευτερίων και είναι η πηγή που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα.



Αρχικά, τα αρνητικά ιόντα που παράγονται μέσω της πηγής duoplasmatron οδηγούνται στον προεπιταχυντικό σωλήνα και επιταχύνονται αποκτώντας αρχική ενέργεια 60 keV. Στη συνέχεια, εισέρχονται σε έναν ηλεκτρομαγνητικό φακό όπου και εστιάζονται. Το σύστημα πηγής-κύριου σωλήνα βρίσκεται σε γωνία 30°.

Έπειτα, μετά την εστίαση τους εισέρχονται στον κύριο επιταχυντικό σωλήνα, στο κέντρο του οποίου βρίσκεται η γεννήτρια Van de Graaff, η οποία αποτελείται από μια μεγάλη μεταλλική σφαίρα στο κέντρο και έναν κατακόρυφο μάντα που φορτίζει τη σφαίρα με θετικά ιόντα. Η φόρτιση αυτή δημιουργεί μεγάλη διαφορά δυναμικού με αποτέλεσμα τα αρνητικά ιόντα που εισέρχονται στην δεξαμενή να έλκονται από τη θετική τάση της μεταλλικής σφαίρας και να χάνουν ένα ή και περισσότερα ηλεκτρόνια καθώς περνούν μέσα από ένα πολύ λεπτό φύλλο άνθρακα (foil stripper), το οποίο βρίσκεται μέσα στη σφαίρα. Στη συνέχεια, τα θετικά πλέον ιόντα, απωθούνται από το ηλεκτρικό πεδίο που έχει δημιουργηθεί λόγω υψηλής τάσης προς την έξοδο του επιταχυντή και περνούν μέσα από τον μαγνήτη ανάλυσης (analyzing magnet), ο οποίος στρέφει κατά 90° μόνο τα ιόντα με την επιθυμητή ενέργεια. Η σωστή επιλογή αυτών των ιόντων επιτυγχάνεται μέσω της προσεκτικής επιλογής του μαγνητικού πεδίου του μαγνήτη ανάλυσης. Με αυτή τη διαδικασία εξασφαλίζεται τόσο η “καθαρότητα” της δέσμης όσο και η ακρίβεια στην ενέργειά της. Τέλος, η δέσμη περνάει από ακόμα έναν ηλεκτρομαγνήτη που ονομάζεται μαγνήτης επιλογής (switching magnet), ο οποίος κατευθύνει τη δέσμη σε μια από τις 6 πειραματικές γραμμές που είναι διαθέσιμες στο εργαστήριο.

Ολόκληρη η διάταξη του επιταχυντή βρίσκεται υπό υψηλό κενό  $10^{-5} - 10^{-6}$  torr, ώστε να αποφευχθούν συγκρούσεις μεταξύ των σωματιδίων της δέσμης και σωματιδίων του αέρα. Για να επιτευχθεί αυτό, υπάρχουν αντλίες κενού κατά μήκος του επιταχυντή καθώς και ανάλογοι μετρητές για τον έλεγχο του.

## 2.2 Γραμμή μεταφοράς

Μετά το μαγνήτη επιλογής, η δέσμη εισέρχεται στην επιλεγμένη πειραματική γραμμή (σχήμα 2.2), η οποία χρησιμοποιείται για την μελέτη αντιδράσεων νετρονίων. Εντός της γραμμής η δέσμη περνάει από δύο διαδοχικές οπές που ονομάζονται ευθυγραμμιστές (collimators), με διάμετρο 5 mm και 6 mm, που σκοπό έχουν να **ευθυγραμμίσουν** την δέσμη. Το υλικό του πρώτου ευθυγραμμιστή είναι ταντάλιο, γιατί το ταντάλιο έχει μεγάλο φράγμα Coulomb και η δέσμη των πρωτονίων κάνει μόνο σχεδιάσεις Rutherford. Έπειτα, τα πρωτόνια που σχεδιάζονται στο ταντάλιο προς τα μπροστά “κόβονται” στον επόμενο ευθυγραμμιστή και έτσι επιτυγχάνεται το άνοιγμα της δέσμης να μην ξεπερνάει τα 5 mm.

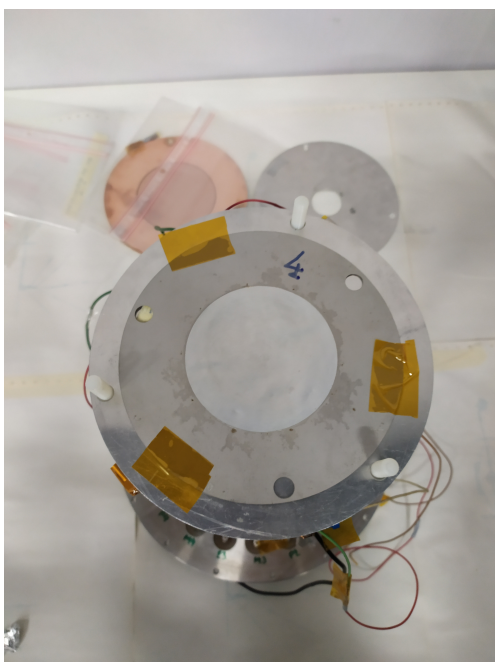


Σχήμα 2.2: Άποψη της γραμμής μεταφοράς της δέσμης, στο τέλος της οποίας βρίσκεται ο πειραματικός θάλαμος.

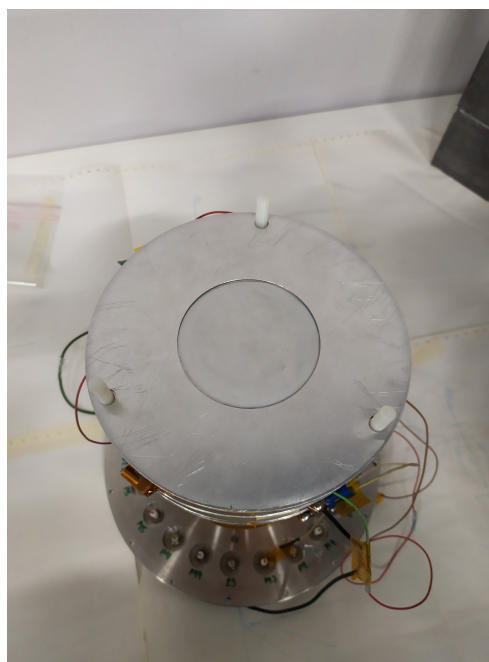
Για την παρακολούθηση της δέσμης χρησιμοποιούνται δύο αμπερόμετρα, έστω  $A_1$  και  $A_2$ . Το  $A_1$  μετράει το ρεύμα στο στόχο του τριτίου, ενώ το  $A_2$  μετράει το ρεύμα στον πρώτο ευθυγραμμιστή. Μια δέσμη θεωρείται καλά εστιασμένη όταν η ένδειξη του ρεύματος στον πρώτο ευθυγραμμιστή είναι μικρή και η ένδειξη του ρεύματος στο στόχο είναι μεγάλη. Επιπλέον, αυτή η συνδεσμολογία λειτουργεί και ως ένας κλωβός Faraday (Faraday cup), που χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό του αριθμού των ιόντων (φορτίο) που φτάνουν στο στόχο. Για το σωστό προσδιορισμό του φορτίου το Faraday cup θα πρέπει να είναι μονωμένο από την υπόλοιπη πειραματική γραμμή. Το Faraday cup αποτελείται από ένα μέταλλο στο οποίο προσπίπτουν τα ιόντα της δέσμης και από το αμπερόμετρο  $A_1$ . Το αμπερόμετρο  $A_1$  είναι συζευγμένο με έναν ολοκληρωτή φορτίου (current integrator), ο οποίος αποδίδει το συνολικό φορτίο που προσπίπτει στο στόχο, σε τετραγωνικούς παλμούς σταθερού ύψους, οι οποίοι καταγράφονται από έναν τυπικό ηλεκτρονικό καταμετρητή (counter).

## 2.3 Στόχοι ακτινίδων

Οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν στα πλαίσια αυτής της εργασίας ήταν δύο στόχοι  $^{232}\text{Th}$ , δύο στόχοι  $^{238}\text{U}$ , ένας στόχος  $^{237}\text{Np}$  και ένας στόχος  $^{234}\text{U}$  ο οποίος στο τέλος δε χρησιμοποιήθηκε για καθαρά τεχνικούς λόγους. Οι στόχοι αυτοί κατασκευάστηκαν στο Obninsk (Ρωσία) με την τεχνική του επιχρωματισμού (painting) και χρησιμοποιήθηκαν αρχικά στο π.ΤΟF στο CERN στον πρώτο κύκλο πειραμάτων το 2002-2004. Σε κάθε στόχο τοποθετήθηκαν μάσκες αλουμινίου πάχους 0.6 mm και διαμέτρου 4 ή 5 cm, ώστε τα νετρόνια που φτάνουν στους στόχους να είναι αυτά που παράγονται στις μπροστινές γωνίες  $\pm 10^\circ$ , με στόχο να έχουμε όσο το δυνατόν πιο μονοενεργειακή δέσμη, και να μειωθεί ο νεκρός χρόνος (dead time) του ανιχνευτή για στόχους με υψηλή ενεργότητα όπως είναι το  $^{237}\text{Np}$ .



(α')



(β')

Σχήμα 2.3: Ο στόχος του  $^{232}\text{Th}$  (πίσω πλευρά) χωρίς (α') και (β') με τη μάσκα αλουμινίου.

Για τη μέτρηση της ενεργού διατομής αντιδράσεων σχάσης οι στόχοι πρέπει να είναι υψηλής καθαρότητας, ώστε να αποφευχθεί η συνεισφορά από ανταγωνιστικές αντιδράσεις σε διάφορες προσμείξεις που μπορεί να υπάρχουν στον στόχο. Επιπλέον, οι στόχοι θα πρέπει να είναι πολύ

λεπτοί, καθώς τα θραύσματα σχάσης που προκύπτουν από τις υπό μελέτη αντιδράσεις είναι πυρήνες με μεγάλο  $Z$  και άρα έχουν μεγάλη ισχύ ανάλυσης (stopping power) στα υλικά. Οπότε, για να καταφέρουν να διαφύγουν του στόχου και να φτάσουν στον ανιχνευτή, θα πρέπει ο στόχος να είναι πολύ λεπτός ( $\sim 0.1 - 10 \text{ mg/cm}^2$ ).

Τα χαρακτηριστικά των στόχων χωρίς τις μάζες αλουμινίου, παρουσιάζονται στον πίνακα 2.1. Για τους στόχους  $^{232}\text{Th}$  έγινε εκ νέου υπολογισμός των μαζών τους με τη μέθοδο της φασματοσκοπίας-άλφα, διαδικασία που περιγράφεται στην ενότητα 2.3.1.

Χαρακτηριστικά Στόχου	$^{238}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{237}\text{Np}$
Αρχικό Υλικό	$\text{U}_3\text{O}_8$	$\text{U}_3\text{O}_8$	$\text{NpO}_2$
Διάμετρος Στόχου (cm)	5.2	5.2	8
Χρόνος Ημιζωής (y)	$4.468 \cdot 10^9$	$7.4 \cdot 10^8$	$2.144 \cdot 10^6$
Μάζα (mg)	$8.81 \pm 0.05$ (210)	$5.04 \pm 0.03$	$6.36 \pm 0.11$
	$9.57 \pm 0.05$ (209)	-	-
Μέση Επιφανειακή Πυκνότητα ( $10^{17} \text{ at/cm}^2$ )	$10.5 \pm 0.06$ (210)	$6.01 \pm 0.03$	$3.21 \pm 0.05$
	$11.4 \pm 0.06$ (209)	-	-

Πίνακας 2.1: Χαρακτηριστικά στόχων.

### 2.3.1 Μέτρηση μάζας στόχων $^{232}\text{Th}$

Οι υπό μελέτη στόχοι είναι άλφα ραδιενεργοί, οπότε η μάζα τους μπορεί να προσδιορισθεί μέσω φασματοσκοπίας-άλφα [27] από τη σχέση:

$$m = \frac{A_{4\pi}}{A_{mg}} \quad (2.1)$$

όπου:

- $A_{4\pi}$ : είναι η α-ενεργότητα του στόχου σε  $4\pi$  (Bq)
- $A_{mg}$ : είναι η ειδική α-ενεργότητα του στόχου (Bq/mg)

Το  $A_{mg}$  υπολογίζεται από τη σχέση:

$$A_{mg} = \frac{\ln 2 \cdot N_A}{1000 \cdot T_{1/2} \cdot A} \quad (2.2)$$

όπου  $N_A$  είναι ο αριθμός του Αβογαδρό. Όμως η ενεργότητα του στόχου σε  $4\pi$  δε μπορεί να μετρηθεί άμεσα, αλλά μπορεί να προσδιορισθεί μετρώντας την ενεργότητα σε μια στερεά γωνία  $\Omega$  ( $A_\Omega$ ). Αφού η εκπομπή σωματιδίων-α είναι ισοτροπική, η ενεργότητα σε  $4\pi$  δίνεται από τη σχέση:

$$A_{4\pi} = \frac{4\pi \cdot A_\Omega}{\Omega} \quad (2.3)$$

Οπότε, η μάζα του στόχου θα δίνεται από την τελική σχέση:

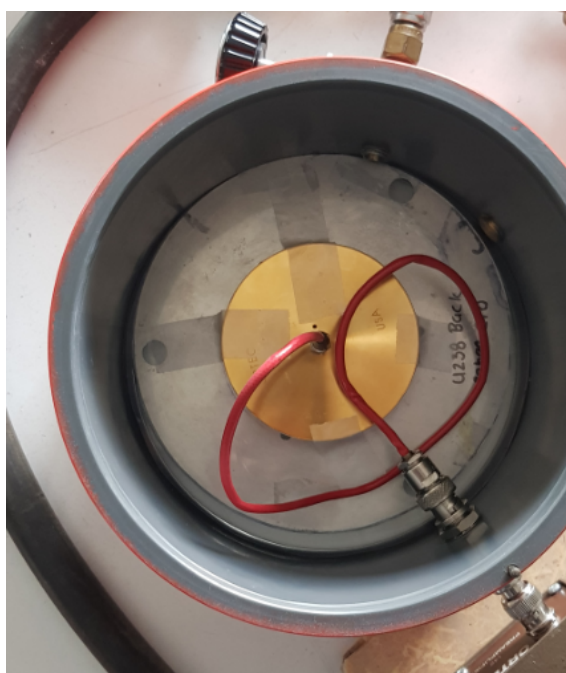
$$m = \frac{4\pi \cdot A_\Omega \cdot 1000 \cdot T_{1/2} \cdot A}{\Omega \cdot \ln 2 \cdot N_A} \quad (2.4)$$

όπου:

- $m$ : είναι η προς υπολογισμό μάζα (mg)

- $A_\Omega$ : είναι ο αριθμός των σωματιδίων-α που μετρώνται ανά δευτερόλεπτο (*Counts/s*)
- $T_{1/2}$ : ο χρόνος ημιζωής του ισοτόπου (*s*)
- $A$ : είναι ο ατομικός αριθμός του στόχου (*g/mol*)
- $\Omega$ : είναι η στερεά γωνία μεταξύ στόχου και ανιχνευτή (*sr*)
- $N_A$ : είναι ο αριθμός του Avogadro ( $mol^{-1}$ )

Για την μέτρηση των στόχων χρησιμοποιήθηκε ένας ανιχνευτής πυριτίου επιφανειακού φραγμού διαμέτρου 6.2 cm. Οι στόχοι τοποθετήθηκαν μαζί με τις αντίστοιχες μάσκες που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα. Ο ανιχνευτής τοποθετήθηκε όσο πιο κοντά γίνεται στο στόχο με σκοπό η στερεά γωνία να είναι όσο πιο κοντά γίνεται σε  $\Omega = 2\pi$  που συνιστά γεωμετρία επαφής. Η απόσταση ανιχνευτή-στόχου ήταν 0.1 cm και για τον προσδιορισμό της στερεάς γωνίας χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας Monte Carlo SACALC [28]. Τέλος, το σύστημα ανιχνευτή-στόχου ήταν τοποθετημένο σε έναν ειδικό θάλαμο κενού όπως φαίνεται στο σχήμα 2.4.



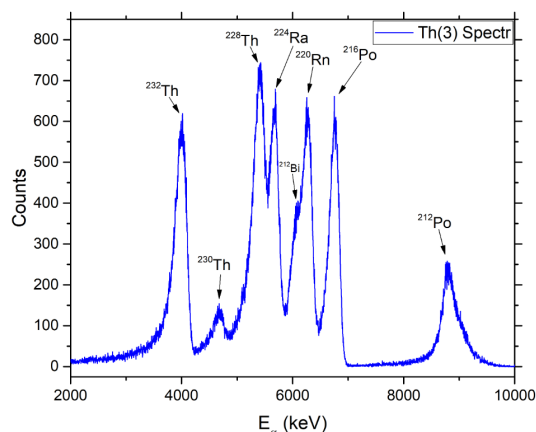
Σχήμα 2.4: Διάταξη στόχου-ανιχνευτή μέσα στον ειδικό θάλαμο κενού.

Στο σχήμα 2.5 φαίνεται το φάσμα των σωματιδίων-α που προκύπτει από τη μέτρηση. Εκτός από το  $^{232}\text{Th}$  παρουσιάζονται και άλλα ισότοπα που προέρχονται από την αλυσίδα αποδιέγερσης του  $^{232}\text{Th}$ , όπως φαίνεται στον πίνακα 2.3. Κάποια από αυτά τα παραγόμενα ισότοπα εκπέμπουν σωματίδια-α ενέργειας πολύ κοντά σε αυτά που εκπέμπει το  $^{232}\text{Th}$  με αποτέλεσμα στο φάσμα η κορυφή που αντιστοιχεί στο  $^{232}\text{Th}$  να έχει μια συνεισφορά από τις κορυφές των σωματιδίων-α μεγαλύτερης ενέργειας. Αυτό σημαίνει ότι μια απλή ολοκλήρωση αυτής τη κορυφής δεν αρκεί για τον σωστό υπολογισμό της μάζας των στόχων. Η μέθοδος που ακολουθήθηκε για τον υπολογισμό αυτής την συνεισφοράς βασίζεται στη χρήση του κώδικα προσομοιώσεων FLUKA [29, 30]. Από την προσομοίωση υπολογίστηκε η ενεργειακή εναπόθεση των σωματιδίων άλφα στον ανιχνευτή πυριτίου για το  $^{232}\text{Th}$  και για όλα τα θυγατρικά του. Στη συνέχεια, πραγματοποιήθηκε η συνέλιξη της ενεργειακής εναπόθεσης με τη συνάρτηση απόκρισης του ανιχνευτή. Από τη σύγκριση του πειραματικού και του προσομοιωμένου φάσματος, λαμβάνοντας υπόψιν τη ραδιενεργό ισορροπία, έγινε η εκτίμηση των γεγονότων της κορυφής του  $^{232}\text{Th}$  που προέρχονται αποκλειστικά από σωματίδια άλφα του  $^{232}\text{Th}$  και όχι των θυγατρικών του.

Στον πίνακα 2.2 παρουσιάζονται τα χαρακτηριστικά των δύο στόχων, μαζί με τις μάζες τους, λαμβάνοντας υπόψη τις μάσκες αλουμινίου.

Χαρακτηριστικά Στόχου	$^{232}\text{Th}(3)$	$^{232}\text{Th}(1)$
Αρχικό Υλικό		$\text{ThO}_2$
Διάμετρος Στόχου (cm)		8
Διάμετρος Μάσκας (cm)	4	5
Χρόνος Ημιζωής (y)		$1.4 \cdot 10^{10}$
Μάζα (mg)	$13.88 \pm 0.06$	$14.35 \pm 0.05$
Μέση Επιφανειακή Πυκνότητα ( $10^{17}\text{at}/\text{cm}^2$ )	$7.17 \pm 0.03$	$7.41 \pm 0.02$

Πίνακας 2.2: Χαρακτηριστικά στόχων  $^{232}\text{Th}$ .



Σχήμα 2.5: Φάσμα σωματιδίων-α από τη μέτρηση του στόχου  $^{232}\text{Th}$ .

Ισότοπο	$T_{1/2}$	$E_\alpha$ (MeV)	I(%)
$^{232}\text{Th}$	$1.4 \cdot 10^{10}$ Years	4.0123	78.2
		3.9472	21.7
		3.8111	0.069
$^{228}\text{Ra}$	5.75 Years	$\beta^-$	
$^{228}\text{Ac}$	6.15 Hours	$\beta^-$	
$^{228}\text{Th}$	1.9116 Years	5.42315	73.4
		5.34036	26
		5.211	0.408
$^{224}\text{Ra}$	3.6319 Days	5.68537	94.92
		5.4486	5.06
		5.051	0.0076
$^{220}\text{Rn}$	55.6 Seconds	6.28808	99.886
		5.747	0.114
$^{216}\text{Po}$	0.145 Seconds	6.7783	99.9981
		5.985	0.0019
$^{212}\text{Pb}$	10.64 Hours	$\beta^-$	
$^{212}\text{Bi}$ (35.94%)	60.55 Minutes	6.05078	25.13
		6.08988	9.75
		5.768	0.611
$^{208}\text{Tl}$	3.053 Minutes	$\beta^-$	
$^{212}\text{Bi}$ (64.06%)	60.55 Minutes	$\beta^-$	
$^{212}\text{Po}$	0.299 $\mu\text{s}$	8.78486	100
$^{208}\text{Pb}$		Stable	

Πίνακας 2.3: Αλυσίδα αποδιέγερσης του  $^{232}\text{Th}$ .

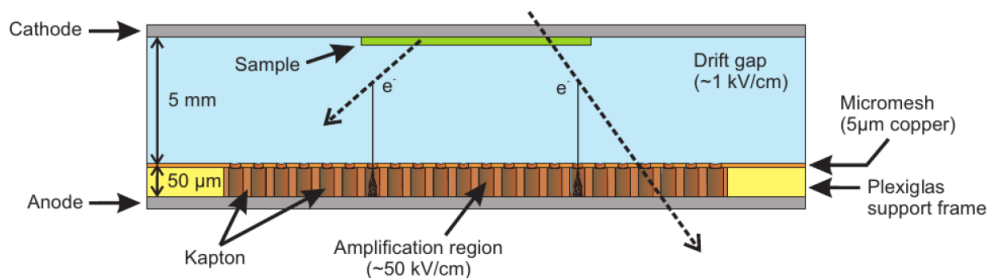


## 2.4 Ανιχνευτές Micromegas

Για την ανίχνευση των θραυσμάτων σχάσης χρησιμοποιήθηκαν ανιχνευτές Micromegas (Micro-MESH Gaseous Structure), που ανήκουν στη γενική κατηγορία των ανιχνευτών αερίου και ειδικότερα στην κατηγορία MPGD (Micro Pattern Gaseous Detectors) [31]. Πρόκειται για έναν οικονομικό ανιχνευτή με μικρό μέγεθος που κατασκευάζεται από ελαφριά υλικά και έχει πολύ καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Αυτοί οι ανιχνευτές είναι κατάλληλοι για πειράματα σχάσης, αφού ανιχνεύουν με πολύ μεγάλη απόδοση φορτισμένα σωματίδια όπως είναι τα θραύσματα σχάσης και είναι ανθεκτικοί στα σωματίδια-α που εκπέμπουν οι στόχοι. Επίσης, είναι ανθεκτικοί σε νετρονικά περιβάλλοντα και δεν έχουν σημαντική αλληλεπίδραση με την δέσμη των νετρονίων.

Ο ανιχνευτής αποτελείται από τρία διαδοχικά παράλληλα ηλεκτρόδια που φαίνονται και στο σχήμα 2.6 Αυτά είναι :

- Η κάθοδος ή ηλεκτρόδιο ολίσθησης (drift)
- Το πλέγμα (mesh)
- Η άνοδος (pad)



Σχήμα 2.6: Σχηματική αναπαράσταση της δομής ενός ανιχνευτή *Micromegas* [32].

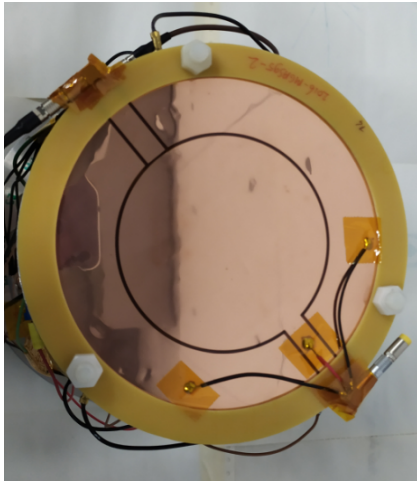
Τα τρία αυτά ηλεκτρόδια χωρίζουν τον ανιχνευτή σε δύο περιοχές :

1. Η περιοχή ανάμεσα στο drift και το mesh ονομάζεται **περιοχή ολίσθησης (drift gap)**, το εύρος του πλάτους της είναι της τάξης των μερικών mm και εκεί γίνεται ο πρωταρχικός ιονισμός του αερίου.
2. Η περιοχή ανάμεσα στο mesh και το pad ονομάζεται **περιοχή ενίσχυσης (amplification gap)** και έχει πλάτος 50  $\mu\text{m}$ .

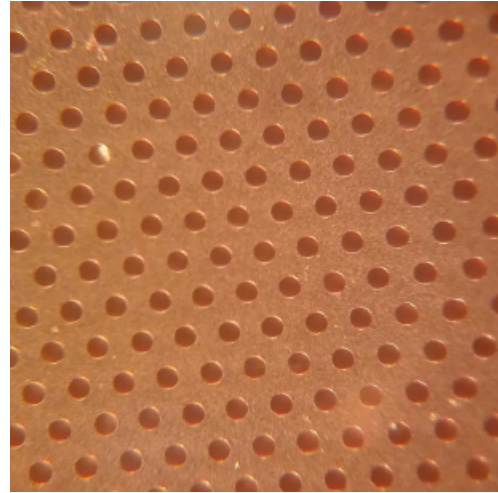
Στην κάθοδο εφαρμόζεται αρνητική τάση της τάξης των kV, στο πλέγμα αρνητική τάση της τάξης των εκατοντάδων V και το pad γειώνεται. Αυτή η διαφορά δυναμικού στα δύο ηλεκτρόδια του ανιχνευτή δημιουργεί ένα πεδίο στην περιοχή ενίσχυσης έντασης μερικών δεκάδων kV/cm, ενώ το πεδίο στη περιοχή ολίσθησης είναι της τάξης των εκατοντάδων V/cm. Το πλέγμα που χωρίζει τις δύο περιοχές δεν είναι ένα ενιαίο ηλεκτρόδιο, αλλά έχει πλήθος οπών διαμέτρου 35  $\mu\text{m}$  οι οποίες επιτρέπουν τη διέλευση σωματιδίων από τη μια περιοχή στην άλλη (σχήμα 2.7(β')). Ένας από τους ανιχνευτές Micromegas που χρησιμοποιήθηκε στο παρόν πείραμα παρουσιάζεται στο σχήμα 2.7(α').

Για την σωστή λειτουργία του ανιχνευτή, το drift θα πρέπει να είναι σε υψηλή τάση με αρνητική πολικότητα  $V_d \approx 900 \text{ V}$  και το mesh σε τάση με αρνητική πολικότητα  $V_m \approx 250 \text{ V}$ . Επομένως, όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο εισέλθει στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή,

ιονίζει το αέριο που βρίσκεται στην περιοχή ολίσθησης, δημιουργώντας ζεύγη θετικών ιόντων-ηλεκτρονίων. Τα ηλεκτρόνια λόγω της διαφοράς δυναμικού επιταχύνονται και αρχίζουν να κινούνται προς το mesh, ενώ τα θετικά ιόντα κινούνται προς την αντίθετη κατεύθυνση. Τα ηλεκτρόνια μέσω του ηλεκτρικού πεδίου οδηγούνται να περάσουν μέσα από τις οπές του mesh στο amplification gap, όπου αρχίζουν να ιονίζουν ξανά το αέριο. Κάθε νέο ηλεκτρόνιο που ιονίζεται, λόγω του πεδίου, αποκτά ίδια ενέργεια και με τη σειρά του ιονίζει άλλα άτομα του αερίου. Αυτό το φαινόμενο ονομάζεται φαινόμενο της χιονοστιβάδας και μέσω αυτού δημιουργούνται πολλά ζεύγη ηλεκτρονίων-θετικών ιόντων με τα ηλεκτρόνια να κινούνται προς το pad και τα θετικά ιονισμένα άτομα του αερίου να κινούνται προς το mesh. Η λήψη του σήματος γίνεται μέσω του mesh.



(α') Εξωτερική εμφάνιση του ανιχνευτή.



(β') Το mesh του ανιχνευτή *Micromegas*.

Σχήμα 2.7: Εικόνες ενός ανιχνευτή *Micromegas*.

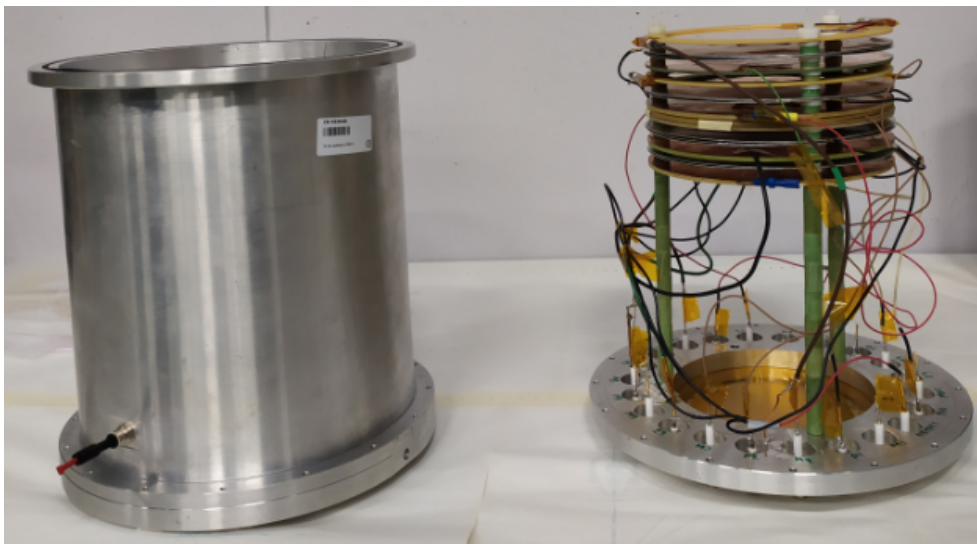
Τέλος, μια και οι ανιχνευτές *Micromegas* είναι ανιχνευτές αερίου, σημαντικό ρόλο για τη σωστή λειτουργία τους διαδραματίζει και η επιλογή του αερίου εντός του θαλάμου. Στα πλαίσια αυτής της εργασίας, το αέριο που επιλέχθηκε ήταν ένα μείγμα  $Ar:CO_2$  (90:10). Το  $Ar$  αποτελεί το μεγαλύτερο μέρος του αερίου μείγματος, αφού ως ευγενές αέριο προσφέρει υψηλή καθαρότητα, έχει υψηλή ενέργεια ιονισμού και είναι μονοατομικό. Υψηλή ενέργεια ιονισμού απαιτείται ώστε ο ιονισμός του αερίου να είναι αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης ενός φορτισμένου σωματιδίου με το αέριο του ανιχνευτή, όπως είναι ένα θραύσμα σχάσης, και όχι από περιβαλλοντική ακτινοβολία. Η μονοατομικότητα τους ευγενούς αερίου είναι σημαντική, καθώς η προσπίπτουσα ακτινοβολία θα αποδώσει την ενέργειά της σε ιονισμό και όχι σε περιστροφικές ή ταλαντωτικές κινήσεις, χαρακτηριστικά των πολυατομικών μορίων. Από την άλλη, το  $CO_2$  επιλέγεται ως πρόσμιξη για να αποφεύγεται το ανεξέλεγκτο φαινόμενο χιονοστιβάδας. Ως ηλεκτραρνητικό αέριο έχει την ιδιότητα να έλκει τα ηλεκτρόνια που παράγονται κατά τον ιονισμό προς το μέρος του, με αποτέλεσμα τη μείωση της έντασης του φαινομένου χιονοστιβάδας.

## 2.5 Θάλαμος σχάσης

Το σύστημα στόχοι-ανιχνευτές τοποθετείται σε έναν ειδικά διαμορφωμένο θάλαμο στον οποίο διοχετεύεται το μείγμα του αερίου. Ο θάλαμος αυτός κατασκευάστηκε στο CERN για το ΕΜΠ (σχήμα 2.8). Πρόκειται για ένα κυλινδρικό δοχείο από αλουμίνιου με εξωτερική διάμετρο 25 cm, εσωτερική διάμετρο 24 cm και ύψος 28.5 cm. Στις δύο πλευρές του κυλίνδρου υ-

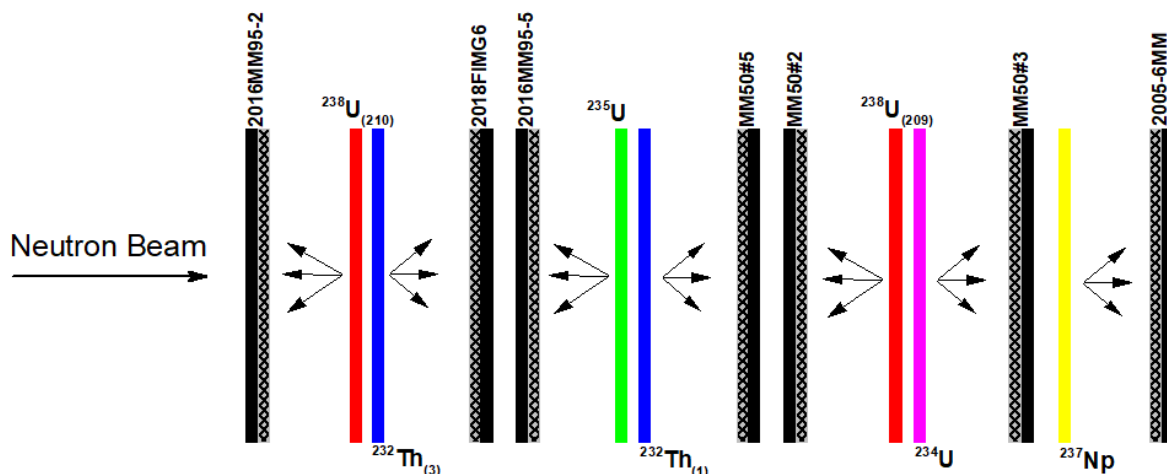
πάρχουν πανομοιότυπα καπάκια, επίσης από αλουμίνιο, τα οποία έχουν ένα παράθυρο από καρτονι διαμέτρου 15 cm και πάχους 50 μm, ώστε να βιδώνουν πάνω στο θάλαμο και να κλείνουν αεροστεγώς.

Ο τρόπος με τον οποίο είναι κατασκευασμένος ο θάλαμος επιτρέπει την τοποθέτηση πολλαπλών στόχων και ανιχνευτών όπως φαίνεται στο σχήμα 2.8. Για να εξασφαλιστεί η ακρίβεια στην απόσταση μεταξύ των στόχων και κάθε ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκαν ειδικά spacers πλάτους 8 mm.



Σχήμα 2.8: Άποψη του εξωτερικού και εσωτερικού του πειραματικού θαλάμου.

Η σειρά με την οποία τοποθετήθηκε το σύστημα ανιχνευτών-στόχων εντός του πειραματικού θαλάμου φαίνεται στο σχήμα 2.9.



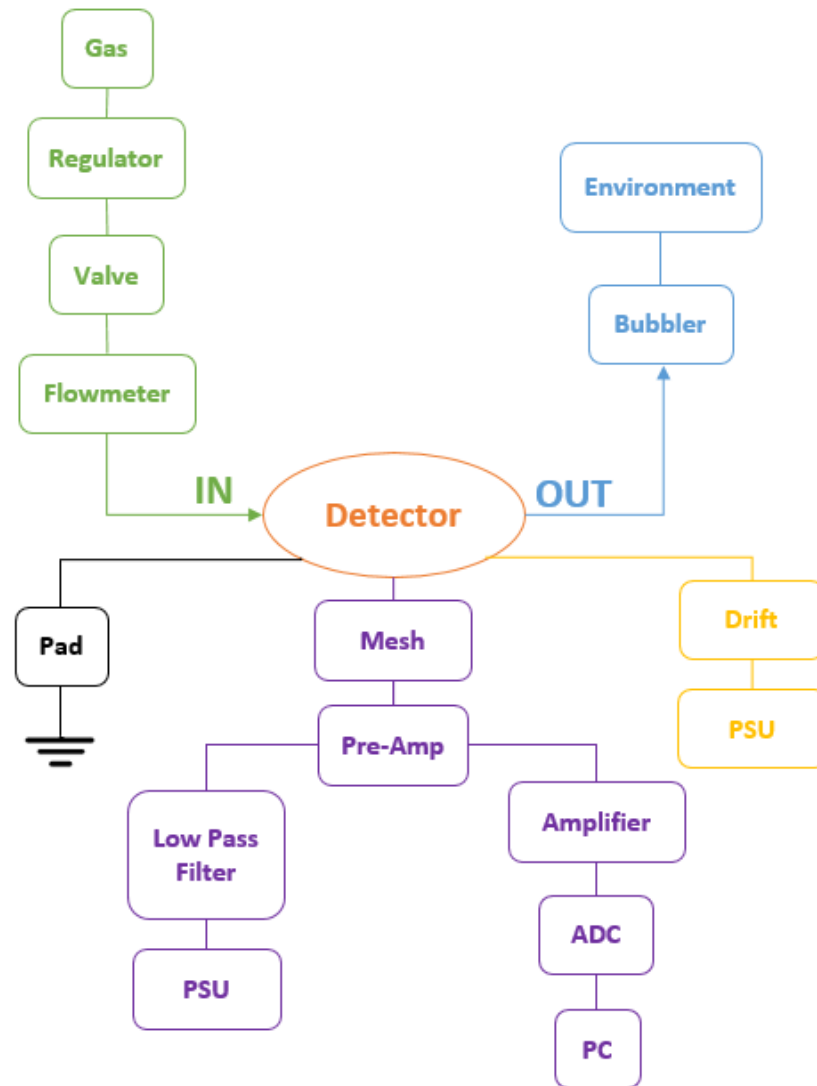
Σχήμα 2.9: Σχηματική αναπαράσταση του συστήματος στόχων-ανιχνευτών εντός του πειραματικού θαλάμου. Με μαύρο χρώμα απεικονίζονται οι ανιχνευτές *Micromegas*.

Τέλος, στον θάλαμο υπάρχουν δύο οπές από τις οποίες εισέρχεται και εξέρχεται το αέριο μείγμα του ανιχνευτή. Το αέριο παρέχεται από φιάλη και η ροή του είναι συνεχής. Για την παρακολούθηση της ροής υπάρχει ένα ροόμετρο (flowmeter) το οποίο ελέγχει τη ροή του αερίου. Στην έξοδο από τον θάλαμο υπάρχει ένα φυσαλιδογόνο (bubbler) που ελέγχει αν η ροή του αερίου γίνεται με συνεχή και σταθερό τρόπο. (σχήμα 2.10)



## 2.6 Ηλεκτρονικά

Για τη μετατροπή του σήματος του ανιχνευτή σε αναγνωρίσιμο ψηφιακό σήμα χρησιμοποιήθηκε το ειδικό σύστημα ηλεκτρονικών που φαίνεται στο σχήμα 2.10.



Σχήμα 2.10: Σχηματική αναπαράσταση της συνδεσμολογίας του ανιχνευτή.

Όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 2.4 ένας ανιχνευτής Micromegas αποτελείται από τρία ηλεκτρόδια : το pad, το mesh και το drift. Στην άνοδο (pad) κάθε ανιχνευτή εφαρμόζεται γείωση μέσω μιας τερματικής αντίστασης 50 Ω. Στην κάθοδο (drift) είναι συνδεδεμένο ένα τροφοδοτικό υψηλής τάσης (high voltage) που ονομάζεται PSU (Power Supply Unit) και παρέχει τάση της τάξης των 900 V. Στο mesh συνδέεται ο προενισχυτής (Pre Amplifier), ο οποίος με τη σειρά του εκτελεί δύο βασικές λειτουργίες όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.10:

- Η μία είσοδος του προενισχυτή καταλήγει στο τροφοδοτικό, ώστε στο mesh να εφαρμοστεί τάση  $\sim -250$  V. Επειδή σε ολόκληρη την ηλεκτρονική διάταξη μπορεί να έχουμε ανεπιθύμητους υψηλούς θορύβους που να αλλοιώνουν το σήμα στο mesh, μεταξύ τροφοδοσίας και προενισχυτή παρεμβάλλεται ένα βαθυπερατό φίλτρο (LPS - Low Pass Filter) το οποίο είναι ικανό να εξουδετερώσει τους θορύβους αυτούς.
- Στην έξοδο του προενισχυτή ξεκινά η επεξεργασία του σήματος που συλλέχθηκε στο mesh. Αρχικά, το σήμα που δημιουργείται στον ανιχνευτή είναι πάρα πολύ μικρό και

περνά από τον προενισχυτή όπου λαμβάνει την πρώτη του ενίσχυση. Στη συνέχεια, το σήμα φτάνει στον ενισχυτή όπου μετά από κατάλληλες ρυθμίσεις λαμβάνει την τελική του ενίσχυση και μορφοποίηση. Έπειτα, βρίσκεται ο αναλογοψηφιακός μετατροπέας (ADC - Analog to Digital Converter) και ο πολυδιαυλικός αναλυτής (MCA - Multi-Channel Analyzer), όπου γίνεται η ψηφιοποίηση του σήματος και η ταξινόμηση του σε κανάλια. Τέλος, το σύστημα περιλαμβάνει ηλεκτρονικό υπολογιστή στον οποίο καταγράφεται και αποθηκεύεται το φάσμα.



# Κεφάλαιο 3

## Η αντίδραση ${}^3H(p, n){}^3He$

Η αντίδραση  ${}^3H(p, n){}^3He$  χρησιμοποιείται ευρέως σε εργαστήρια για την παραγωγή μονοενεργειακών δεσμών νετρονίων. Στο Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος” είναι η πρώτη φορά που χρησιμοποιήθηκε η αντίδραση αυτή και η μελέτη της αποτελεί το βασικό μέρος αυτής της εργασίας.

### 3.1 Μελέτη της αντίδρασης

Η αντίδραση:



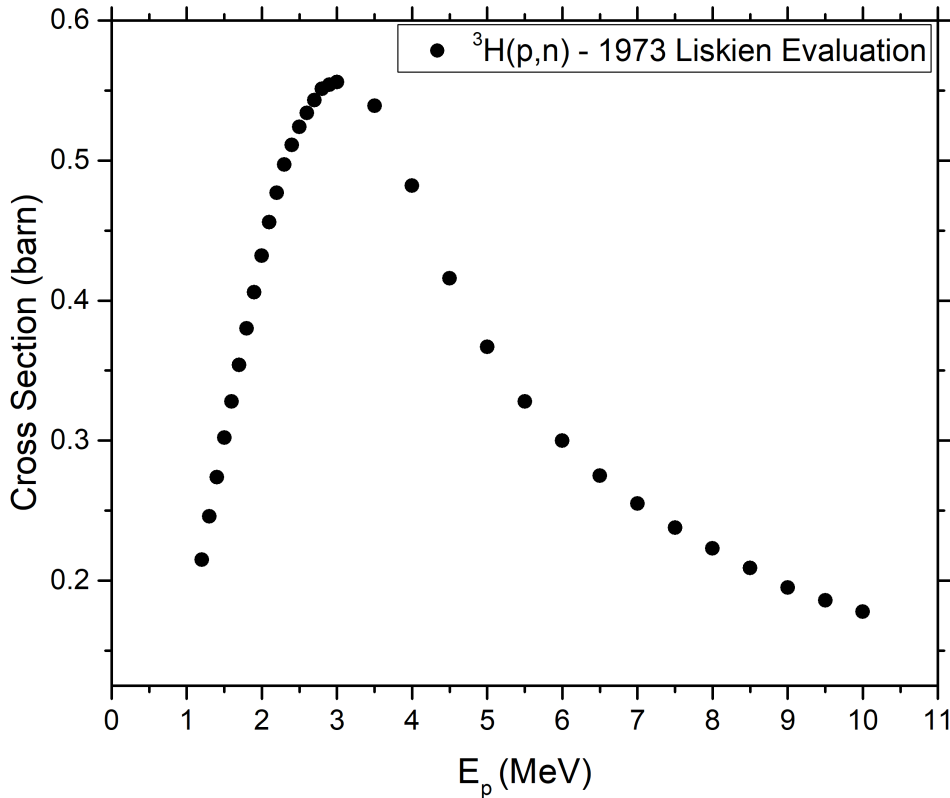
παράγει αυστηρά μονοενεργειακές δέσμες νετρονίων για ενέργειες δέσμης πρωτονίων από 1.148 έως 8.35 MeV. Η μικρότερη ενέργεια πρωτονίου (1.148 MeV) είναι η ενέργεια κατά την οποία η αντίδραση αρχίζει να έχει μονές λύσεις για τις ενέργειες των παραγόμενων νετρονίων, ενώ η μεγαλύτερη ενέργεια (8.35 MeV) είναι η ενέργεια κατωφλίου της αντίδρασης διάσπασης (break-up)  ${}^3H(p, np){}^2H$ . Οι αντίστοιχες ενέργειες νετρονίων στο σύστημα του εργαστηρίου στις μηδέν μοίρες για τις δύο ακραίες τιμές πρωτονίων είναι 0.288 έως 7.58 MeV.

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης φαίνεται στο σχήμα 3.1 Παρατηρείται ότι η ενεργός διατομή παρουσιάζει μέγιστο ( $\sim 0.6$  barn) για ενέργεια πρωτονίων 3.5 MeV, η οποία αντιστοιχεί σε ενέργεια νετρονίων στις μηδέν μοίρες στο σύστημα του εργαστηρίου στα 2.72 MeV.

Για τη μελέτη της αντίδρασης επιλέχθηκαν οχτώ διαφορετικές ενέργειες πρωτονίων γύρω από την περιοχή όπου η αντίδραση έχει την υψηλότερη ενεργό διατομή και παράγουν νετρόνια στο εύρος 2 με 5.5 MeV, που είναι ταυτόχρονα χρήσιμα για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης  ${}^{232}Th(n, f)$ . Οι ακριβείς ενέργειες των πρωτονίων και των αντίστοιχων νετρονίων φαίνονται στον πίνακα 3.1 παρακάτω.

$E_p(MeV)$	$E_n(MeV)$
3.4	2.0
3.8	2.5
4.3	3.0
4.8	3.5
5.2	4.0
5.5	4.3
5.8	4.7
6.5	5.3

Πίνακας 3.1: Ενέργειες πρωτονίων-νετρονίων.



Σχήμα 3.1: Ενεργός διατομή της αντίδρασης  ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$  [33].

Εκτός από την ενεργό διατομή της αντίδρασης, ένα από τα βασικά χαρακτηριστικά της που πρέπει να μελετηθεί πριν την διεξαγωγή του πειράματος είναι η γωνιακή κατανομή, τόσο ως προς την ενεργό διατομή όσο και ως προς την ενέργεια των παραγόμενων νετρονίων. Η γωνιακή κατανομή της αντίδρασης έχει βαρύνουσα σημασία κατά την επιλογή της απόστασης θαλάμου σχάσης-στόχου τρίτιου, καθώς το ενδιαφέρον επικεντρώνεται στο να είναι η πηγή νετρονίων όσο το δυνατόν πιο ισοτροπική και μονοενεργειακή γίνεται.

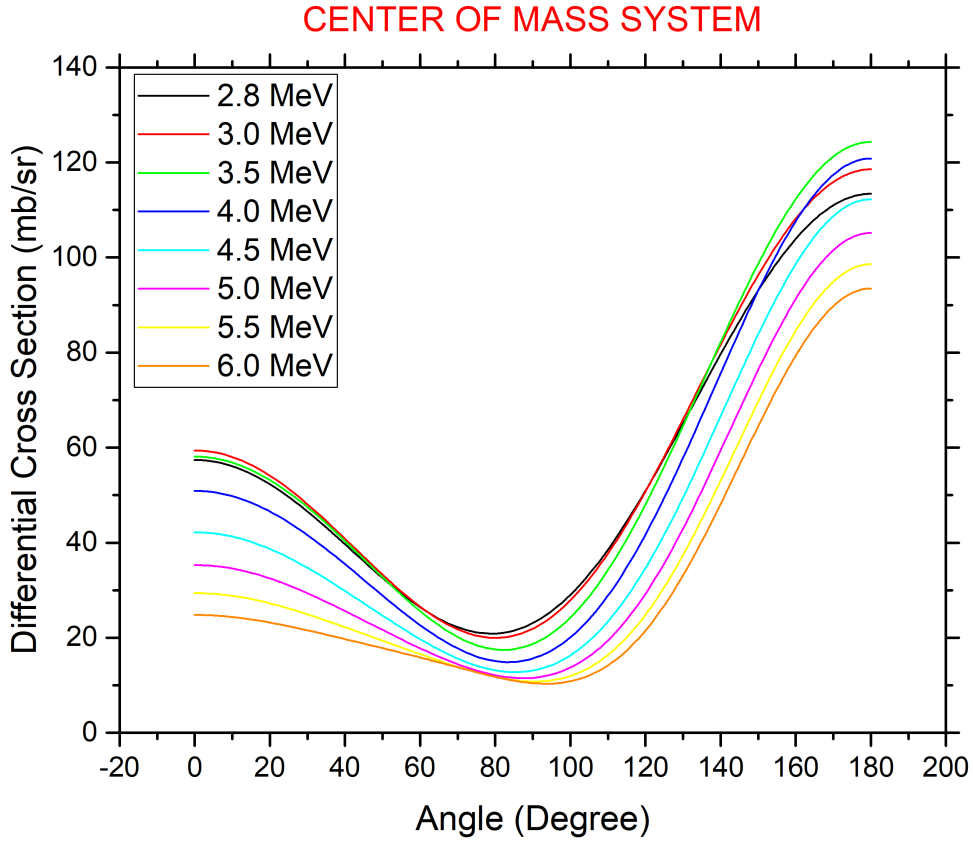
Για τον προσδιορισμό της γωνιακής κατανομής της διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης στο σύστημα του κέντρου μάζας ακολουθήθηκε η μεθοδολογία που περιγράφεται από τον Liskien [33], χρησιμοποιώντας την σχέση:

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(\theta) = \frac{d\sigma}{d\omega}(0^\circ) \sum_i A_i P_i(\theta) \quad (3.1)$$

όπου :

- $\frac{d\sigma}{d\omega}(0^\circ)$ : είναι η διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης στις  $0^\circ$  ( $b/sr$ )
- $A_i$ : είναι οι συντελεστές Legendre που έχουν προσδιοριστεί από τον Liskien
- $P_i$ : είναι τα πολώνυμα Legendre

Ο παραπάνω υπολογισμός έγινε για οχτώ διαφορετικές ενέργειες πρωτονίων, το εύρος των οποίων καλύπτει ενεργειακά και τις ενέργειες πρωτονίων που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα. Τα αποτελέσματα των υπολογισμών παρουσιάζονται στο σχήμα 3.2.



Σχήμα 3.2: Γωνιακή κατανομή της διαφορικής ενεργού διατομής στο σύστημα του κέντρου μάζας.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.2, στο σύστημα του κέντρου μάζας η διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης ξεκινάει από μια τιμή στις  $0^\circ$ , ενώ για μεγαλύτερες γωνίες αρχίζει να μειώνεται μέχρι που φτάνει σε ελάχιστο στις  $\sim 90^\circ$ . Από εκεί και μετά αρχίζει να αυξάνει φτάνοντας σε μέγιστο στις  $180^\circ$ . Αυτό σημαίνει ότι στο σύστημα του κέντρου μάζας η αντίδραση “προτιμάει” τις πίσω γωνίες, όμως τα πειράματα γίνονται στο σύστημα του εργαστηρίου. Για τη μετατροπή των ενεργών διατομών από το σύστημα του κέντρου μάζας στο σύστημα του εργαστηρίου [4] χρησιμοποιήθηκε η σχέση:

$$\sigma(\theta) = \frac{d\Omega'}{d\Omega} \cdot \sigma(\theta') \quad (3.2)$$

όπου  $\sigma(\theta')$  είναι η διαφορική ενεργός διατομή στο σύστημα του κέντρου μάζας και ο λόγος  $\frac{d\Omega'}{d\Omega}$  δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega} = \frac{(1 + 2\gamma\cos\theta' + \gamma^2)^{3/2}}{|1 + \gamma\cos\theta'|} \quad (3.3)$$

όπου  $\theta'$  είναι η γωνία στο σύστημα του κέντρου μάζας και το  $\gamma$  δίνεται από τη σχέση:

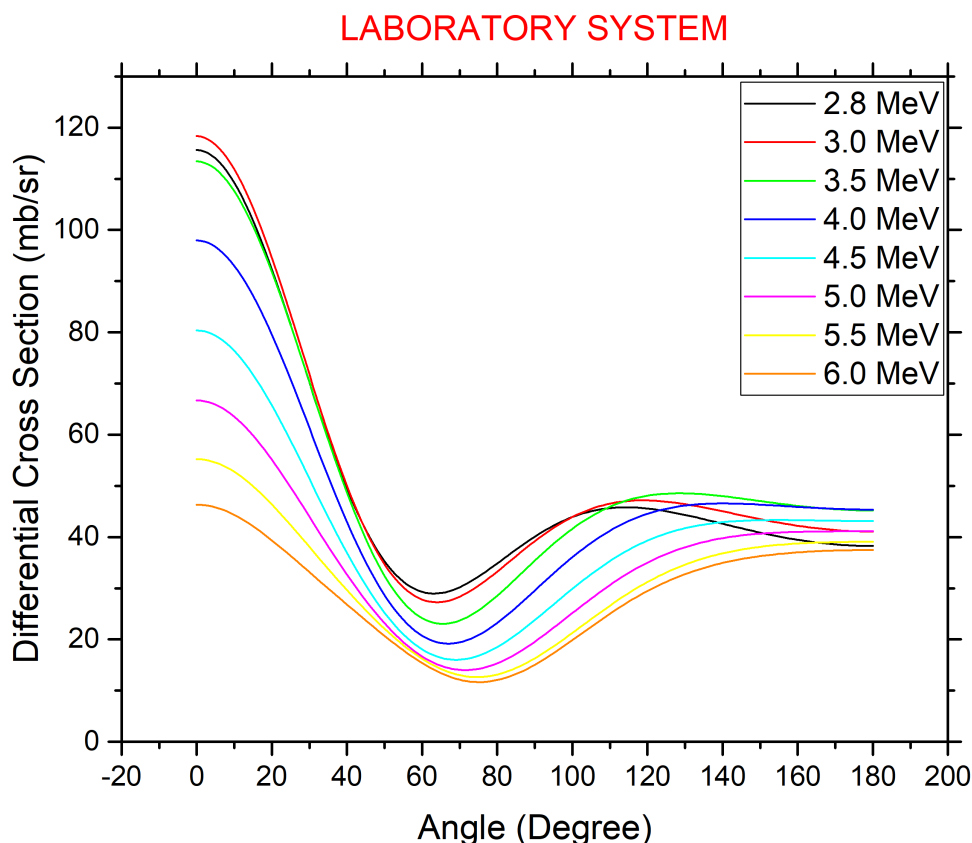
$$\gamma = \left[ \frac{m_a m_b T_a}{(m_X m_Y)(T_a + Q(1 + m_a/m_X))} \right]^{1/2} \quad (3.4)$$

όπου:

- $m_a$ : είναι η μάζα του πρωτονίου ( $MeV/c^2$ )
- $m_X$ : είναι η μάζα του τρίτου ( $MeV/c^2$ )

- $m_b$ : είναι η μάζα του νετρονίου ( $MeV/c^2$ )
- $m_Y$ : είναι η μάζα του  ${}^3He$  ( $MeV/c^2$ )
- $Q$ : είναι το  $Q_{value}$  της αντίδρασης ( $MeV$ )
- $T_a$ : είναι η κινητική ενέργεια του πρωτονίου ( $MeV$ )

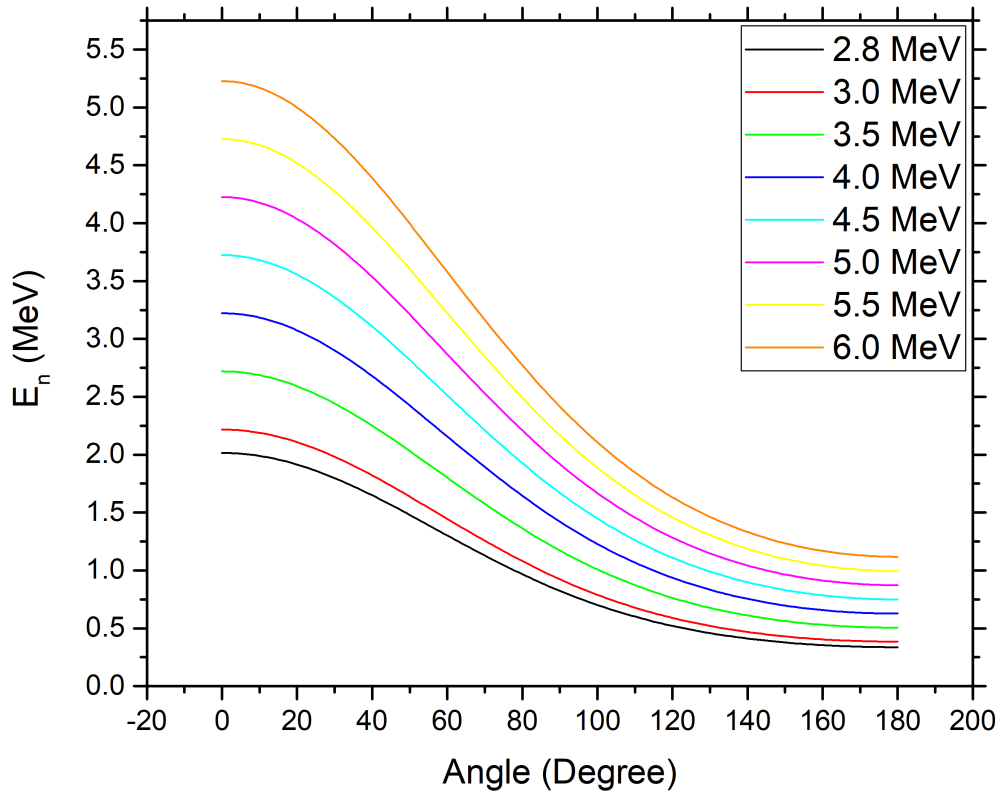
Τα αποτελέσματα της μετατροπής από το σύστημα του κέντρου μάζας στο σύστημα του εργαστηρίου παρουσιάζονται στο σχήμα 3.3.



Σχήμα 3.3: Γωνιακή κατανομή της ενεργού διατομής της αντίδρασης στο σύστημα του εργαστηρίου.

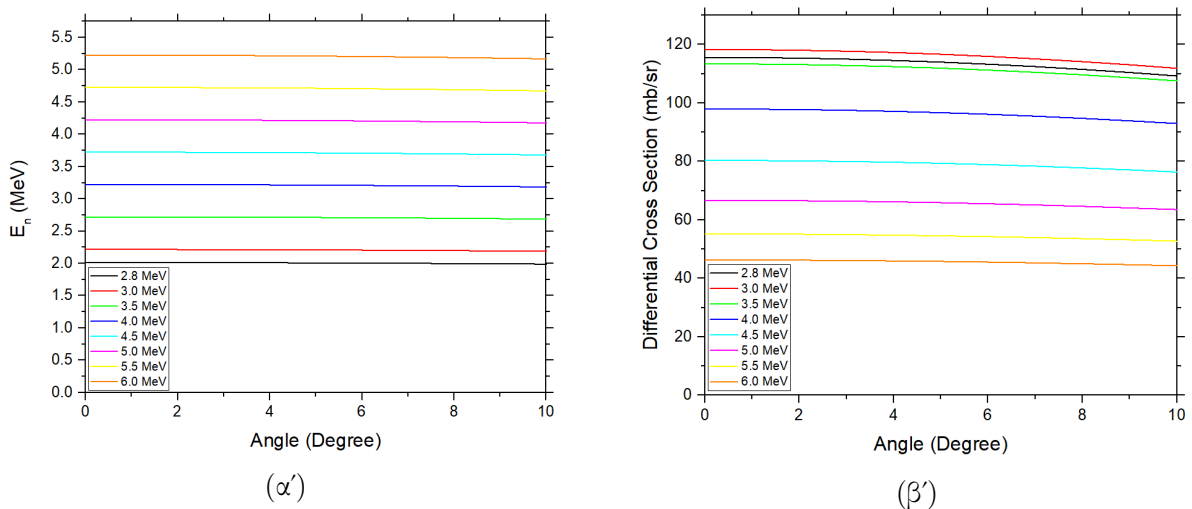
Από το διάγραμμα του σχήματος 3.3 παρατηρείται ότι ενώ η ενεργός διατομή της αντίδρασης στο σύστημα του κέντρου μάζας παρουσιάζει μέγιστο στις πίσω γωνίες, στο σύστημα του εργαστηρίου έχει αντιστραφεί και παρουσιάζει μέγιστο στις μπροστινές γωνίες.

Όπως αναφέρθηκε πιο πάνω, εκτός από τη γωνιακή κατανομή της ενεργού διατομής της αντίδρασης σημαντικό ρόλο παίζει και η γωνιακή κατανομή της ενέργειας των παραγόμενων νετρονίων στο σύστημα του εργαστηρίου. Αυτή η κατανομή είναι εύκολο να προσδιοριστεί μέσω της κινηματικής της αντίδρασης, αρκεί να είναι γνωστή η ενέργεια της δέσμης πρωτονίων. Στο σχήμα 3.4 φαίνεται η γωνιακή κατανομή των παραγόμενων νετρονίων για τις οχτώ ενέργειες πρωτονίων που χρησιμοποιήθηκαν στα πλαίσια του πειράματος.



Σχήμα 3.4: Γωνιακή κατανομή της ενεργού διατομής της αντίδρασης στο σύστημα του εργαστηρίου.

Με βάση τα παραπάνω ο θάλαμος σχάσης τοποθετήθηκε σε απόσταση  $\sim 2.5$  cm από το τέλος της πειραματικής γραμμής. Σε αυτή την απόσταση ο πρώτος στόχος της διάταξης δέχεται νετρόνια εντός γωνίας  $\pm 10^\circ$ , όπου η δέσμη θεωρείται μονοενεργειακή (σχήμα 3.5α) και ισοτροπική (σχήμα 3.5β). Για τους στόχους που βρίσκονται πιο πίσω η γωνία μικραίνει, οπότε η δέσμη των νετρονίων έχει ακόμα μικρότερη διασπορά.



Σχήμα 3.5: Γωνιακή κατανομή της αντίδρασης  ${}^3\text{H}(p, n)$  για τις πρώτες  $10^\circ$ .



## 3.2 Παρασιτικά νετρόνια

Στα πλαίσια αυτού του πειράματος χρησιμοποιήθηκε ένας στόχος  $CuTiT$ , ο οποίος αποτελείται από ένα φύλλο  $Cu$  διαμέτρου 28.5 mm και πάχους 1 mm, πάνω στον οποίο έχει εναποτεθεί ένα λεπτό στρώμα  $Ti$  διαμέτρου 25.4 mm. Το τρίτο είναι προσαρτημένο εντός του  $Ti$  και η ενεργότητά του την περίοδο διεξαγωγής του πειράματος ήταν 179 kBq. Επίσης, μπροστά από το στόχο είναι τοποθετημένα δύο φύλλα  $Mo$ , πάχους 5  $\mu m$  το καθένα. Αυτά τα φύλλα  $Mo$  είναι πολύ σημαντικά για την παραγωγή νετρονίων χρησιμοποιώντας δέσμη δευτερίων, καθώς όσο πιο μεγάλη είναι η ενέργεια των δευτερίων που εξέρχονται από τον επιταχυντή τόσο πιο μεγάλη ένταση έχει η δέσμη. Όμως, όσο πιο μικρή είναι η ενέργεια των δευτερίων τόσο μεγαλύτερη είναι η ενεργός διατομή της αντίδρασης παραγωγής νετρονίων, οπότε τα δευτέρια περνώντας από τα φύλλα  $Mo$  χάνουν μέρος της ενέργειας τους, με αποτέλεσμα η ενεργός διατομή της αντίδρασης παραγωγής νετρονίων να αυξάνεται χωρίς να χάνει την ένταση της η δέσμη. Στην περίπτωση που γίνεται χρήση δέσμης πρωτονίων, όπως έγινε στα πλαίσια αυτής της εργασίας, η δέσμη των πρωτονίων χάνει ενέργεια καθώς περνάει από τα φύλλα, όμως η αφαίρεση τους από τον στόχο του τριτίου δεν ήταν δυνατή για τεχνικούς λόγους.

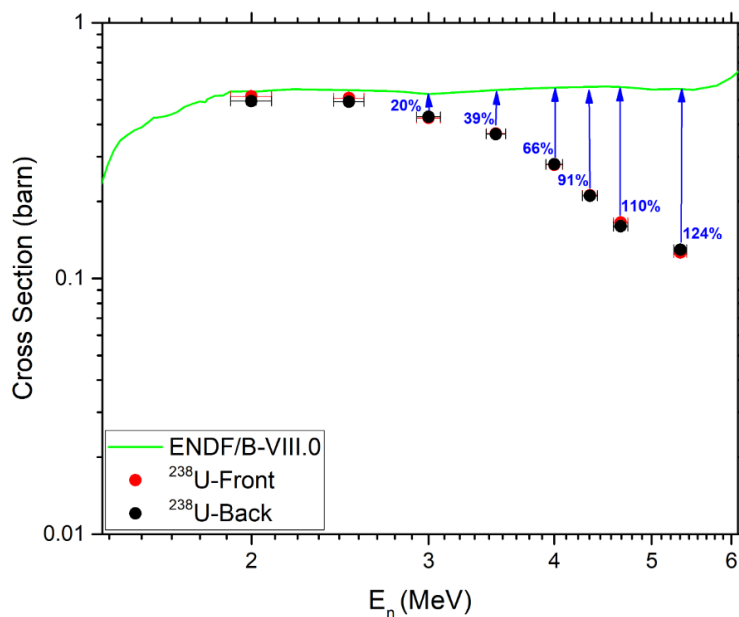
Έκτος από το τρίτο, τα τρία υπόλοιπα στοιχεία που αναφέρθηκαν πιο πάνω : **Χαλκός (Cu)**, **Τιτάνιο (Ti)**, **Μολυβδαίνιο (Mo)**, είναι στοιχεία τα οποία “βλέπει” η δέσμη μέχρι να φτάσει στο στόχο του τριτίου, με αποτέλεσμα να είναι υποψήφιοι “στόχοι” για την παραγωγή παρασιτικών νετρονίων, κυρίως μέσω αντιδράσεων  $(p,n)$  [34].

### 3.2.1 Ενεργός διατομή της $^{238}U(n, f)$ ως προς το $^{235}U$

Όπως αναφέρθηκε και στην ενότητα 1.2 μια από τις αντιδράσεις που χρησιμοποιείται ευρέως για την “παρακολούθηση” των νετρονίων είναι η αντίδραση  $^{238}U(n, f)$ . Για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης χρησιμοποιήθηκε η σχέση:

$$\sigma = \frac{Y}{Y_{ref}} \cdot \frac{N_{ref}}{N} \cdot \frac{\Phi_{ref}}{\Phi} \cdot \sigma_{ref} \quad (3.5)$$

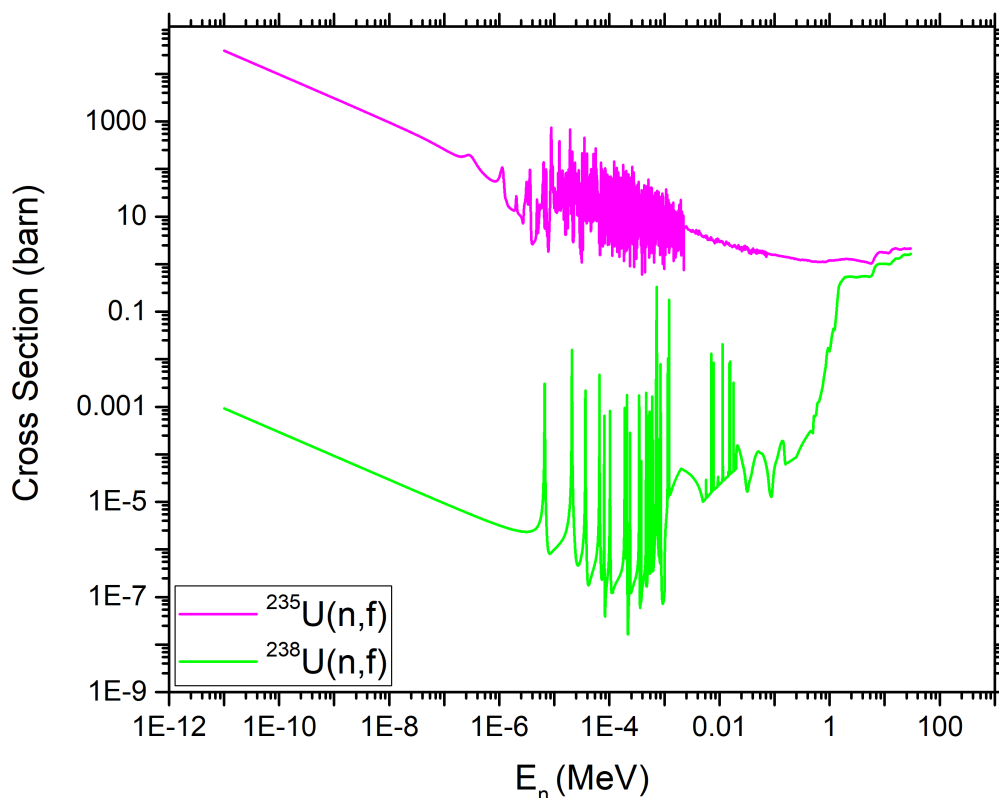
Στο σχήμα 3.6 φαίνονται οι υπολογισμένες ενεργές διατομές της αντίδρασης  $^{238}U(n, f)$  ως προς το  $^{235}U$ , για τις οχτώ διαφορετικές ενέργειες νετρονίων που μελετήσαμε.



Σχήμα 3.6: Ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{238}U(n, f)$  ως προς το  $^{235}U$ .

Έκτος από τις υπολογισμένες ενεργές διατομές στο σχήμα 3.6 φαίνεται και η πιο πρόσφατη αξιολόγηση της αντίδρασης από την βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [3]. Γενικά, η αντίδραση  $^{238}\text{U}(n, f)$  είναι αντίδραση αναφοράς, με τις τιμές της βιβλιοθήκης ENDF/B-VIII.0 στο ενεργειακό εύρος που μελετήθηκε να έχουν σφάλμα έως 9.6%, όμως οι τιμές συμφωνούν με άλλες μεγάλες βιβλιοθήκες όπως η IRDFF-II [51] η οποία στο ίδιο ενεργειακό εύρος έχει αβεβαιότητα της τάξης του 1.3%.

Από το σχήμα 3.6 βλέπουμε ότι ενώ για τις δύο πρώτες ενέργειες νετρονίων οι υπολογισμένες ενεργές διατομές συμφωνούν με την ENDF/B-VIII.0 εντός στατιστικού σφάλματος, από την τρίτη ενέργεια και έπειτα βλέπουμε ότι οι τιμές αρχίζουν να αποκλίνουν από την ENDF/B-VIII.0, με τις αποκλίσεις να ξεκινούν από το 20% και να φτάνουν μέχρι και 124% στη μεγαλύτερη ενέργεια. Για να γίνει αντιληπτό το πού οφείλονται αυτές οι αποκλίσεις, πρέπει να μελετηθούν δύο πράγματα. Πρώτον η σχέση υπολογισμού της ενεργού διατομής και δεύτερον οι ενεργές διατομές των στόχων που χρησιμοποιήθηκαν στους υπολογισμούς (σχήμα 3.7):



Σχήμα 3.7: Ενεργές διατομές αντίδρασης σχάσης για το  $^{235}\text{U}$  και το  $^{238}\text{U}$  [3].

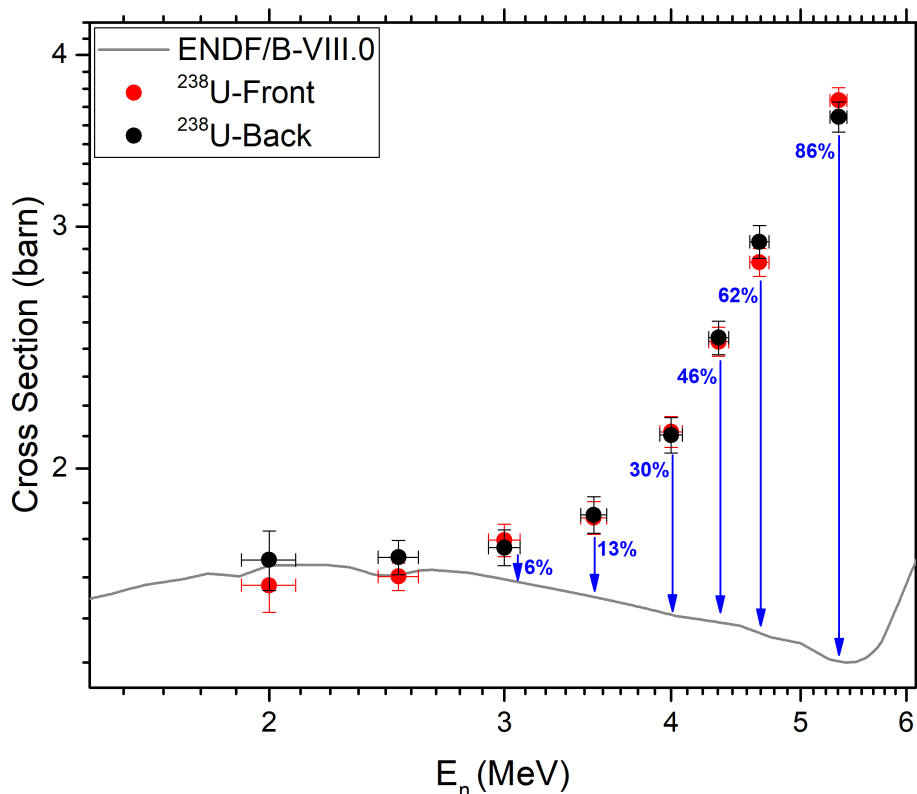
Η σχέση 3.5 περιγράφεται αναλυτικά στην ενότητα 1.2. Από τη σχέση αυτή το κομμάτι  $\frac{N_{ref}}{N}$  θεωρείται σταθερό για όλες τις ενέργειες νετρονίων και η ενεργός διατομή  $\sigma_{ref}$  θεωρείται γνωστή από την βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0. Οπότε, το πρόβλημα εστιάζεται στο λόγο  $\frac{Y}{Y_{ref}}$ . Από τη στιγμή που οι πειραματικές τιμές είναι υποβαθμισμένες σε σχέση με τις προτεινόμενες, σημαίνει ότι ο παρονομαστής ( $Y_{ref}$ ) έχει μεγαλύτερη τιμή από αυτή που αναμένεται. Γενικά, ο όρος  $Y_{ref}$  αναφέρεται στον αριθμό των γεγονότων (θραύσματα σχάσης) που καταγράφηκαν κατά τη διάρκεια μιας ακτινοβόλησης στο στόχο αναφοράς, ο οποίος στα πλαίσια αυτού του υπολογισμού ήταν το  $^{235}\text{U}$ .

Το γεγονός ότι το  $^{235}\text{U}$  έχει περισσότερα γεγονότα οφείλεται στην ενεργό διατομή του. Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.7 η ενεργός διατομή της αντίδρασης σχάσης για το  $^{235}\text{U}$  στην περιοχή των θερμικών νετρονίων είναι της τάξης του  $10^4$  barn ενώ το  $^{238}\text{U}$  στην ίδια περιοχή έχει ενεργό διατομή της τάξης του 1 mb. Αυτό σημαίνει ότι ακόμα και ένας πολύ μικρός αριθμός θερμικών νετρονίων μπορεί να προκαλέσει μεγάλη συνεισφορά στον αριθμό γεγονότων του  $^{235}\text{U}$ .

Με βάση τα παραπάνω, συμπεραίνεται ότι κατά την διάρκεια του πειράματος, από την τρίτη ενέργεια ακτινοβολήσης και έπειτα, ξεκίνησε η συνεισφορά από παρασιτικά νετρόνια στην περιοχή των θερμικών νετρονίων, που είχαν ως αποτέλεσμα το  $^{235}\text{U}$  να γράφει επιπλέον γεγονότα από αυτά που προκύπτουν από την κύρια δέσμη νετρονίων.

### 3.2.2 Ενεργός διατομή της $^{237}\text{Np}(n, f)$ ως προς το $^{238}\text{U}$

Μια δεύτερη αντίδραση που επιλέχθηκε για την “παρακολούθηση” των νετρονίων είναι η  $^{237}\text{Np}(n, f)$ . Η αντίδραση σχάσης του  $^{237}\text{Np}$  χρησιμοποιείται ως αντίδραση αναφοράς σε πειράματα σχεδιασμού των νέων τύπων αντιδραστήρων, με αποτέλεσμα η ενεργός διατομή της να είναι προσδιορισμένη με ακρίβεια της τάξης του 2-3% στο ενεργειακό εύρος που μελετήθηκε στα πλαίσια αυτής της εργασίας. Στο σχήμα 3.8 φαίνονται οι υπολογισμένες ενεργές διατομές της αντίδρασης  $^{237}\text{Np}(n, f)$  ως προς το  $^{238}\text{U}$ , για τις οχτώ διαφορετικές ενέργειες νετρονίων που πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις.

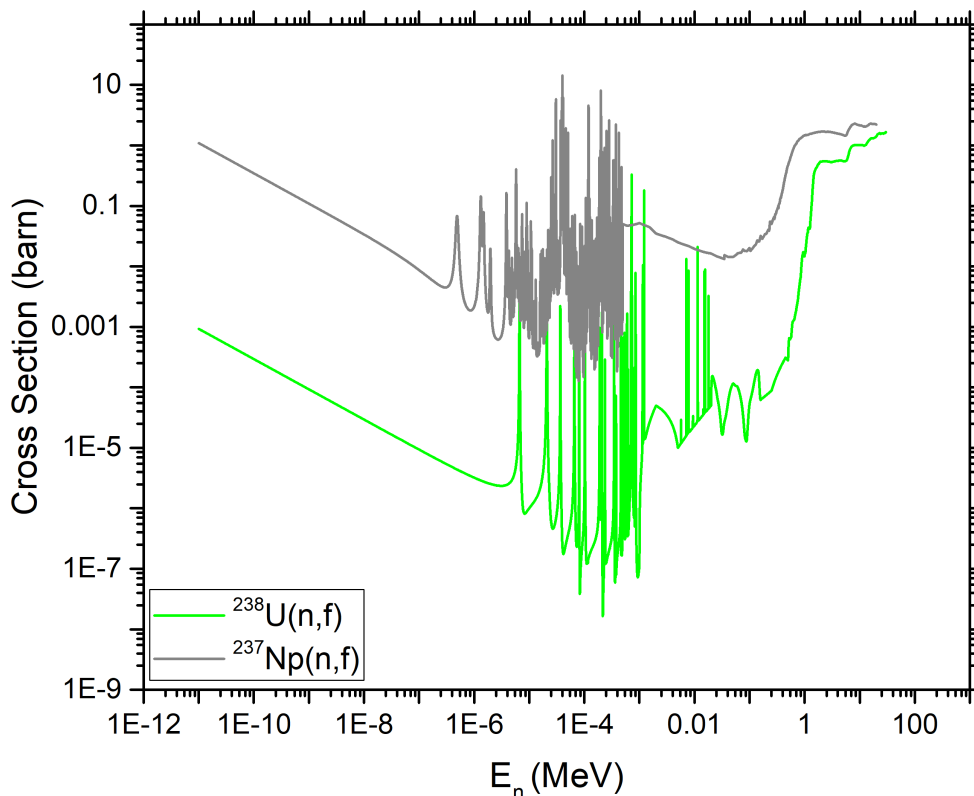


Σχήμα 3.8: Ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{237}\text{Np}(n, f)$  ως προς το  $^{238}\text{U}$ .

Παρατηρείται ότι όπως και στην προηγούμενη αντίδραση, έτσι και εδώ οι τιμές από την τρίτη ενέργεια νετρονίων και έπειτα αρχίζουν να αποκλίνουν από τα αξιολογημένα δεδομένα

της βιβλιοθήκης ENDF/B-VIII.0, με τις αποκλίσεις να ξεκινούν από το 6% και να φτάνουν μέχρι και το 86% στη μεγαλύτερη ενέργεια νετρονίων.

Ο συνδυασμός στόχου-στόχου αναφοράς παρουσιάζει ένα σημαντικό χαρακτηριστικό καθώς τόσο το  $^{237}\text{Np}$  όσο και το  $^{238}\text{U}$ , όπως φαίνεται στο σχήμα 3.9, αρχίζουν να έχουν σημαντική ενεργό διατομή για ενέργειες νετρονίων  $\sim 0.1$  MeV. Αυτό σημαίνει ότι τυχόν αποκλίσεις στις υπολογισμένες ενεργές διατομές οφείλονται σε ταχέα νετρόνια και όχι σε θερμικά όπως στην προηγούμενη αντίδραση. Για να επαληθευτεί αυτό, έγιναν δοκιμές αυξάνοντας την ροή των νετρονίων για ενέργειες κάτω από το κατώφλι και δεν παρατηρήθηκαν μεταβολές στις αποκλίσεις μεταξύ πειραματικών τιμών και αξιολογημένων δεδομένων.



Σχήμα 3.9: Ενεργές διατομές αντίδρασης σχάσης για το  $^{237}\text{Np}$  και το  $^{238}\text{U}$  [3].

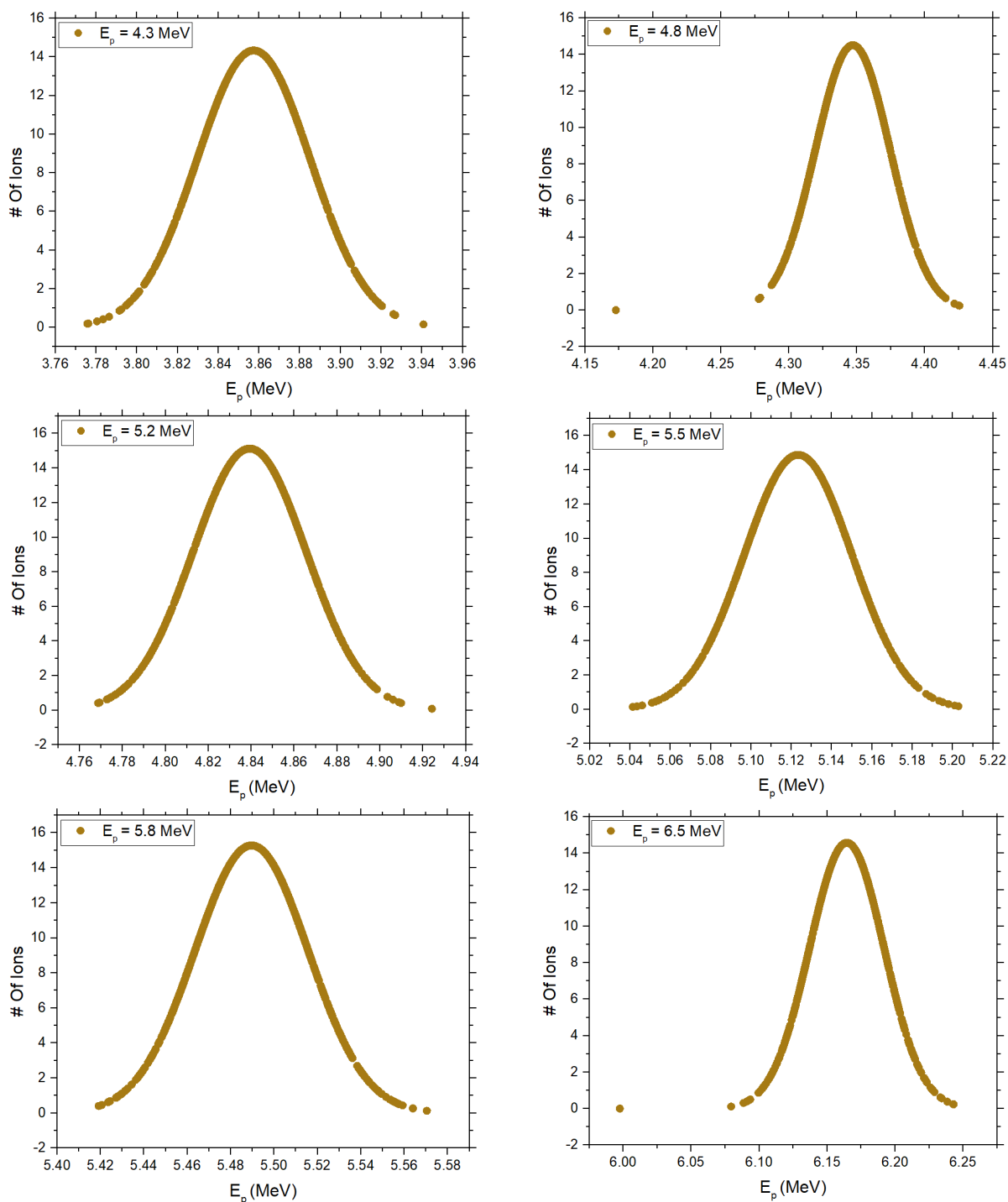
Στη περίπτωση όπου οι υπολογισμένες τιμές αποκλίνουν από την ENDF/B-VIII.0 προς τα πάνω, αυτό σημαίνει ότι από την σχέση 3.5 ο λόγος  $\frac{Y}{Y_{ref}}$  είναι μεγαλύτερος από όσο θα έπρεπε. Συγκεκριμένα, ο αριθμητής  $Y$  που αντιστοιχεί στον αριθμό των γεγονότων που προκύπτουν από τον στόχο  $^{237}\text{Np}$  είναι μεγαλύτερος. Αυτό σημαίνει ότι στο πείραμα υπάρχουν παρασιτικά ταχέα νετρόνια.

### 3.2.3 Παρασιτικές αντιδράσεις

Με βάση τα παραπάνω συμπεραίνεται ότι κατά τη διάρκεια των πειραμάτων, από την τρίτη ενέργεια ακτινοβολήσης και μετά, είχαν ενεργοποιηθεί παρασιτικές αντιδράσεις οι οποίες παράγαν παρασιτικά νετρόνια σε διάφορα εύρη ενεργειών. Αυτές οι αντιδράσεις είναι αντιδράσεις (p,n) στα υλικά του στόχου (Cu, Ti, Mo) όπως αναφέρθηκε και πιο πάνω.

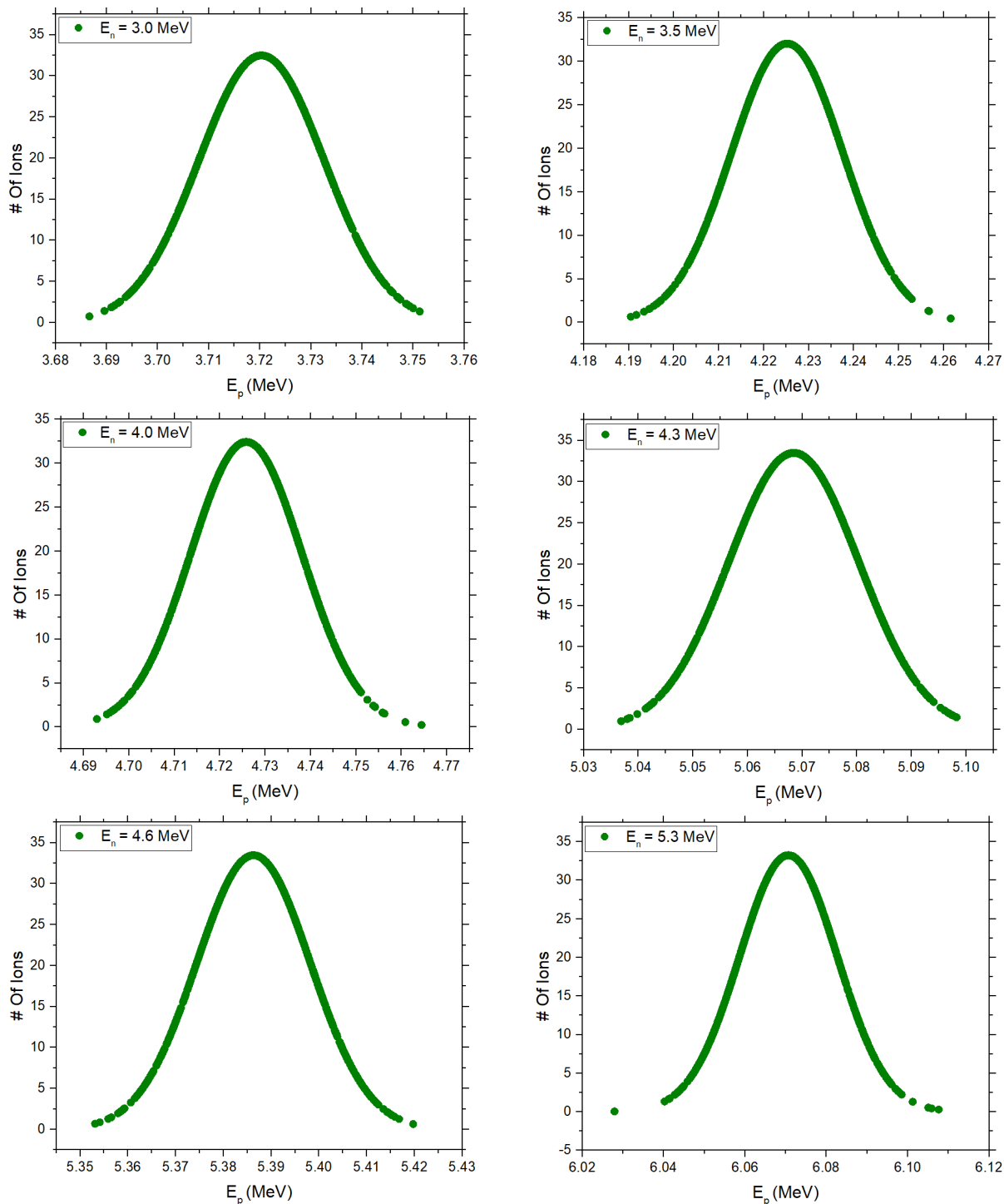
Όμως, για να μελετηθούν οι αντιδράσεις αυτές πρέπει να προσδιοριστεί η ακριβής ενέργεια των πρωτονίων με την οποία αυτά φτάνουν στο κάθε υλικό. Έκτος από την περίπτωση του μολυβδαινίου, που είναι το πρώτο υλικό που βλέπει η δέσμη και η ενέργεια των πρωτονίων είναι αυτή που έρχεται από τον επιταχυντή. Η ενέργεια διαφέρει καθώς η δέσμη περνάει από το ένα υλικό στο άλλο και χάνει ενέργεια. Για τον προσδιορισμό της ενέργειας των πρωτονίων σε κάθε υλικό χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα SRIM-2013 [35].

Αρχικά, για τις ενέργειες των πρωτονίων μετά τα φύλλα μολυβδαινίου πάχους 10  $\mu\text{m}$  υπολογίστηκαν οι κατανομές πρωτονίων που φαίνονται στο σχήμα 3.10, για τις έξι ακτινοβολήσεις στις οποίες υπάρχουν παρασιτικές αντιδράσεις.



Σχήμα 3.10: Ενεργειακές κατανομές πρωτονίων μετά τα φύλλα μολυβδαινίου.

Από τις παραπάνω κατανομές, χρησιμοποιήθηκε η κεντρική τιμή κάθε Gaussian κατανομής ώστε να προσδιοριστεί πόση ενέργεια χάνουν τα πρωτόνια καθώς περνούν από το στόχο TiT και φτάνουν στο φύλλο του Cu. Η κατανομή των νετρονίων για κάθε ακτινοβολήση μετά το στόχο του TiT, πάχους 5  $\mu\text{m}$ , παρουσιάζεται στο σχήμα 3.11.



Σχήμα 3.11: Ενεργειακές κατανομές πρωτονίων μετά το στόχο TiT.

Επομένως, η κεντρική τιμή της δέσμης των πρωτονίων αλλάζει σε κάθε υλικό με τον ακόλουθο τρόπο:

1. Η αρχική δέσμη πρωτονίων από τον επιταχυντή προσπίπτει στα φύλλα Mo.
2. Καθώς διέρχεται από τα φύλλα Mo χάνει ενέργεια και προσπίπτει στο στόχο TiT.

3. Τέλος, η δέσμη πρωτονίων προσπίπτει στο φύλλο Cu έχοντας ακόμα μικρότερη ενέργεια.

Οι ενέργειες των πρωτονίων σε κάθε βήμα συνοψίζονται στον πίνακα 3.2.

#	Αρχική ενέργεια πρωτονίων (MeV)	Μετά τα φύλλα Mo (MeV)	Μετά το στόχο TiT (MeV)
1	4.3	3.8	3.7
2	4.8	4.3	4.2
3	5.2	4.8	4.7
4	5.5	5.2	5.1
5	5.8	5.5	5.4
6	6.5	6.2	6.1

Πίνακας 3.2: Ενέργειες πρωτονίων για κάθε υλικό.

Άρα, γνωρίζοντας την ενέργεια της δέσμης πρωτονίων σε κάθε υλικό, πρέπει να ελεγχθεί αν κάθε μια από αυτές τις ενέργειες πληροί κάποιες προϋποθέσεις ώστε να πραγματοποιηθούν αντιδράσεις (p,n). Αυτές οι προϋποθέσεις είναι το  $Q_{value}$ , η ενέργεια κατωφλίου (threshold) και το φράγμα Coulomb (Proximity barrier) κάθε μιας αντίδρασης (p,n) σε κάθε ένα από τα ισότοπα του κάθε στοιχείου.

### Αντιδράσεις στα ισότοπα του Ti

Το φυσικό Ti, που υπάρχει στο στόχο του τρίτου αποτελείται από πέντε σταθερά ισότοπα όπως φαίνεται στον πίνακα 3.3.

Ισότοπο	Abundance
$^{46}\text{Ti}$	8.25%
$^{47}\text{Ti}$	7.44%
$^{48}\text{Ti}$	73.72%
$^{49}\text{Ti}$	5.41%
$^{50}\text{Ti}$	5.18%

Πίνακας 3.3: Σταθερά ισότοπα του τιτανίου.

Επίσης, στον πίνακα 3.4 υπάρχουν οι χαρακτηριστικές τιμές των ενεργειών για τις αντιδράσεις (p,n) σε κάθε ένα από τα ισότοπα του Ti.

Αντίδραση	$Q_{value}$ (MeV)	Threshold (MeV)	Proximity Barrier (MeV)
$^{46}\text{Ti}(p, n)$	-7.835	8.005	3.472
$^{47}\text{Ti}(p, n)$	-3.713	3.792	3.462
$^{48}\text{Ti}(p, n)$	-4.797	4.897	3.450
$^{49}\text{Ti}(p, n)$	-1.384	1.412	3.437
$^{50}\text{Ti}(p, n)$	-2.989	3.049	3.426

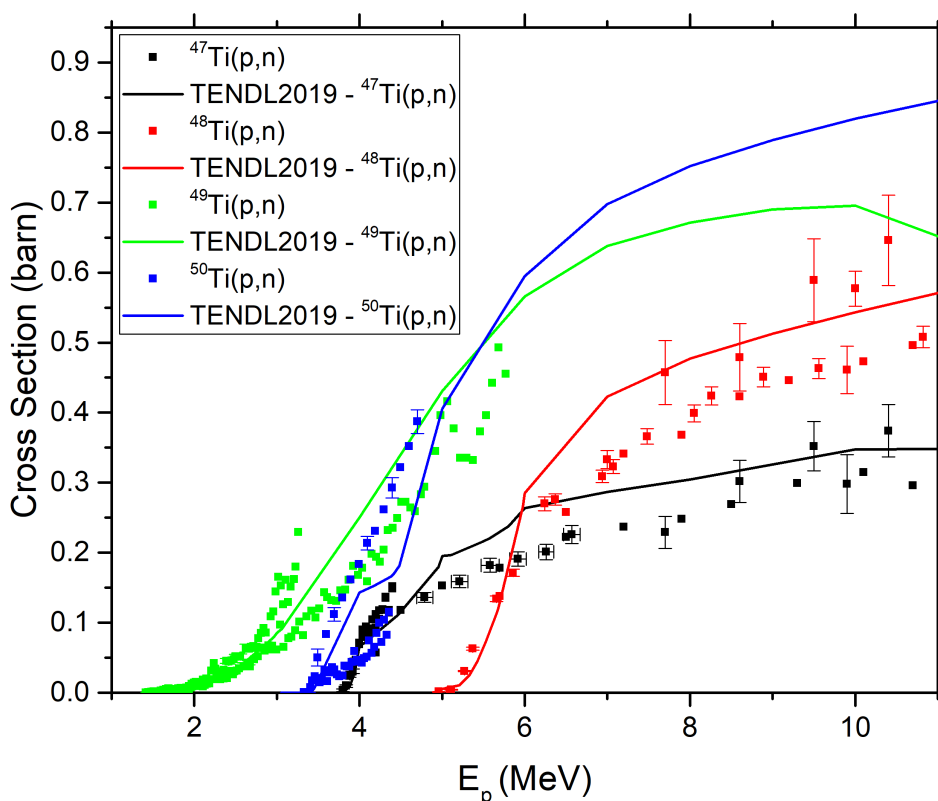
Πίνακας 3.4: Ενεργειακά χαρακτηριστικά των αντιδράσεων.

Συγκρίνοντας τις τιμές του πίνακα 3.4 με τις τιμές των ενεργειών των πρωτονίων του πίνακα 3.2 που αντιστοιχούν στην ενέργεια των πρωτονίων που “πέφτουν” στο Ti, συμπεραίνεται ότι:

- Η αντίδραση  $^{46}\text{Ti}(p, n)$  παραμένει κλειστή για όλες τις ακτινοβολήσεις, καθώς έχει μεγάλη ενέργεια κατωφλίου ( $\sim 8\text{MeV}$ ).

- Για τις τρεις πρώτες ακτινοβολήσεις έχουν ενεργοποιηθεί οι αντιδράσεις :  $^{47}\text{Ti}(p, n)$ ,  $^{49}\text{Ti}(p, n)$ ,  $^{50}\text{Ti}(p, n)$ .
- Τέλος, από την τέταρτη ακτινοβολήση και έπειτα, εκτός από τις τρεις προηγούμενες αντιδράσεις, έχει ενεργοποιηθεί και η αντίδραση  $^{48}\text{Ti}(p, n)$ .

Όλες αυτές οι αντιδράσεις που έχουν ενεργοποιηθεί, παράγουν νετρόνια σε διαφορετικές ενέργειες από αυτή της κύριας δέσμης. Όμως, για να υπάρχει μια εικόνα της συνεισφοράς αυτών των παρασιτικών αντιδράσεων στο πείραμα, σημαντικό ρόλο παίζει η ενεργός διατομή κάθε αντίδρασης. Στο σχήμα 3.12 παρουσιάζονται τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα όπως είναι διαθέσιμα στη βιβλιοθήκη EXFOR [15, 16] μαζί με τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2019 [36] για τις ενεργές διατομές αυτών των αντιδράσεων.



Σχήμα 3.12: Υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα στη βιβλιοθήκη EXFOR [15, 16], καθώς και τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2019 [36] για τις αντιδράσεις  $(p, n)$  στα ισότοπα του Ti.

Στο σχήμα 3.12 παρατηρείται ότι υπάρχουν κάποιες αποκλίσεις μεταξύ πειραματικών και αξιολογημένων δεδομένων, όμως φαίνεται ότι και στις δύο περιπτώσεις τα δεδομένα έχουν την ίδια τάση μεταξύ τους. Στα πλαίσια αυτής της εργασίας οι ενεργές διατομές που χρησιμοποιήθηκαν για αυτές τις αντιδράσεις λήφθηκαν από τα δεδομένα της TENDL-2019.

Άρα, από το υλικό του Ti που υπάρχει στο στόχο έχουν ενεργοποιηθεί τέσσερις διαφορετικές αντιδράσεις που παράγουν παρασιτικά νετρόνια σε όλες τις ακτινοβολήσεις.



## Αντιδράσεις στα ισότοπα του Cu

Στη συνέχεια, μετά το στόχο TiT υπάρχει ένα φύλλο από φυσικό Cu. Τα ισότοπα του φυσικού Cu φαίνονται στον πίνακα 3.5.

Ισότοπο	Abundance
$^{63}\text{Cu}$	69.15%
$^{65}\text{Cu}$	30.85%

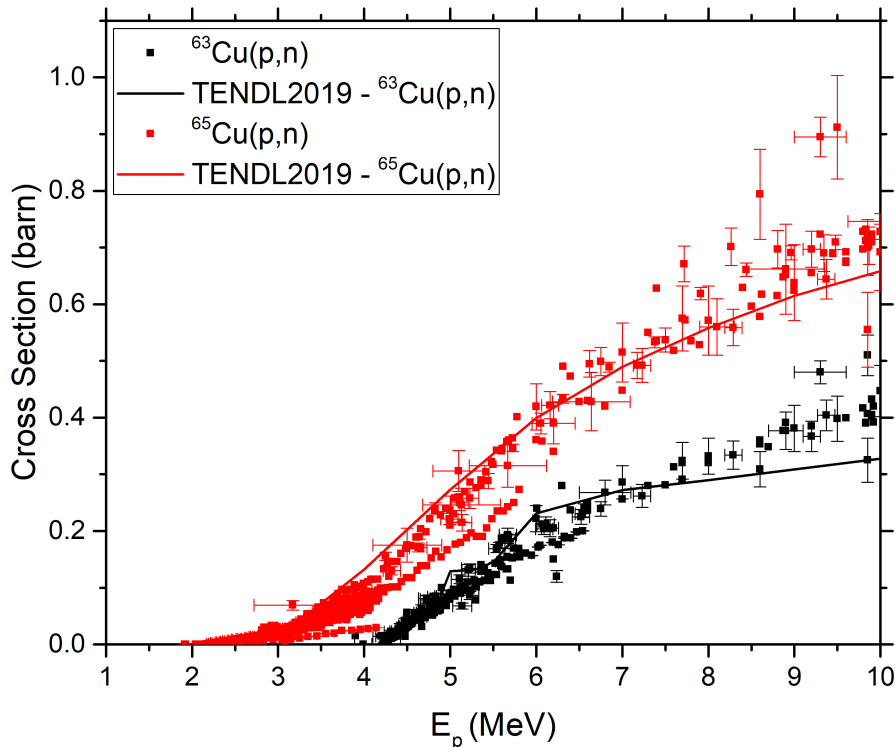
Πίνακας 3.5: Σταθερά ισότοπα του χαλκού.

Ενώ, στον πίνακα 3.6 υπάρχουν οι χαρακτηριστικές τιμές των ενεργειών για τις αντιδράσεις (p,n) σε κάθε ένα από τα ισότοπα του Cu.

Αντίδραση	$Q_{value}$ (MeV)	Threshold (MeV)	Proximity Barrier (MeV)
$^{63}\text{Cu}(p, n)$	-4.148	4.214	4.418
$^{65}\text{Cu}(p, n)$	-2.134	2.167	4.393

Πίνακας 3.6: Ενεργειακά χαρακτηριστικά των αντιδράσεων.

Επιπλέον, στο σχήμα 3.13 παρουσιάζονται τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα των ενεργών διατομών αυτών των αντιδράσεων όπως υπάρχουν στην βιβλιοθήκη EXFOR [15, 16], καθώς και τα αντίστοιχα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2019 [36].



Σχήμα 3.13: Υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα στη βιβλιοθήκη EXFOR [15, 16], καθώς και τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2019 [36] για τις αντιδράσεις (p,n) στα ισότοπα του Cu.

Με βάση τα παραπάνω, συγκρίνοντας τις τιμές του πίνακα 3.6 με τις τιμές των ενεργειών των πρωτονίων του πίνακα 3.2, τιμές που αντιστοιχούν στην ενέργεια των πρωτονίων που “πέφτουν” στο Cu, προκύπτουν τα εξής:

- Η αντίδραση  $^{63}\text{Cu}(p, n)$  ενεργοποιείται από την τρίτη ακτινοβολήση κι έπειτα.
- Η αντίδραση  $^{65}\text{Cu}(p, n)$  ενώ πρακτικά είναι ενεργοποιημένη από την πρώτη κιάλας ακτινοβολήση, λόγω του Proximity Barrier που είναι πιο ψηλό, η συνεισφορά της αντίδρασης στις δύο πρώτες ακτινοβολήσεις είναι πολύ μικρή, πράγμα που φαίνεται και από την ενεργό διατομή της αντίδρασης σε αυτές τις ενέργειες όπου οι τιμές είναι της τάξης των πολύ λίγων mb. Επομένως, θεωρείται ότι η αντίδραση αρχίζει να επηρεάζει τις μετρήσεις σημαντικά από την τρίτη ακτινοβολήση και έπειτα, όπου η ενέργεια των πρωτονίων έχει ξεπεράσει την ενέργεια του Proximity Barrier.

Άρα, μέσα από το φύλλο του Cu υπάρχουν δύο παρασιτικές αντιδράσεις που ενεργοποιούνται από την τρίτη ακτινοβολήση κι έπειτα και παράγουν παρασιτικά νετρόνια που σε συνδυασμό με τα παρασιτικά νετρόνια των αντιδράσεων του Ti επηρεάζουν τις μετρήσεις.

### Αντιδράσεις στα ισότοπα του Mo

Τέλος, όπως αναφέρθηκε νωρίτερα, μπροστά από το στόχο του τριτίου υπάρχουν και δύο φύλλα φυσικού Mo. Το φυσικό Mo αποτελείται από επτά φυσικά ισότοπα όπως φαίνονται στον πίνακα 3.7. Ενώ, στον πίνακα 3.8 φαίνονται τα χαρακτηριστικά των αντιδράσεων (p,n) σε κάθε ισότοπο.

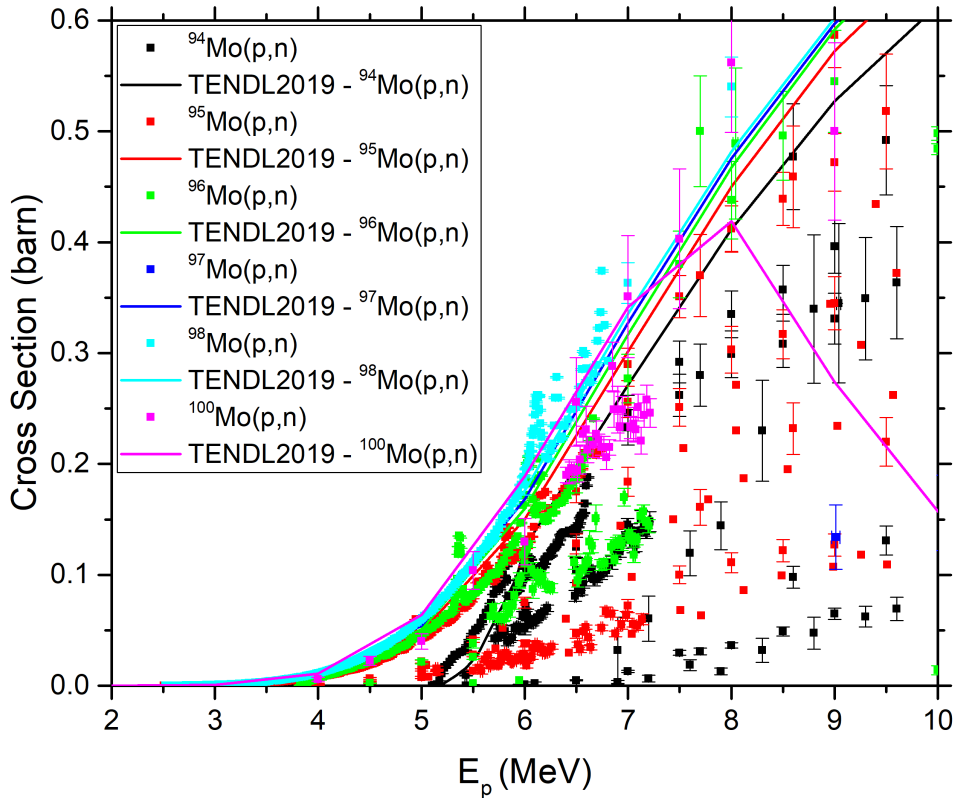
Ισότοπο	Abundance
$^{92}\text{Mo}$	14.84%
$^{94}\text{Mo}$	9.25%
$^{95}\text{Mo}$	15.92%
$^{96}\text{Mo}$	16.68%
$^{97}\text{Mo}$	9.55%
$^{98}\text{Mo}$	24.13%
$^{100}\text{Mo}$	9.63%

Πίνακας 3.7: Σταθερά ισότοπα του μολυβδαινίου.

Αντίδραση	$Q_{value}$ (MeV)	Threshold (MeV)	Proximity Barrier (MeV)
$^{92}\text{Mo}(p, n)$	-8.664	8.759	6.103
$^{94}\text{Mo}(p, n)$	-5.038	5.092	6.078
$^{95}\text{Mo}(p, n)$	-2.473	2.499	6.065
$^{96}\text{Mo}(p, n)$	-3.756	3.795	6.053
$^{97}\text{Mo}(p, n)$	-1.107	1.118	6.042
$^{98}\text{Mo}(p, n)$	-2.466	2.491	6.030
$^{100}\text{Mo}(p, n)$	-0.952	0.961	6.008

Πίνακας 3.8: Ενεργειακά χαρακτηριστικά των αντιδράσεων.

Στο σχήμα 3.14 παρουσιάζονται τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα των ενεργών διατομών αυτών των αντιδράσεων όπως υπάρχουν στην βιβλιοθήκη EXFOR [15, 16], καθώς και τα αντίστοιχα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2019 [36].



Σχήμα 3.14: Υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα στη βιβλιοθήκη EXFOR [15, 16], καθώς και τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2019 [36] για τις αντιδράσεις  $(p, n)$  στα ισότοπα του Mo.

Λαμβάνοντας υπόψιν τις τιμές του πίνακα 3.8, τις τιμές του πίνακα 3.2 που είναι οι αρχικές ενέργειες των πρωτονίων και αυτές με τις οποίες φτάνουν στα φύλλα του Mo, καθώς και τις ενεργές διατομές του σχήματος 3.14 συμπεραίνεται:

- Η αντίδραση  $^{92}\text{Mo}(p, n)$  έχει μεγάλη ενέργεια κατωφλίου (8.759 MeV), οπότε δεν ενεργοποιείται στο πείραμα.
- Η αντίδραση  $^{94}\text{Mo}(p, n)$  ενεργοποιείται από την τρίτη ακτινοβόληση και έπειτα.
- Όλες οι υπόλοιπες αντιδράσεις ενεργοποιούνται από την πρώτη ακτινοβόληση.
- Όμως, όλες οι αντιδράσεις έχουν Proximity Barrier  $\sim 6$  MeV με αποτέλεσμα η συνεισφορά τους να αρχίσει να γίνεται σημαντική μόνο στην τελευταία ακτινοβόληση όπου η ενέργεια των πρωτονίων είναι 6.5 MeV.

Άρα, έξι παρασιτικές αντιδράσεις είναι ενεργειακά επιτρεπτές από το Mo στην τελευταία ακτινοβόληση, ενώ στις προηγούμενες ακτινοβολήσεις από τις αντιδράσεις που είναι ενεργοποιημένες πρακτικά έχουμε μικρή παραγωγή παρασιτικών νετρονίων καθώς η ενέργεια είναι κάτω από το Proximity Barrier και η ενεργός διατομή τους είναι πολύ μικρή.

### Το παράδειγμα της δεύτερης ακτινοβόλησης

Στην ενότητα αυτή, έγινε προσπάθεια ποσοτικοποίησης των παρασιτικών νετρονίων που παράγονται από τις διάφορες αντιδράσεις που αναφέρθηκαν πιο πάνω. Έγινε επιλογή της δεύτερης

ακτινοβόλησης στην οποία έχουν ενεργοποιηθεί μόνο οι αντιδράσεις :

1.  $^{47}\text{Ti}(p, n)$
2.  $^{49}\text{Ti}(p, n)$
3.  $^{50}\text{Ti}(p, n)$

ενώ, οι υπόλοιπες αντιδράσεις που έχουν ενεργοποιηθεί σε άλλα ισότοπα ( $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Mo}$ ,  $^{97}\text{Mo}$ ,  $^{98}\text{Mo}$ ,  $^{100}\text{Mo}$ ) είναι κάτω από το εκάστοτε Proximity Barrier οπότε η συνεισφορά τους αναμένεται να είναι πολύ μικρή.

Για τον υπολογισμό των παραγόμενων νετρονίων των παρασιτικών αντιδράσεων χρησιμοποιήθηκε η σχέση 3.6.

$$Y = N \cdot \Phi_p \cdot \sigma \quad (3.6)$$

όπου:

- $N$ : είναι ο αριθμός των πυρήνων κάθε ισότοπου
- $\Phi_p$ : είναι ο αριθμός των πρωτονίων που έπεσαν στο στόχο του τριτίου
- $\sigma$ : είναι η ενεργός διατομή της αντίδρασης

Αρχικά, για τον υπολογισμό των πυρήνων του εκάστοτε ισότοπου έγινε μετατροπή της μάζας όλου του Τι σε αριθμό ατόμων. Από τον κατασκευαστή του στόχου του τριτίου είναι γνωστό ότι το Τι έχει μάζα 10.76 mg. Οπότε για την μετατροπή από mg σε atoms χρησιμοποιήθηκε η σχέση:

$$N_{atoms} = \frac{N_{mg} \cdot N_A}{A} = \frac{10.76 \cdot 6.023 \cdot 10^{23}}{47.867} = 1.35391 \cdot 10^{20} \text{ atoms Ti}$$

Οπότε, γνωρίζοντας την ισοτοπική αναλογία κάθε ισότοπου μπορούν να βρεθούν και τα άτομα που του αντιστοιχούν. Οι μάζες των ισότοπων που μας ενδιαφέρουν φαίνονται στον πίνακα 3.9.

Ισότοπο	Atoms
$^{47}\text{Ti}$	$1.00731 \cdot 10^{19}$
$^{49}\text{Ti}$	$7.32464 \cdot 10^{18}$
$^{50}\text{Ti}$	$7.01324 \cdot 10^{18}$

Πίνακας 3.9: Μάζες των υπό μελέτη ισότοπων.

Στη συνέχεια, για τον υπολογισμό του αριθμού των πρωτονίων που έπεσαν στο στόχο χρησιμοποιήθηκε η σχέση 3.7.

$$\Phi_p = \frac{Q}{q_p} \quad (3.7)$$

όπου:

- $q_p$ : είναι το φορτίου του πρωτονίου
- $Q = \frac{F.S.A. \cdot Pulse}{100}$ : όπου Pulse είναι οι παλμοί που ολοκληρώνονται μέσω του Faraday Cup και F.S.A. είναι η κλίμακα του ρεύματος με την οποία έγινε η μέτρηση.

Για την συγκεκριμένη ακτινοβόληση, γνωρίζοντας ότι οι παλμοί είναι 276289, η κλίμακα του ρεύματος ήταν 2  $\mu\text{A}$  και το φορτίο του πρωτονίου είναι  $1.60218 \cdot 10^{19} \text{C}$ , ο αριθμός των πρωτονίων είναι :

$$\Phi_p = 3.44892 \cdot 10^{16} \text{protons}$$

Τέλος, για την ενεργό διατομή των αντιδράσεων για ενέργεια πρωτονίων 4.3 MeV, οι τιμές που χρησιμοποιήθηκαν είναι αυτές που δίνει η βιβλιοθήκη TENDL-2019 [36] και φαίνονται στον πίνακα 3.10.

Αντίδραση	Ενεργό διατομή (b)
$^{47}\text{Ti}(p, n)$	0.099
$^{49}\text{Ti}(p, n)$	0.312
$^{50}\text{Ti}(p, n)$	0.163

Πίνακας 3.10: Ενεργές διατομές παρασιτικών αντιδράσεων.

Άρα, έχοντας υπολογίσει όλες τις παραμέτρους της σχέσης 3.6 μπορεί να υπολογιστεί η ροή των νετρονίων στο στόχο του τριτίου που προκύπτει από κάθε αντίδραση και μέσω διόρθωσης με τη στερεά γωνία να βρούμε τη ροή αυτών των νετρονίων σε κάθε στόχο. Τα αποτελέσματα των υπολογισμών παρουσιάζονται στον πίνακα 3.11.

Αντίδραση	Ροή νετρονίων ( $n/cm^2$ )					
	$^{238}\text{U}_{210}$	$^{232}\text{Th}_3$	$^{235}\text{U}$	$^{232}\text{Th}_1$	$^{238}\text{U}_{208}$	$^{237}\text{Np}$
$^{47}\text{Ti}(p, n)$	$2.18 \cdot 10^7$	$2.09 \cdot 10^7$	$1.78 \cdot 10^7$	$1.74 \cdot 10^7$	$7.22 \cdot 10^6$	$5.46 \cdot 10^6$
$^{49}\text{Ti}(p, n)$	$4.99 \cdot 10^7$	$4.79 \cdot 10^7$	$4.06 \cdot 10^7$	$3.98 \cdot 10^7$	$1.65 \cdot 10^7$	$1.29 \cdot 10^7$
$^{50}\text{Ti}(p, n)$	$2.50 \cdot 10^7$	$2.40 \cdot 10^7$	$2.04 \cdot 10^7$	$1.99 \cdot 10^7$	$8.28 \cdot 10^6$	$6.47 \cdot 10^6$

Πίνακας 3.11: Ροές παρασιτικών νετρονίων από στόχο σε στόχο.

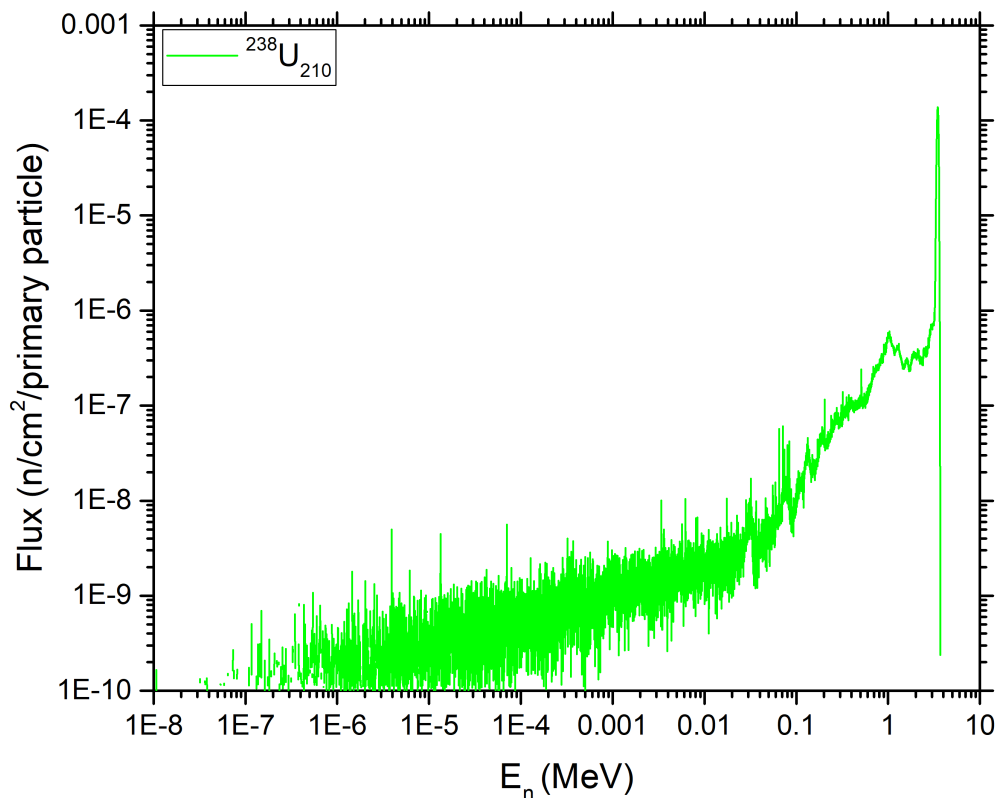
Έχοντας υπολογίσει την ροή των παραγόμενων νετρονίων από τις παρασιτικές αντιδράσεις αυτό που πρέπει να υπολογιστεί στη συνέχεια είναι η ενέργεια των παραγόμενων παρασιτικών νετρονίων. Για τον προσδιορισμό αυτών των τιμών χρησιμοποιήθηκαν κινηματικοί υπολογισμοί λαμβάνοντας υπόψη τόσο τη γωνιακή κατανομή των παραγόμενων νετρονίων σε συνδυασμό με γωνιακή “αποδοχή” των στόχων, όσο και την ενεργειακή διακύμανση που έχει η δέσμη των πρωτονίων αφού περάσει από τα φύλλα μολυβδαίνιου και φτάσει στο τιτάνιο. Το ενεργειακό εύρος των παραγόμενων νετρονίων κάθε αντίδρασης φαίνεται στον πίνακα 3.12.

Αντίδραση	Ενεργειακό εύρος νετρονίων (MeV)
$^{47}\text{Ti}(p, n)$	0.522-0.677
$^{49}\text{Ti}(p, n)$	2.882-3.038
$^{50}\text{Ti}(p, n)$	1.264-1.418

Πίνακας 3.12: Ενεργειακό εύρος παραγόμενων νετρονίων.

Αφού έχει υπολογιστεί το ενεργειακό εύρος των νετρονίων που παράγει κάθε αντίδραση και η ροή που αντιστοιχεί στον καθένα, θα χρησιμοποιηθούν αυτά τα δεδομένα ώστε να διορθωθούν οι τιμές που υπολογίστηκαν στις ενότητες 3.2.1 και 3.2.2. Υπενθυμίζεται ότι στην περίπτωση της αντίδρασης  $^{238}\text{U}(n, f)$  στη συγκεκριμένη ακτινοβόληση η απόκλιση της υπολογισμένης ενεργού διατομής από αυτήν της βιβλιοθήκης ENDF/B-VIII.0 [3] είναι της τάξης του 39%, ενώ στην περίπτωση της αντίδρασης  $^{237}\text{Np}(n, f)$  η απόκλιση είναι της τάξης του 13%.

Η μέθοδος με την οποία πραγματοποιήθηκε η παραπάνω διόρθωση βασίζεται στον υπολογισμό της προσομοιωμένης ροής νετρονίων για την ακτινοβόληση. Αυτή η ροή υπολογίστηκε με τη χρήση των κωδίκων NeuSDesc (Neutron Source Description) [37] και SRIM-2013 [35] για την περιγραφή της δέσμης νετρονίων και του κώδικα προσομοίωσης MCNP6 [38] για την περιγραφή της μεταφοράς της δέσμης στην διάταξη, λεπτομέρειες γύρω από την χρήση του κώδικα παρουσιάζονται στην ενότητα 4.2. Στο σχήμα 3.15 φαίνεται η ροή των νετρονίων στον πρώτο στόχο ( $^{238}\text{U}_{210}$ ) όπως αυτή προκύπτει από την προσομοίωση. Παρατηρούμε ότι η ροή έχει μέγιστο για ενέργεια νετρονίων  $\sim 3.5\text{MeV}$  όπως είναι αναμενόμενο, καθώς είναι η κύρια ενέργεια της δέσμης, ενώ η ροή που φαίνεται στις υπόλοιπες ενέργειες προκύπτει από σκεδάσεις των νετρονίων στα υλικά του στόχου της πειραματικής γραμμής και του ίδιου του θαλάμου σχάσης. Παρόμοια είναι και η ροή στους υπόλοιπους στόχους εντός του θαλάμου σχάσης.



Σχήμα 3.15: Ροή νετρονίων στον στόχο  $^{238}\text{U}_{210}$  για  $E_n = 3.5\text{ MeV}$ .

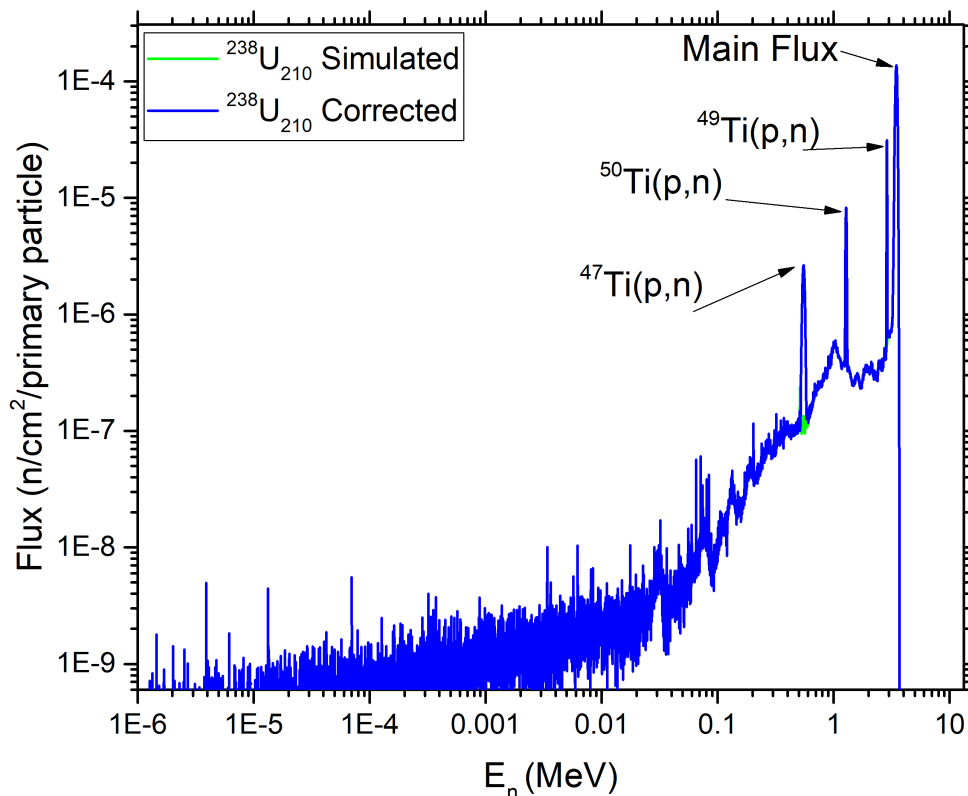
Έπειτα, αφού οι ροές για κάθε στόχο είναι γνωστές μέσω της προσομοίωσης, θα προστεθούν σε αυτές τις ροές των παρασιτικών αντιδράσεων όπως αυτές υπολογίστηκαν και φαίνονται στον πίνακα 3.11. Επιπλέον, από τη στιγμή που η ενεργειακή κατανομή των παραγόμενων νετρονίων είναι γνωστή, ο τρόπος με τον οποίο θα γίνει πρόσθεση των ροών είναι με μορφή Gaussian κατανομής. Το αποτέλεσμα της ροής στον πρώτο στόχο μετά την προσθήκη των ροών των παρασιτικών νετρονίων παρουσιάζεται στο σχήμα 3.16.

Μετά την πρόσθεση των ροών που φαίνονται στο σχήμα 3.16 προκύπτουν οι εξής μεταβολές:

- Η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{238}\text{U}(n, f)$  από 39% απόκλιση σε σχέση με την ENDF έπεσε στο 30%.
- Ενώ, η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{237}\text{Np}(n, f)$  από 13% σε 10%.

Φαίνεται πως η διόρθωση που έγινε είναι προς την σωστή κατεύθυνση καθώς οι αποκλίσεις μειώθηκαν, όμως δεν είναι ήταν αρκετή για να φέρει τις τιμές σε απόκλιση εντός στατιστικού σφάλματος από την ENDF/B-VIII.0 [3].

Στην περίπτωση της αντίδρασης  $^{237}\text{Np}(n, f)$  η απόκλιση των πειραματικών σημείων μετά τη διόρθωση για τα παρασιτικά νετρόνια παραμένει περίπου 10%, όσο και πριν την διόρθωση. Η απόκλιση του  $^{237}\text{Np}$  από την ENDF/B-VIII.0 μπορεί επομένως να αποδοθεί σε ταχέα νετρόνια που προέρχονται από τις αντιδράσεις στα ισότοπα του Mo και στον  $^{65}\text{Cu}$  οι οποίες έχουν ενεργοποιηθεί αλλά είναι κάτω από το Proximity Barrier, όποτε η συνεισφορά τους είναι μικρή αλλά όχι μηδενική.



Σχήμα 3.16: Ροή νετρονίων στον στόχο  $^{238}\text{U}_{210}$  μετά της προσθήκη των παρασιτικών αντιδράσεων.

Για τον ποσοτικό προσδιορισμό των παρασιτικών νετρονίων από αυτές τις αντιδράσεις δεν είναι εφικτό να επαναληφθεί η παραπάνω διαδικασία, καθώς τόσο το φύλλο Cu όσο και τα φύλλα Mo είναι πολύ μεγαλύτερα σε μάζα και πάχος σε σχέση με το στόχο του τρίτου με αποτέλεσμα να έχει υπερεκτιμηθεί η ροή από αυτές τις αντιδράσεις. Επίσης, ο προσδιορισμός της ενεργειακής κατανομής των παραγόμενων νετρονίων από αυτές τις αντιδράσεις θα ήταν ανέφικτος μέσω αυτής της μεθόδου, καθώς δεν λαμβάνεται υπόψιν η εναπόθεση της ενέργειας των πρωτονίων μέσα στο υλικό. Ένας άλλος τρόπος προσδιορισμού αυτών των ροών είναι μέσω του κώδικα MCNP6 και αποτελεί θέμα παράλληλης μελέτης της ομάδας πυρηνικής φυσικής.

Από την άλλη, στην περίπτωση της αντίδρασης  $^{238}\text{U}(n, f)$  η απόκλιση της τάξης του 30% που παραμένει μετά την διόρθωση είναι αρκετά μεγάλη για να δικαιολογηθεί μόνο από τις παρασιτικές αντιδράσεις στο Mo και τον Cu. Υπενθυμίζεται ότι για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής αυτής της αντίδρασης ως στόχο αναφοράς χρησιμοποιήθηκε το  $^{235}\text{U}$  το οποίο έχει πολύ μεγάλη

ενεργό διατομή στην περιοχή των θερμικών νετρονίων. Οπότε η απόκλιση μπορεί να αποδοθεί σε παρασιτικά θερμικά νετρόνια. Τέτοια νετρόνια μπορούν να παραχθούν αν κάποιος από τους παραγόμενους πυρήνες των παρασιτικών αντιδράσεων βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση.

Για την συγκεκριμένη ακτινοβόληση, όπως αναφέρθηκε και πιο πάνω, έχουν ενεργοποιηθεί τρεις κύριες παρασιτικές αντιδράσεις σε τρία ισότοπα του τιτανίου. Λαμβάνοντας υπόψιν τις ενέργειες των παρασιτικών νετρονίων κάθε αντίδρασης, καθώς και τις διεγερμένες στάθμες των παραγόμενων πυρήνων, αυτές που έχουν ενεργοποιηθεί φαίνονται στον πίνακα 3.13.

Αντίδραση	Παραγόμενος Πυρήνας	Ενέργεια Διέγερσης (MeV)	Αριθμός Στάθμης
$^{47}\text{Ti}(p,n)$	$^{47}\text{V}$	0.660	4
$^{49}\text{Ti}(p,n)$	$^{49}\text{V}$	3.017	36
$^{50}\text{Ti}(p,n)$	$^{50}\text{V}$	1.302	8
		1.332	9
		1.402	10

Πίνακας 3.13: Διεγερμένες στάθμες των παραγόμενων πυρήνων.

Στη συνέχεια, αφού προσδιορίστηκαν οι διεγερμένες στάθμες που έχουν ενεργοποιηθεί κατά την ακτινοβόληση, έγινε προσπάθεια ποσοτικοποίησης των παρασιτικών νετρονίων που προκύπτουν από κάθε στάθμη. Για τον σκοπό αυτό, χρησιμοποιήθηκε η σχέση 3.6 από την οποία το μόνο που λείπει είναι η ενεργός διατομή της παραγωγής της εκάστοτε διεγερμένης στάθμης. Σε αυτή την περίπτωση, δεν υπάρχουν αξιολογημένα δεδομένα στην TENDL-2019 [36], όπως στην περίπτωση των βασικών καταστάσεων, αλλά και σε καμία άλλη βιβλιοθήκη. Η μέθοδος που ακολουθήθηκε για τον προσδιορισμό των ενεργών διατομών είναι μέσω της χρήσης του κώδικα EMPIRE [39]. Ο κώδικας EMPIRE προσφέρει την δυνατότητα θεωρητικής μελέτης των πυρηνικών αντιδράσεων μέσω της θεωρίας Hauser-Feshbach για την αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα. Αποτελείται από έναν αριθμό κωδίκων FORTRAN και από βιβλιοθήκες παραμέτρων εισόδου, ενώ διαθέτει και υποβοηθητική βιβλιοθήκη πειραματικών δεδομένων (EXFOR [15, 16]). Το αρχείο που λαμβάνει ως είσοδο περιέχει:

1. πληροφορίες για την αντίδραση του σύνθετου πυρήνα, όπως τον πυρήνα-στόχο και το σωματίο της δέσμης
2. στοιχεία που χρειάζονται για την εφαρμογή της θεωρίας Hauser-Feshbach, όπως το μοντέλο με το οποίο περιγράφεται η πυκνότητα των ενεργειακών σταθμών του σύνθετου πυρήνα
3. τον ορισμό ενός οπτικού δυναμικού για τα νετρόνια, τα πρωτόνια κ.ά.
4. τον ορισμό της επιθυμητής συνεισφοράς των μοντέλων προϊσοροπίας.

Στα πλαίσια των υπολογισμών που πραγματοποιήθηκαν χρησιμοποιήθηκαν οι προϋπάρχουσες παράμετροι που λαμβάνει ως είσοδο ο κώδικας EMPIRE. Αρχικά, για την περιγραφή της πυκνότητας καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα, χρησιμοποιήθηκε ο φορμαλισμός των Hartee-Fock-Bogoliubov (microscopic) (HFMB) [45]. Η περιγραφή της εκπομπής ακτίνων-γ, η οποία είναι σημαντική για την αποδιέγερση του πυρήνα σε χαμηλές ενέργειες, έγινε με τη χρήση Modified Lorentzian (MLO1) γ-ray strength functions όπως δίνονται από τον V.A. Plujko [46], με τις παραμέτρους να είναι διαθέσιμες στην βάση δεδομένων RIPL-3 [47]. Σε ότι αφορά τις παραμέτρους για το οπτικό δυναμικό που χρησιμοποιήθηκε για την περιγραφή των πρωτονίων, χρησιμοποιήθηκαν τα δεδομένα των A.J. Koning και J.P. Delaroche (RIPL-3 code: 5405) [48]. Τέλος, ελήφθη υπόψη ο μηχανισμός εκπομπής προϊσοροπίας, χρησιμοποιώντας το κλασικό μοντέλο διέγερσης [49, 50] μέσω της χρήσης του κώδικα PCROSS [39].



Στον πίνακα 3.14 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές για κάθε διεγερμένη στάθμη ξεχωριστά όπως προκύπτουν από τους υπολογισμούς του κώδικα EMPIRE.

Αντίδραση	Παραγόμενος Πυρήνας	Ενέργεια Διέγερσης (MeV)	Ενεργό Διατομή (mb)
$^{47}\text{Ti}(p,n)$	$^{47}\text{V}$	0.660	0.002
$^{49}\text{Ti}(p,n)$	$^{49}\text{V}$	3.017	0.005
$^{50}\text{Ti}(p,n)$	$^{50}\text{V}$	1.302	0.819
		1.332	1.233
		1.402	0.071

Πίνακας 3.14: Ενεργές διατομές των διεγερμένων καταστάσεων.

Έπειτα, αφού υπολογίστηκαν οι ενεργές διατομές για κάθε διεγερμένη στάθμη, μέσω της σχέσης 3.6, υπολογίστηκε η ροή των παρασιτικών νετρονίων που παράγει κάθε στάθμη. Οι τιμές αυτών των ροών φαίνονται στον πίνακα 3.15 για κάθε στόχο ξεχωριστά.

Στάθμη (MeV)	Ροή νετρονίων ( $n/cm^2$ )					
	$^{238}\text{U}_{210}$	$^{232}\text{Th}_3$	$^{235}\text{U}$	$^{232}\text{Th}_1$	$^{238}\text{U}_{209}$	$^{237}\text{Np}$
0.660	$4.40 \cdot 10^2$	$4.22 \cdot 10^2$	$3.58 \cdot 10^2$	$3.50 \cdot 10^2$	$1.46 \cdot 10^2$	$1.14 \cdot 10^2$
3.017	$7.99 \cdot 10^2$	$7.66 \cdot 10^2$	$6.51 \cdot 10^2$	$6.37 \cdot 10^2$	$2.65 \cdot 10^2$	$2.07 \cdot 10^2$
1.302	$1.31 \cdot 10^5$	$1.26 \cdot 10^5$	$1.07 \cdot 10^5$	$1.04 \cdot 10^5$	$4.34 \cdot 10^4$	$3.39 \cdot 10^4$
1.332	$1.97 \cdot 10^5$	$1.89 \cdot 10^5$	$1.61 \cdot 10^5$	$1.57 \cdot 10^5$	$6.53 \cdot 10^4$	$5.10 \cdot 10^4$
1.402	$1.14 \cdot 10^4$	$1.09 \cdot 10^4$	$9.24 \cdot 10^3$	$9.04 \cdot 10^3$	$3.76 \cdot 10^3$	$2.93 \cdot 10^3$

Πίνακας 3.15: Ροές παρασιτικών νετρονίων από τις διεγερμένες στάθμες.

Αυτό που χρειάζεται για να χρησιμοποιηθούν αυτές οι ροές για να διορθωθούν οι υπολογισμοί είναι το ενεργειακό εύρος των νετρονίων που παράγονται από κάθε στάθμη, ώστε να προστεθεί στην προσομοιωμένη ροή που προκύπτει από το MCNP6, όπως έγινε και με τις παρασιτικές ροές από τις βασικές στάθμες. Η μορφή που χρησιμοποιήθηκε για να περιγράψει την ενεργειακή κατανομή των παρασιτικών νετρονίων θα είναι Gaussian με κεντρική τιμή την ενέργεια των νετρονίων που παράγονται για ενέργεια πρωτονίων 4.3 MeV, δηλαδή όσο και η κεντρική τιμή της Gaussian κατανομής των πρωτονίων. Όμως, αυτό που κάνει αυτή τη διόρθωση ανέφικτη είναι ο προσδιορισμός της τυπικής απόκλισης αυτής της κατανομής των νετρονίων. Είναι πολύ σημαντικός ο ακριβής υπολογισμός της τυπικής απόκλισης την ενεργειακής κατανομής των νετρονίων καθώς πολύ μικρές αποκλίσεις από αυτήν την τιμή μπορούν να οδηγήσουν είτε σε υπερεκτιμημένη διόρθωση είτε σε μηδενική διόρθωση. Για παράδειγμα, στην περίπτωση της πρώτης διεγερμένης στάθμης που ενεργοποιήθηκε από την αντίδραση  $^{50}\text{Ti}(p,n)^{50}\text{V}$  η τυπική απόκλιση των παραγόμενων νετρονίων εκτιμάται στο  $\sim 0.0013 - 0.0014$  MeV. Για τυπική απόκλιση 0.0013 MeV η διόρθωση είναι σχεδόν μηδενική και η απόκλιση υπολογισμένης τιμής-ENDF/B-VIII.0 [3] παραμένει στο 30%. Ενώ, για τυπική απόκλιση 0.0014 MeV η διόρθωση είναι πολύ μεγάλη και η απόκλιση από 30% πάει στο -101%. Ο ακριβής υπολογισμός της τυπικής απόκλισης δεν είναι εφικτός καθώς εξαρτάται από τον ακριβή προσδιορισμό της ενεργειακής κατανομής της δέσμης των πρωτονίων πριν φτάσουν στο στόχο TiT. Στον προσδιορισμό της ενεργειακής κατανομής της δέσμης πρωτονίων παίζουν ρόλο οι εξής μεταβλητές :

1. Η ενεργειακή διακύμανση της πρωταρχικής δέσμης όπως παράγεται από τον επιταχυντή (ripple μηχανής) που δεν είναι γνωστή.
2. Η ακριβής ενεργειακή κατανομή των πρωτονίων αφού περάσουν τα φύλλα του μολυβδαίνιου.

3. Τα πρωτόνια που χάνουν ενέργεια μέσα στο στόχο του TiT και αλληλεπιδρούν με τον στόχο πριν βγουν από αυτόν.

Για τους παραπάνω λόγους, ο ποσοτικός προσδιορισμός των παρασιτικών νετρονίων από τις διεγερμένες στάθμες και η χρήση τους για τη διόρθωση των αποκλίσεων ήταν ανέφικτος. Όμως, το γεγονός ότι πολύ μικρές διαφορές στην τυπική απόκλιση της ενεργειακής κατανομής μπορεί να κάνει ακραία μεγάλο εφέ ή και καθόλου είναι μια ένδειξη ότι οι διεγερμένες στάθμες ευθύνονται για την ύπαρξη θερμικών νετρονίων που επηρεάζουν το  $^{235}\text{U}$ .

Γενικά, και στις υπόλοιπες ακτινοβολήσεις που παρατηρείται ότι οι αποκλίσεις μεταξύ των υπολογισμένων τιμών και της ENDF/B-VIII.0 μεγαλώνουν έχουν ενεργοποιηθεί οι παρασιτικές αντιδράσεις που αναφέρθηκαν πιο πάνω, οι οποίες παράγουν ταχέα νετρόνια, καθώς σε κάθε ενέργεια υπάρχουν ενεργοποιημένες διεγερμένες στάθμες των παραγόμενων πυρήνων που παράγουν θερμικά, επιθερμικά και ελαφρώς ταχέα νετρόνια.



## Κεφάλαιο 4

# Υπολογισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n, f)$

Στο παρόν κεφάλαιο θα γίνει αναλυτική περιγραφή της μεθόδου που ακολουθήθηκε για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{232}\text{Th}(n, f)$ .

### 4.1 Ενεργός διατομή

Με τον όρο ενεργό διατομή εκφράζουμε την πιθανότητα να συμβεί μια αντίδραση. Η γενική σχέση υπολογισμού της ενεργού διατομής είναι :

$$\sigma = \frac{Y}{\Phi \cdot N} \quad (4.1)$$

όπου:

- $Y$ : είναι ο αριθμός των συνολικών γεγονότων σχάσης που έγιναν
- $\Phi$ : είναι η ροή νετρονίων που προσπίπτει στον στόχο
- $N$ : είναι ο αριθμός των πυρήνων του στόχου

Η σχέση 4.1 αποτελεί τον απόλυτο τρόπο υπολογισμού της ενεργού διατομής.

Στα πλαίσια αυτής της εργασίας ο προσδιορισμός της ενεργού διατομής έγινε με σχετική μέτρηση, με τη χρήση στόχων αναφοράς. Με αυτή τη μέθοδο ο υπολογισμός της ροής των νετρονίων στο στόχο πραγματοποιείται από το λόγο των ρών μεταξύ του προς μέτρηση στόχου και του στόχου αναφοράς. Ο υπολογισμός αυτού του λόγου γίνεται μέσω προσομοιώσεων, καθώς εξαρτάται μόνο από τη γεωμετρία της μέτρησης. Η γενική σχέση υπολογισμού της ενεργού διατομής με αυτή τη μέθοδο είναι :

$$\sigma(E) = \frac{Y(E)}{Y_{ref}(E)} \cdot \frac{\Phi_{ref}(E)}{\Phi(E)} \cdot \frac{N_{ref}}{N} \cdot \sigma_{ref}(E) \quad (4.2)$$

όπου:

- $\frac{Y(E)}{Y_{ref}(E)}$ : είναι ο λόγος των συνολικών γεγονότων σχάσης του προς μέτρηση στόχου  $Y$  ως προς τα αντίστοιχα του στόχου αναφοράς  $Y_{ref}$ , όπως προκύπτουν μετά τις κατάλληλες διορθώσεις που περιγράφονται στην ενότητα 4.3
- $\frac{\Phi_{ref}(E)}{\Phi(E)}$ : είναι ο λόγος της νετρονικής ροής που προσπίπτει στον στόχο αναφοράς  $\Phi_{ref}$  ως προς αυτήν του προς μέτρηση στόχου  $\Phi$

- $\frac{N_{ref}}{N}$ : είναι ο λόγος του αριθμού των πυρήνων του στόχου αναφοράς  $N_{ref}$  ως προς αυτούς του προς μέτρηση στόχου  $N$
- $\sigma_{ref}(E)$ : είναι η ενεργός διατομή της αντίδρασης σχάσης του στόχου αναφοράς για την εκάστοτε ενέργεια νετρονίων

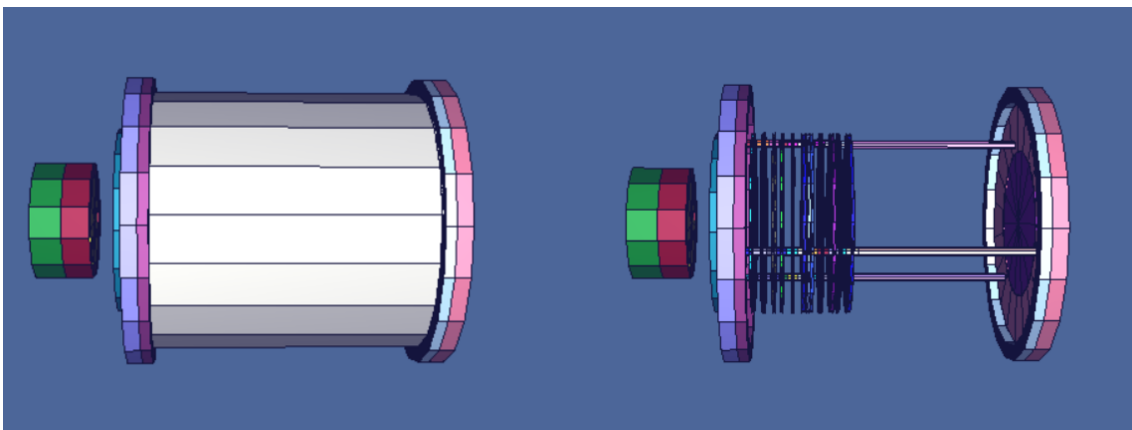
Γενικά στους υπολογισμούς, με τον συμβολισμό “ref” αναφερόμαστε σε τιμές που αντιστοιχούν στον στόχο αναφοράς. Στα πλαίσια αυτού του πειράματος ως στόχος αναφοράς χρησιμοποιήθηκε ένας στόχος  $^{238}\text{U}$  για το σύνολο των ενεργειών των νετρονίων, ενώ για τις δύο πρώτες ενέργειες νετρονίων που δεν υπήρξαν παρασιτικά νετρόνια χρησιμοποιήθηκε και ο στόχος  $^{235}\text{U}$ .

Παρακάτω γίνεται αναλυτική περιγραφή της μεθόδου με την οποία υπολογίστηκε κάθε ένας από τους όρους της σχέσης 4.2.

## 4.2 Προσομοιώσεις ροής με τη μέθοδο Monte Carlo

Όπως αναφέρθηκε και στην ενότητα 3.2.3 ο υπολογισμός της ροής των νετρονίων που έφτασαν στον κάθε στόχο που υπάρχει μέσα στο θάλαμο σχάσης έγινε με τη χρήση του κώδικα Monte Carlo MCNP6 [38].

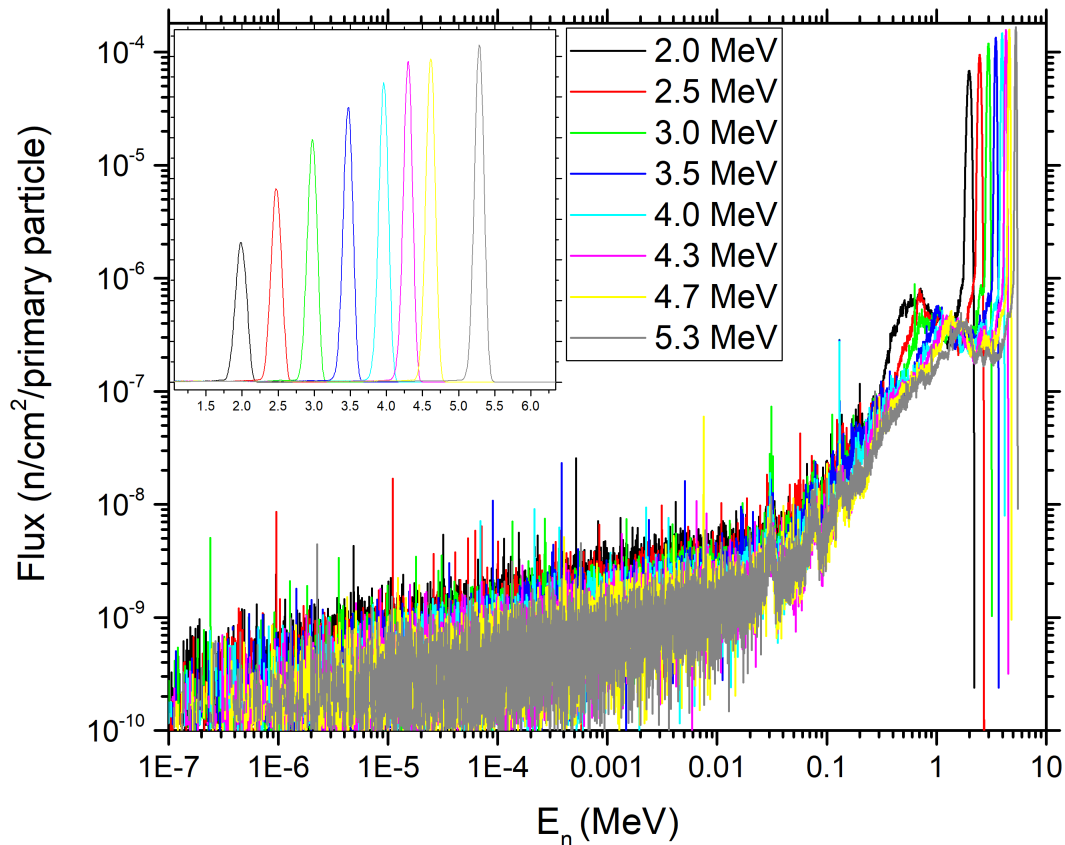
Αρχικά, ο κώδικας βασίζεται στην αναλυτική περιγραφή της γεωμετρίας της πειραματικής διάταξης και στην σωστή περιγραφή της ροής των νετρονίων που παράγονται στο στόχο του τριτίου. Σε ότι αφορά τη γεωμετρία της διάταξης, αυτή βασίζεται στην περιγραφή του συστήματος στόχος τριτίου-θάλαμος σχάσης, η οποία περιγραφή περιλαμβάνει αναλυτικά τις διαστάσεις και το υλικό από το οποίο αποτελείται κάθε αντικείμενο, καθώς και τις αποστάσεις μεταξύ των αντικειμένων. Η σχηματική αναπαράσταση της γεωμετρίας της διάταξης φαίνεται στο σχήμα 4.1. Από την άλλη, η περιγραφή της νετρονικής ροής που παράγεται στον στόχο του τριτίου γίνεται με τη χρήση του κώδικα NeuSDesc [37]. Ο κώδικας αυτός χρησιμοποιεί το SRIM [35] για τον προσδιορισμό της απώλειας ενέργειας των πρωτονίων εντός του στόχου του τριτίου, αλλά και στα φύλλα του μολυβδαινίου, τα χαρακτηριστικά των οποίων εισάγονται από το χρήστη. Έτσι, λαμβάνοντας υπόψιν και τις διαφορικές ενεργές διατομές της αντίδρασης παραγωγής νετρονίων, ο αλγόριθμος παράγει ένα ρεαλιστικό φάσμα νετρονίων. Το αποτέλεσμα που προκύπτει από αυτόν τον κώδικα στην συνέχεια εισέρχεται στο MCNP6 [38] ως πηγή νετρονίων.



Σχήμα 4.1: Άποψη του θαλάμου σχάσης, εσωτερικά και εξωτερικά, που χρησιμοποιήθηκε για τις προσομοιώσεις με τον κώδικα MCNP6 [38].

Το αποτέλεσμα που προκύπτει από τις προσομοιώσεις είναι η ροή των νετρονίων σε κάθε στόχο εντός του θαλάμου. Οι μονάδες των ροών που προκύπτουν είναι κανονικοποιημένες ανά

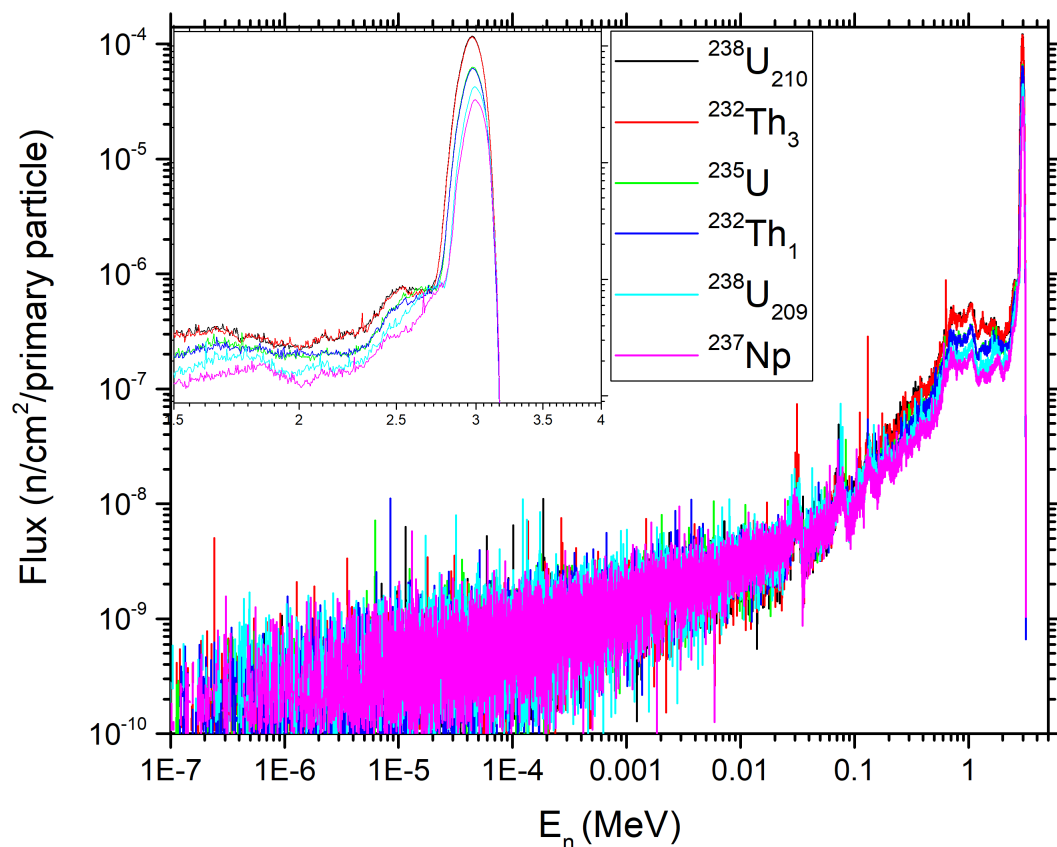
παραγόμενο νετρόνιο και αντιστοιχούν σε  $\frac{\text{neutrons}}{\text{cm}^2 \cdot \text{primary particle}}$ . Ο αριθμός των σωματιδίων που παράχθηκε σε κάθε προσομοίωση είναι της τάξης του  $10^9$ . Έχει σημασία να αναφερθεί ότι ο κώδικας λαμβάνει υπόψη του τις σχεδάσεις των νετρονίων στα υλικά του θαλάμου σχάσης και στο εσωτερικό του, με αποτέλεσμα το ενεργειακό εύρος των νετρονίων να φτάνει μέχρι τη θερμική περιοχή. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων για όλες τις ενέργειες νετρονίων για την περίπτωση του  $^{232}\text{Th}_3$  φαίνονται στο σχήμα 4.2.



Σχήμα 4.2: Αποτελέσματα για την προσομοίωση της ροής στο στόχο  $^{232}\text{Th}_3$  για όλες τις ακτινοβολήσεις. Στο ένθετο διάγραμμα φαίνονται σε γραμμική κλίμακα οι κύριες κορυφές των νετρονίων για τις οχτώ διαφορετικές ενέργειες.

Η μέθοδος με την οποία εξάγεται η πληροφορία της ροής των νετρονίων σε κάθε στόχο από τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων του MCNP6 [38], γίνεται ολοκληρώνοντας την κορυφή που αντιστοιχεί στην κύρια ροή νετρονίων.

Ενδιαφέρον παρουσιάζει το γεγονός ότι η ροή των νετρονίων αλλάζει από στόχο σε στόχο. Γενικά, πρόκειται για μικρές διαφορές στην κύρια ροή οι οποίες οφείλονται στο συνδυασμό της κινηματικής των αντιδράσεων και της διαφορετικής στερεάς γωνίας που έχει ο κάθε στόχος. Στο σχήμα 4.3 φαίνεται το αποτέλεσμα της ροής για κάθε στόχο για ενέργεια νετρονίων  $E_n = 3$  MeV. Παρατηρούμε ότι όσο πιο κοντά είναι ένας στόχος στην πηγή των νετρονίων (στόχος τρίτου), τόσο πιο μεγάλο είναι το ενεργειακό εύρος αλλά και το συνολικό μέγεθος της ροής, ενώ όσο πιο μακριά βρίσκεται ο στόχος τόσο πιο “καθαρή” ενεργειακά είναι η ροή αλλά με μικρότερη τιμή.



Σχήμα 4.3: Νετρονική ροή κάθε στόχου για  $E_n = 3$  MeV. Σε μεγέθυνση φαίνονται οι κύριες κορυφές των νετρονίων σε κάθε στόχο.

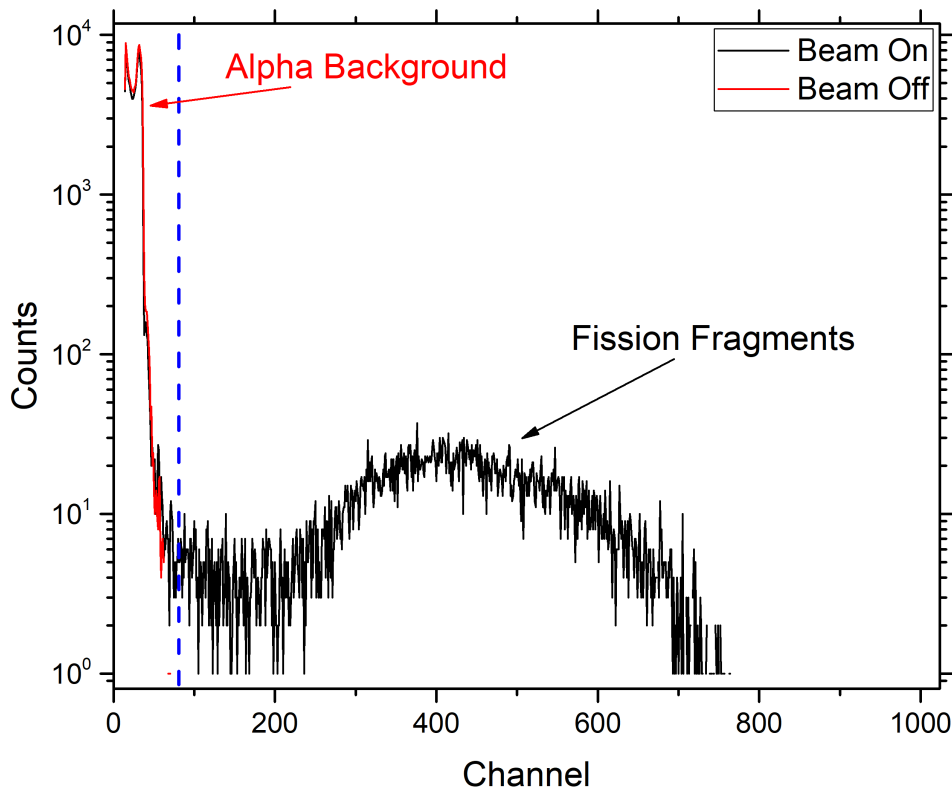
Τα αποτελέσματα των ολοκληρώσεων των κορυφών για κάθε στόχο και για κάθε ακτινοβολή φαίνονται στον πίνακα 4.1. Αυτές είναι και οι τιμές που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό των λόγων  $\frac{\Phi_{ref}(E)}{\Phi(E)}$  της σχέσης 4.2.

$E_n$ (MeV)	Ροή νετρονίων ( $n/(cm^2 \cdot primary\ particle)$ )					
	$^{238}U_{210}$	$^{232}Th_3$	$^{235}U$	$^{232}Th_1$	$^{238}U_{209}$	$^{237}Np$
2.0	$2.97 \cdot 10^{-3}$	$2.90 \cdot 10^{-3}$	$1.60 \cdot 10^{-3}$	$1.55 \cdot 10^{-3}$	$1.05 \cdot 10^{-3}$	$8.17 \cdot 10^{-4}$
2.5	$3.06 \cdot 10^{-3}$	$3.00 \cdot 10^{-3}$	$1.64 \cdot 10^{-3}$	$1.60 \cdot 10^{-3}$	$1.07 \cdot 10^{-3}$	$8.38 \cdot 10^{-4}$
3.0	$3.02 \cdot 10^{-3}$	$2.96 \cdot 10^{-3}$	$1.61 \cdot 10^{-3}$	$1.57 \cdot 10^{-3}$	$1.05 \cdot 10^{-3}$	$8.19 \cdot 10^{-4}$
3.5	$2.89 \cdot 10^{-3}$	$2.82 \cdot 10^{-3}$	$1.54 \cdot 10^{-3}$	$1.50 \cdot 10^{-3}$	$1.00 \cdot 10^{-3}$	$7.79 \cdot 10^{-4}$
4.0	$2.71 \cdot 10^{-3}$	$2.65 \cdot 10^{-3}$	$1.45 \cdot 10^{-3}$	$1.41 \cdot 10^{-3}$	$9.36 \cdot 10^{-4}$	$7.27 \cdot 10^{-4}$
4.3	$2.60 \cdot 10^{-3}$	$2.54 \cdot 10^{-3}$	$1.38 \cdot 10^{-3}$	$1.35 \cdot 10^{-3}$	$8.94 \cdot 10^{-4}$	$6.94 \cdot 10^{-4}$
4.7	$2.50 \cdot 10^{-3}$	$2.44 \cdot 10^{-3}$	$1.33 \cdot 10^{-3}$	$1.29 \cdot 10^{-3}$	$8.57 \cdot 10^{-4}$	$6.63 \cdot 10^{-4}$
5.3	$2.30 \cdot 10^{-3}$	$2.24 \cdot 10^{-3}$	$1.22 \cdot 10^{-3}$	$1.18 \cdot 10^{-3}$	$7.84 \cdot 10^{-4}$	$6.06 \cdot 10^{-4}$

Πίνακας 4.1: Αποτελέσματα ροής κύριας δέσμης.

### 4.3 Υπολογισμός γεγονότων Y και διορθωτικοί παράγοντες

Γενικά, όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 2.3 οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν είναι άλφα ραδιενεργοί που σημαίνει ότι εκπέμπουν σωματίδια-α τα οποία ανιχνεύονται από τους ανιχνευτές Micromegas. Από την σχάση των στόχων παράγονται θραύσματα σχάσης τα οποία έχουν μεγαλύτερη ενέργεια σε σχέση με τα σωματίδια-α, με αποτέλεσμα ο διαχωρισμός των σωματιδίων-α και των θραυσμάτων σχάσης να είναι σχετικά εύκολος. Στο σχήμα 4.4 φαίνεται ένα φάσμα σχάσης του στόχου  $^{238}\text{U}_{210}$  για ενέργεια νετρονίων  $E_n = 4 \text{ MeV}$ . Όπως φαίνεται στο φάσμα υπάρχουν δύο περιοχές, αριστερά με κόκκινο είναι η περιοχή των σωματιδίων-α που εκπέμπει ο στόχος ακόμα και όταν δεν ακτινοβολείται (beam-off), ενώ δεξιά με μαύρο είναι η περιοχή των θραυσμάτων σχάσης που προκύπτουν από τον στόχο κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης (beam-on).



Σχήμα 4.4: Φάσμα σχάσης από τον στόχο  $^{238}\text{U}_{210}$  για ενέργεια νετρονίων  $E_n = 4 \text{ MeV}$  μαζί με φάσμα beam-off κανονικοποιημένο ως προς τον χρόνο.

Άρα, τα γεγονότα σχάσης που χρειάζονται για τον υπολογισμό του λόγου  $\frac{Y(E)}{Y_{ref}(E)}$  της σχέσης 4.2, προκύπτουν από την ολοκλήρωση των θραυσμάτων σχάσης που φαίνονται στην δεξιά πλευρά του φάσματος. Όμως, οι τιμές που προκύπτουν από τις ολοκληρώσεις πρέπει να υποβληθούν σε κάποιες διορθώσεις, οι οποίες οφείλονται στους εξής λόγους:

1. Αρχικά, η πρώτη διόρθωση είναι αυτή που οφείλεται στον νεκρό χρόνο (dead time) του ανιχνευτή. Ο όρος νεκρός χρόνος αναφέρεται στο φαινόμενο κατά το οποίο ο ADC είναι ανενεργός λόγω της μεγάλης ενεργότητας κάποιων στόχων οι οποίοι παράγουν γεγονότα



πιο γρήγορα από όσο απαιτείται για την επεξεργασία ενός σήματος. Αυτός ο διορθωτικός παράγοντας συμβολίζεται με  $f_{DT}$ .

2. Στη συνέχεια, είναι η διόρθωση για τα γεγονότα σχάσης που προκύπτουν από παρασιτικά νετρόνια, τα οποία προέρχονται από νετρόνια της κύριας δέσμης τα οποία πριν φτάσουν στον στόχο έχουν σχεδαστεί εντός του πειραματικού χώρου και έχουν χάσει ενέργεια. Ο συγκεκριμένος διορθωτικός παράγοντας συμβολίζεται με  $f_{par}$ .
3. Τέλος, διόρθωση πρέπει να γίνει και για τα θραύσματα σχάσης που βρίσκονται στην περιοχή των σωματιδίων-α και δεν λαμβάνονται υπόψιν κατά την ολοκλήρωση του φάσματος. Αυτός ο διορθωτικός παράγοντας συμβολίζεται με  $f_{amp}$ .

### 4.3.1 Διόρθωση για dead time $f_{DT}$

Όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 4.3 η διόρθωση αυτή γίνεται λόγω του χρόνου κατά τον οποίο το ηλεκτρονικό σύστημα επεξεργάζεται ένα σήμα και ταυτόχρονα έφταναν νέα σήματα προς επεξεργασία σε αυτό. Γενικά, ένας ADC καταγράφει δύο είδη χρόνου, το live time που είναι ο χρόνος κατά τον οποίο το σύστημα επεξεργάζεται σήματα και το real time που είναι ο χρόνος κατά τον οποίο το σύστημα είναι σε λειτουργία. Η σχέση υπολογισμού του διορθωτικού παράγοντα που αντιστοιχεί στον νεκρό χρόνο του ανιχνευτή είναι :

$$f_{DT} = 2 - \frac{LiveTime}{RealTime} \quad (4.3)$$

Στον πίνακα 4.2 φαίνονται οι τιμές του διορθωτικού παράγοντα  $f_{DT}$ , όπως προκύπτουν για κάθε στόχο και για κάθε ενέργεια νετρονίων. Βλέπουμε ότι για όλους τους στόχους εκτός του  $^{237}Np$ , οι αποκλίσεις μεταξύ Live Time και Real Time είναι πολύ μικρές. Στην περίπτωση του  $^{237}Np$  όπου το  $f_{DT}$  είναι 1.02, αυτό σημαίνει ότι ο ADC δεν επεξεργαζόταν σήματα για το 2% του συνολικού χρόνου, με αποτέλεσμα θραύσματα σχάσης που έφταναν στον ανιχνευτή να μην καταγραφούν.

$E_n$ (MeV)	Διορθωτικός Παράγοντας $f_{DT}$					
	$^{238}U_{210}$	$^{232}Th_3$	$^{235}U$	$^{232}Th_1$	$^{238}U_{209}$	$^{237}Np$
2.0	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1.02
2.5	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1.02
3.0	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1.02
3.5	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1.02
4.0	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1.02
4.3	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1.02
4.7	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1.02
5.3	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1	~ 1.02

Πίνακας 4.2: Τιμές διορθωτικού παράγοντα  $f_{DT}$ .

### 4.3.2 Διόρθωση παρασιτικών νετρονίων από σκεδάσεις $f_{par}$

Μερικά από τα νετρόνια της κύριας δέσμης που παράγονται μέσω της αντίδρασης  $^3H(p, n)$  πριν φτάσουν στους στόχους που υπάρχουν στον θάλαμο σχάσης σχεδιάζονται στα υλικά της πειραματικής διάταξης και φτάνουν στον στόχο με χαμηλότερη ενέργεια. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα μερικά από τα γεγονότα που καταγράφουν οι ανιχνευτές για κάθε στόχο να οφείλονται σε αυτά τα νετρόνια και όχι σε αυτά της κύριας δέσμης. Για τον υπολογισμό της

συνεισφοράς των παρασιτικών αυτών νετρονίων χρησιμοποιήθηκαν τα αποτελέσματα των ροών που προέκυψαν από τις προσομοιώσεις μέσω του κώδικα MCNP6.

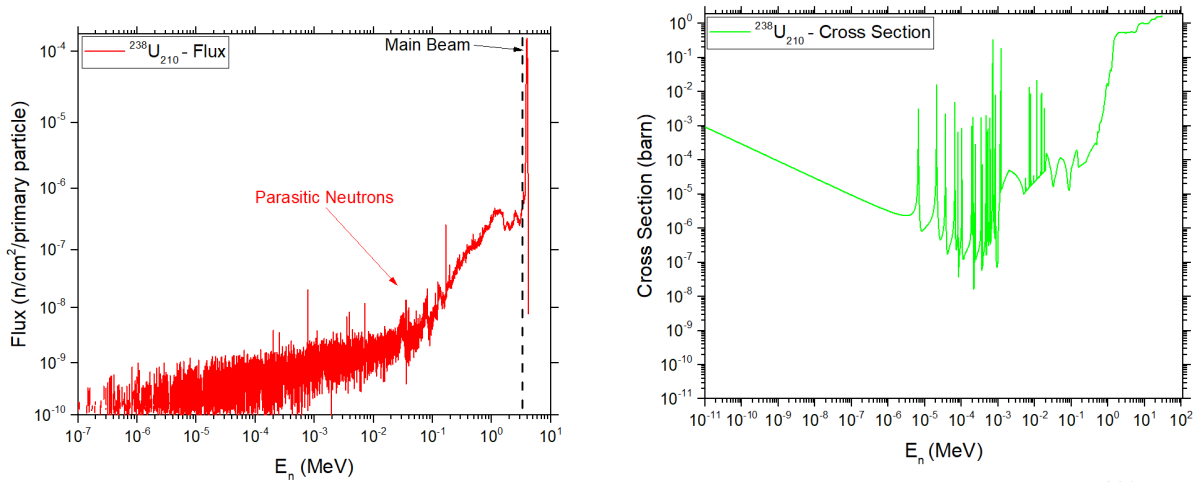
Ο υπολογισμός της συνεισφοράς στα γεγονότα σχάσης βασίζεται στον υπολογισμό του Reaction Rate του εκάστοτε στόχου μέσω της σχέσης :

$$RR = \sum_i \sigma_i^{ENDF}(E) \cdot \Phi_i^{MCNP}(E) \quad (4.4)$$

όπου:

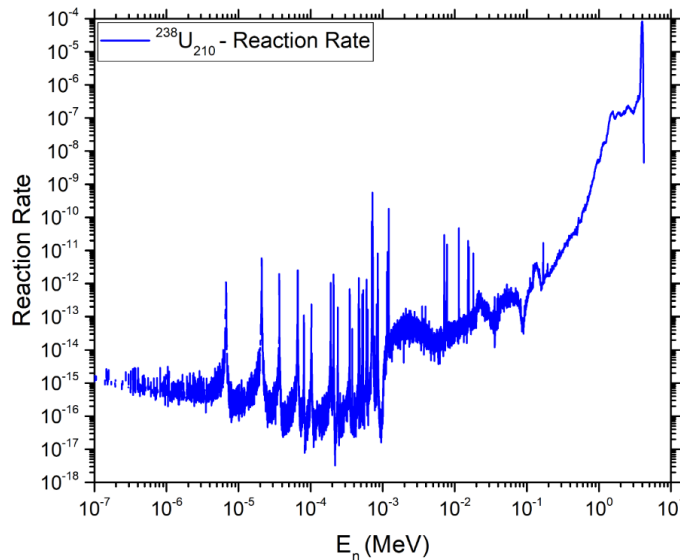
- $\sigma_i^{ENDF}$ : είναι οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων (n,f) για κάθε στόχο όπως προκύπτουν από την βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [3]
- $\Phi_i^{MCNP}$ : είναι οι ροές κάθε στόχου όπως προκύπτουν από τον κώδικα MCNP6 [38]

Για παράδειγμα, στο σχήμα 4.6 φαίνεται το reaction rate του στόχου  $^{238}\text{U}_{210}$  για ενέργεια νετρονίων  $E_n = 4 \text{ MeV}$ , όπως αυτή προκύπτει από τη σχέση 4.4, χρησιμοποιώντας την ροή που προκύπτει από τον κώδικα MCNP6 [38] (σχήμα 4.6α') και την ενεργό διατομή της αντίδρασης από την βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [3] (σχήμα 4.6β').



(α') Η ροή που υπολογίστηκε από τον κώδικα MCNP6 [38].

(β') Η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{238}\text{U}(n, f)$  όπως δίνεται από τη βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [3].



Σχήμα 4.6: Reaction rate του στόχου  $^{238}\text{U}_{210}$  για ενέργεια νετρονίων  $E_n = 4 \text{ MeV}$ .

Οπότε, για τον υπολογισμό του ποσοστού των χρήσιμων γεγονότων σχάσης έναντι αυτών που οφείλονται στα παρασιτικά νετρόνια από σχεδιάσεις χρησιμοποιήθηκε η σχέση :

$$f_{par} = 1 - \frac{\sum_{mainpeak} \sigma(E) \cdot \Phi(E)}{\sum_{total} \sigma(E) \cdot \Phi(E)} \quad (4.5)$$

όπου:

- $\sum_{mainpeak} \sigma(E) \cdot \Phi(E)$ : αντιστοιχεί στο reaction rate μόνο για τα νετρόνια της κύριας δέσμης
- $\sum_{total} \sigma(E) \cdot \Phi(E)$ : είναι το συνολικό reaction rate της αντίδρασης για όλες τις ενέργειες νετρονίων

Στον πίνακα 4.3 φαίνονται οι τιμές του διορθωτικού παράγοντα  $f_{par}$  όπως προκύπτουν για κάθε στόχο και κάθε ενέργεια νετρονίων.

$E_n$ (MeV)	Διορθωτικός Παράγοντας $f_{par}$					
	$^{238}U_{210}$	$^{232}Th_3$	$^{235}U$	$^{232}Th_1$	$^{238}U_{209}$	$^{237}Np$
2.0	~ 0.98	~ 0.99	~ 0.82	~ 0.98	~ 0.97	~ 0.90
2.5	~ 0.97	~ 0.97	~ 0.84	~ 0.96	~ 0.95	~ 0.88
3.0	~ 0.96	~ 0.97	~ 0.84	~ 0.95	~ 0.93	~ 0.88
3.5	~ 0.96	~ 0.96	~ 0.84	~ 0.95	~ 0.93	~ 0.88
4.0	~ 0.95	~ 0.95	~ 0.84	~ 0.94	~ 0.92	~ 0.86
4.3	~ 0.95	~ 0.95	~ 0.83	~ 0.93	~ 0.92	~ 0.86
4.7	~ 0.94	~ 0.95	~ 0.83	~ 0.93	~ 0.91	~ 0.85
5.3	~ 0.93	~ 0.94	~ 0.83	~ 0.92	~ 0.90	~ 0.84

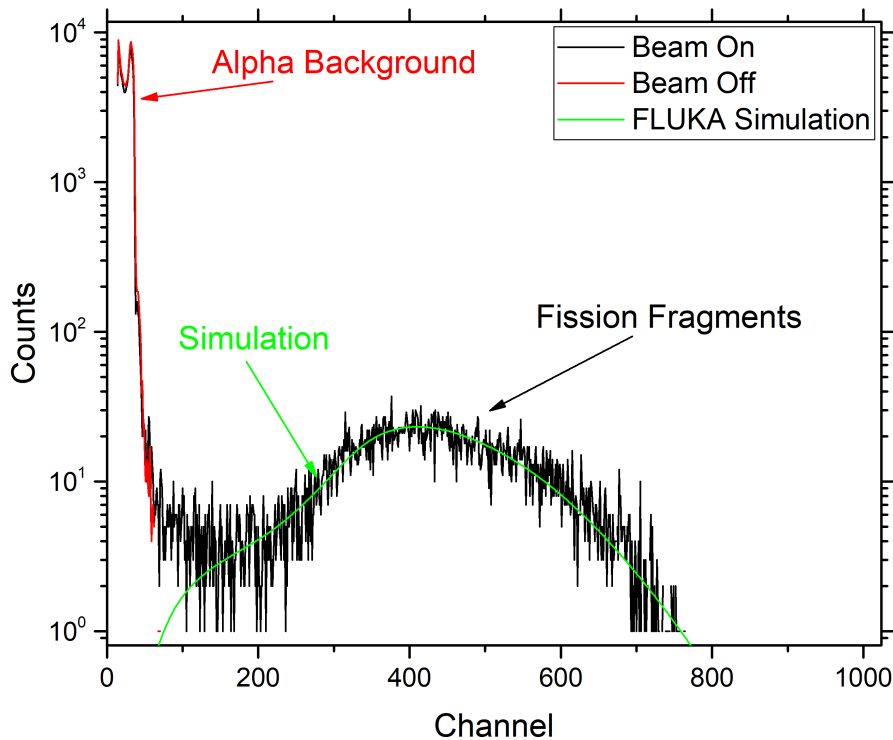
Πίνακας 4.3: Τιμές διορθωτικού παράγοντα  $f_{par}$ .

Για παράδειγμα στην περίπτωση του στόχου  $^{238}U_{210}$  για ενέργεια νετρονίων  $E_n = 4$  MeV, όπου ο διορθωτικός παράγοντας είναι  $f_{par} = 0.95$ , σημαίνει ότι από το σύνολο των γεγονότων σχάσης που προκύπτουν από την ολοκλήρωση του φάσματος το 95% προέρχονται από την κύρια δέσμη ενώ το υπόλοιπο 5% από τα σχεδιαζόμενα νετρόνια. Από τις τιμές του πίνακα 4.3 παρατηρείται ότι στο η συνεισφορά των παρασιτικών νετρονίων είναι μεγαλύτερη στο πίσω  $^{238}U_{209}$  σε σχέση με το μπροστά  $^{238}U_{210}$ , κάτι που φαίνεται και από τις προσομοιώσεις με τον κώδικα MCNP6 [38]. Αυτό μπορεί να εξηγηθεί από το γεγονός ότι η δέσμη των νετρονίων μέχρι να φτάσει στο πίσω  $^{238}U$  έχει διασχίσει περισσότερους στόχους-ανιχνευτές σε σύγκριση με το μπροστά  $^{238}U$  που είναι ο πρώτος στόχος που βλέπει η δέσμη.

### 4.3.3 Διόρθωση για το όριο ολοκλήρωσης $f_{amp}$

Τέλος, διόρθωση των γεγονότων έγινε και για το όριο ολοκλήρωσης των θραυσμάτων σχάσης. Αυτή η διόρθωση προέρχεται από το γεγονός ότι κάποια από τα θραύσματα σχάσης βρίσκονται κάτω από την κορυφή των σωματιδίων-α, όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.4, με αποτέλεσμα να έχουμε υποτίμηση των γεγονότων καθώς δεν λαμβάνονται υπόψη κατά την ολοκλήρωση των φασμάτων. Ο υπολογισμός αυτής της διόρθωσης έγινε με τη χρήση του κώδικα προσομοιώσεων FLUKA [29, 30] και μόνο για τους στόχους που χρησιμοποιήθηκαν για την εξαγωγή των αποτελεσμάτων.

Αρχικά, έγινε αναλυτική περιγραφή της διάταξης ανιχνευτή Micromegas-στόχου, δίνοντας τις ακριβείς διαστάσεις των ανιχνευτών, τις αποστάσεις μεταξύ τους, καθώς και τα υλικά του στόχου και του αερίου που χρησιμοποιήθηκε για την σωστή λειτουργία του κάθε ανιχνευτή. Επιπλέον, έγινε χρήση του κώδικα Monte Carlo GEF (A GEneral description of the Fission process) [40] για την περιγραφή της κατανομής των θραυσμάτων σχάσης κάθε στόχου. Στη συνέχεια, έγινε ενεργειακή βαθμονόμηση του φάσματος που προκύπτει από την προσομοίωση, ώστε να υπάρχει αντιστοιχία προσομοιωμένου και πειραματικού φάσματος. Τέλος, για τον προσδιορισμό των θραυσμάτων σχάσης που βρίσκονται εντός της περιοχής των σωματιδίων-α, έγινε συνέλιξη του πειραματικού και του προσομοιωμένου φάσματος, ώστε να υπολογιστούν τα χαμένα γεγονότα. Το αποτέλεσμα της προσομοίωσης για την περίπτωση του  $^{238}\text{U}$  φαίνεται στο σχήμα 4.7.



Σχήμα 4.7: Πειραματικό και προσομοιωμένο φάσμα θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $^{238}\text{U}(n, f)$  για ενέργεια νετρονίων  $E_n = 4\text{MeV}$ .

Η καμπύλη προσομοίωσης φαίνεται να περιγράφει με καλή ακρίβεια τα γεγονότα σχάσης που προέκυψαν κατά την ακτινοβόληση. Για τον υπολογισμό του διορθωτικού παράγοντα έγινε χρήση της σχέσης:

$$f_{amp} = 1 + \frac{I_1}{I_2} \quad (4.6)$$

όπου:

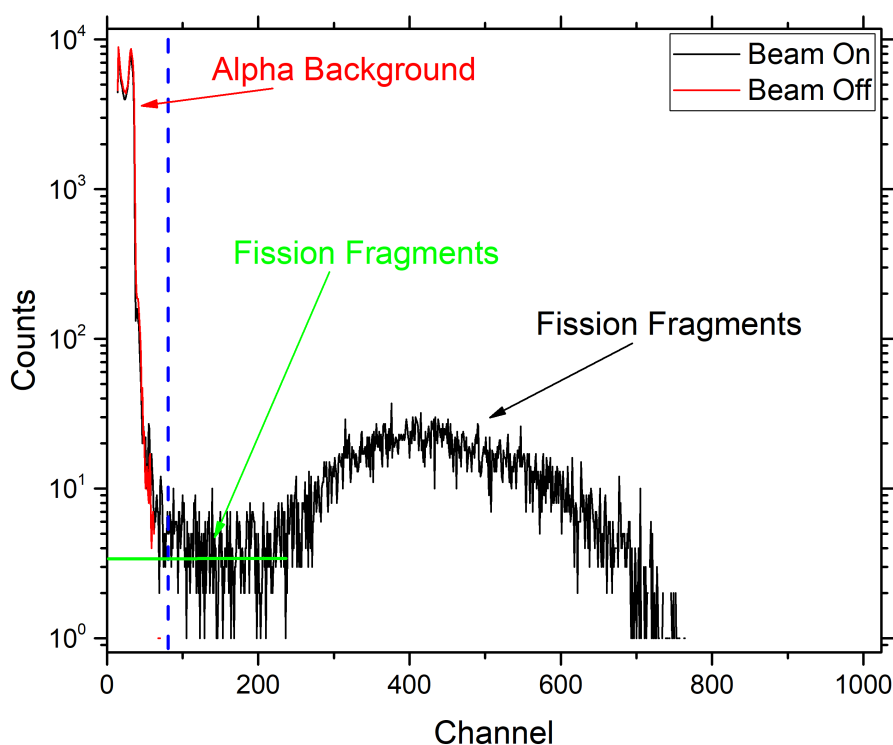
- $I_1$ : είναι τα γεγονότα σχάσης από την αρχή του προσομοιωμένου φάσματος μέχρι το amplitude cut (σημείο από το οποίο γίνεται η αρχή της ολοκλήρωσης των πειραματικών θραυσμάτων σχάσης)
- $I_2$ : είναι τα γεγονότα σχάσης από το amplitude cut του προσομοιωμένου φάσματος μέχρι το τέλος.

Στον πίνακα 4.4 φαίνονται οι τιμές του διορθωτικού παράγοντα  $f_{amp}$  όπως προκύπτουν για κάθε στόχο.

Διορθωτικός Παράγοντας $f_{amp}$			
$^{238}\text{U}_{210}$	$^{232}\text{Th}_3$	$^{235}\text{U}$	$^{232}\text{Th}_1$
$\sim 1.03$	$\sim 1.06$	$\sim 1.03$	$\sim 1.04$

Πίνακας 4.4: Τιμές διορθωτικού παράγοντα  $f_{amp}$ .

Για την επαλήθευση των παραπάνω αποτελεσμάτων έγινε προσδιορισμός του διορθωτικού παράγοντα  $f_{amp}$  και με δεύτερη μέθοδο. Αυτή η μέθοδος βασίζεται στην “γεωμετρική” εκτίμηση ότι τα θραύσματα σχάσης μέχρι την αρχή της ανόδου έχουν γραμμική συμπεριφορά όπως φαίνεται στο σχήμα 4.8 με πράσινο χρώμα.



Σχήμα 4.8: Φάσμα σχάσης από τον στόχο  $^{238}\text{U}_{210}$  για ενέργεια νετρονίων  $E_n = 4$  MeV.

Σε αυτή την περίπτωση, η σχέση που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό του διορθωτικού παράγοντα είναι:

$$f_{amp} = \frac{Y_{LOST} + Y_{INTEGRATED}}{Y_{INTEGRATED}} \quad (4.7)$$

όπου:

- $Y_{INTEGRATED}$ : είναι ο αριθμός των ολοκληρωμένων πειραματικών θραυσμάτων σχάσης
- $Y_{LOST}$ : είναι ο αριθμός των θραυσμάτων σχάσης που χάνονται μέσα στην περιοχή των σωματιδίων-α. Ο υπολογισμός του προκύπτει ολοκληρώνοντας την περιοχή από το amplitude cut μέχρι την αρχή της ανόδου ώστε να γίνει υπολογισμός της τιμής  $counts/channel$

και έπειτα πολλαπλασιάζοντας αυτόν τον αριθμό με τον αριθμό των καναλιών από την αρχή μέχρι το amplitude cut.

Ο υπολογισμός έγινε για κάθε φάσμα ακτινοβόλησης ξεχωριστά και οι τιμές που προέκυψαν παρουσιάζονται στον πίνακα 4.5.

Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τις δύο διορθώσεις, μέσω του κώδικα FLUKA [29, 30] και μέσω της “γεωμετρικής” μεθόδου, παρατηρείται ότι οι διαφορές μεταξύ τους δεν ξεπερνούν το 1%, πράγμα που ενισχύει την αξιοπιστία των προσομοιώσεων του κώδικα FLUKA.

$E_n$ (MeV)	Διορθωτικός Παράγοντας $f_{amp}$			
	$^{238}\text{U}_{210}$	$^{232}\text{Th}_3$	$^{235}\text{U}$	$^{232}\text{Th}_1$
2.0	~ 1.05	~ 1.08	~ 1.02	~ 1.04
2.5	~ 1.05	~ 1.07	~ 1.03	~ 1.04
3.0	~ 1.05	~ 1.07	~ 1.03	~ 1.05
3.5	~ 1.04	~ 1.08	~ 1.02	~ 1.06
4.0	~ 1.05	~ 1.07	~ 1.02	~ 1.05
4.3	~ 1.05	~ 1.07	~ 1.02	~ 1.05
4.7	~ 1.05	~ 1.07	~ 1.02	~ 1.05
5.3	~ 1.05	~ 1.07	~ 1.03	~ 1.07

Πίνακας 4.5: Τιμές διορθωτικού παράγοντα  $f_{amp}$ .

Άρα, λαμβάνοντας υπόψη τους διορθωτικούς παράγοντες που περιγράφηκαν στις ενότητες 4.3.1, 4.3.2 και 4.3.3, η σχέση 4.2 για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής γίνεται:

$$\sigma(E) = \frac{Y(E)}{Y_{ref}(E)} \cdot \frac{(f_{amp} \cdot f_{par} \cdot f_{DT})}{(f_{amp}^{ref} \cdot f_{par}^{ref} \cdot f_{DT}^{ref})} \cdot \frac{\Phi_{ref}(E)}{\Phi(E)} \cdot \frac{N_{ref}}{N} \cdot \sigma_{ref}(E) \quad (4.8)$$

## 4.4 Εκτίμηση σφαλμάτων

Αρχικά, για τον προσδιορισμό του στατιστικού σφάλματος της ενεργού διατομής χρησιμοποιήθηκε η σχέση 4.9 η οποία προκύπτει μέσω της μεθόδου της διάδοσης σφαλμάτων από την σχέση 4.2.

$$\delta\sigma = \sqrt{\left(\frac{1}{Y_{ref}} \cdot \frac{\Phi_{ref}}{\Phi} \cdot \frac{N_{ref}}{N} \cdot \sigma_{ref} \cdot \delta Y\right)^2 + \left(-\frac{Y}{Y_{ref}^2} \cdot \frac{\Phi_{ref}}{\Phi} \cdot \frac{N_{ref}}{N} \cdot \sigma_{ref} \cdot \delta Y_{ref}\right)^2} \quad (4.9)$$

Όπως φαίνεται από την σχέση 4.9 το στατιστικό σφάλμα της ενεργού διατομής προκύπτει μόνο από το στατιστικό σφάλμα των γεγονότων σχάσης  $Y$  που υπολογίζεται από τη σχέση  $\delta Y = \sqrt{Y}$ . Γενικά, για όλες τις ενέργειες νετρονίων το στατιστικό σφάλμα δεν ξεπέρασε το 3%.

Σε ότι αφορά τους διορθωτικούς παράγοντες:

- Η αβεβαιότητα του διορθωτικού παράγοντα  $f_{par}$  είναι συστηματική και δεν ξεπερνάει το 2-3% [41].
- Η αβεβαιότητα της διόρθωσης  $f_{amp}$  δεν ξεπερνάει το 1%, καθώς ο προσδιορισμός της έγινε με δύο διαφορετικούς τρόπους και υπήρξε εξαιρετική συμφωνία μεταξύ τους.
- Η αβεβαιότητα για τη διόρθωση του dead time  $f_{DT}$  θεωρείται αμελητέα.

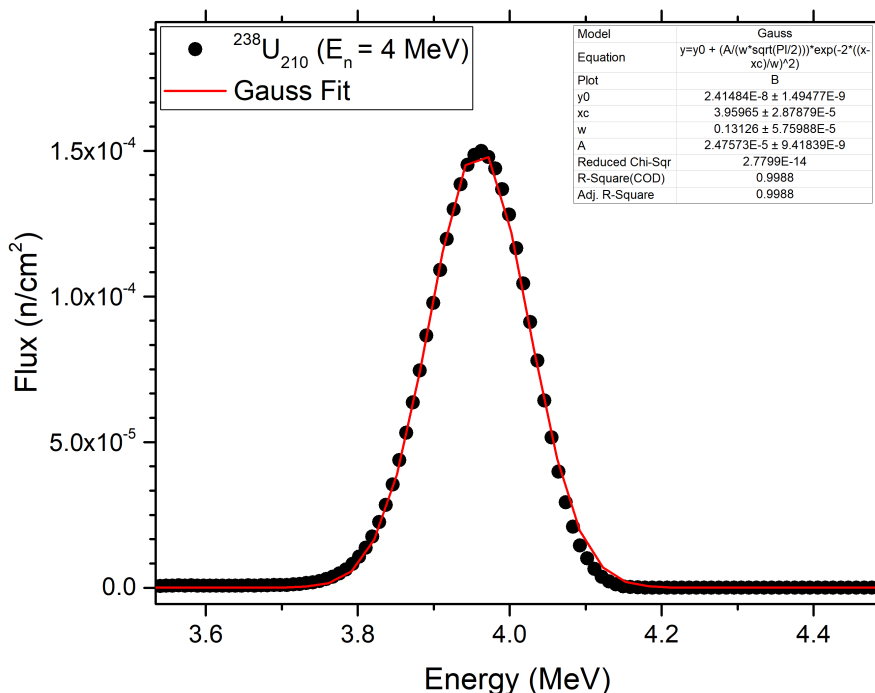
Επίσης, πρέπει να ληφθεί υπόψη και το συστηματικό σφάλμα που προκύπτει κατά την μέτρηση της επιφανειακής πυκνότητας των στόχων ( $N$ ). Το συστηματικό αυτό σφάλμα εκτιμάται περίπου στο 3% και οφείλεται κυρίως στη δυσκολία που υπάρχει στον προσδιορισμό της απόστασης μεταξύ του ανιχνευτή πυριτίου και τους προς μέτρηση στόχου, στη διαδικασία που περιγράφεται στην ενότητα 2.3.1. Στους πίνακες 2.1 και 2.2 φαίνονται οι μάζες των στόχων που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα μαζί με τα αντίστοιχα στατιστικά σφάλματά τους. Το στατιστικό σφάλμα της μάζας για κάθε στόχο δεν ξεπερνάει το 1% όπως φαίνεται και στον πίνακα 4.6.

Αβεβαιότητες Μαζών

$^{238}\text{U}_{210}$	$^{232}\text{Th}_3$	$^{235}\text{U}$	$^{232}\text{Th}_1$	$^{238}\text{U}_{209}$	$^{237}\text{Np}$
$\sim 0.56\%$	$\sim 0.41\%$	$\sim 0.53\%$	$\sim 0.32\%$	$\sim 0.57\%$	$\sim 1.00\%$

Πίνακας 4.6: Στατιστικό σφάλμα μάζας για κάθε στόχο επί τοις εκατό.

Τέλος, για τον υπολογισμό του σφάλματος στην ενέργεια των νετρονίων χρησιμοποιήθηκαν τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων μέσω του κώδικα MCNP6 [38]. Από κάθε προσομοίωση προκύπτει η κύρια κορυφή της ενέργειας των νετρονίων όπως φαίνεται στο ένθετο του σχήματος 4.2. Στη συνέχεια, χρησιμοποιήθηκε μια συνάρτηση τύπου Gauss για την προσαρμογή της καμπύλης της κύριας ροής νετρονίων όπως φαίνεται στο σχήμα 4.9.



Σχήμα 4.9: Προσαρμογή της καμπύλης της κύριας ροής νετρονίων του στόχου  $^{238}\text{U}_{210}$  για ενέργεια νετρονίων  $E_n = 4 \text{ MeV}$ .

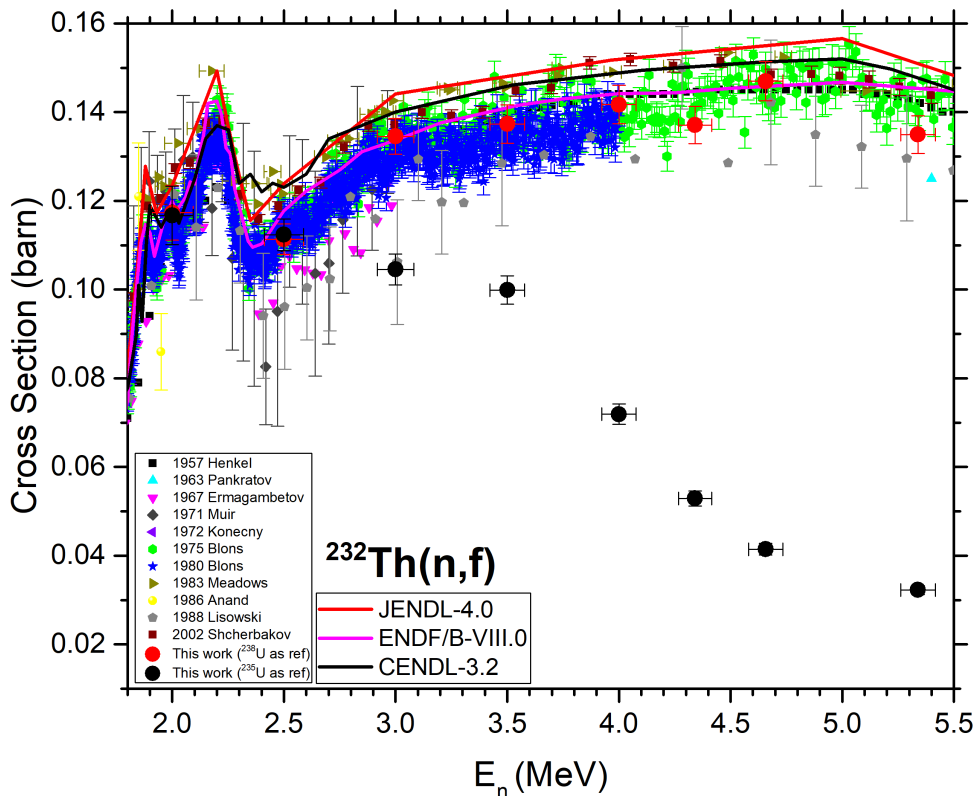
Για τον υπολογισμό του σφάλματος της ενέργειας χρησιμοποιήθηκε το FWHM που προκύπτει από το Gaussian Fit, μέσω της σχέσης:

$$\delta E = \frac{FWHM}{2} \quad (4.10)$$

Το σφάλμα σε κάθε ενέργεια δεν ξεπερνάει το 3%.

## 4.5 Αποτελέσματα

Λαμβάνοντας υπόψιν τα παραπάνω, έγινε ο υπολογισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{232}\text{Th}(n, f)$  μέσω της σχέσης 4.9. Τα αποτελέσματα των ενεργών διατομών παρουσιάζονται στο σχήμα 4.10 μαζί με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{232}\text{Th}(n, f)$  στην ενεργειακή περιοχή  $E_n = 2 - 5.5$  MeV όπως προκύπτουν από την βιβλιοθήκη EXFOR [15, 16], καθώς και τα αξιολογημένα δεδομένα των βιβλιοθηκών JENDL-4.0 [17], ENDF/B-VIII.0 [3] και CENDL-3.2 [18]. Για τον υπολογισμό χρησιμοποιήθηκαν δύο ζεύγη στόχων Th-στόχων αναφοράς. Στο σχήμα 4.10 με κόκκινο χρώμα φαίνονται τα αποτελέσματα του ζεύγους  $^{232}\text{Th}_3 - ^{238}\text{U}_{210}$ , ενώ με μαύρο του ζεύγους  $^{232}\text{Th}_1 - ^{235}\text{U}$ .



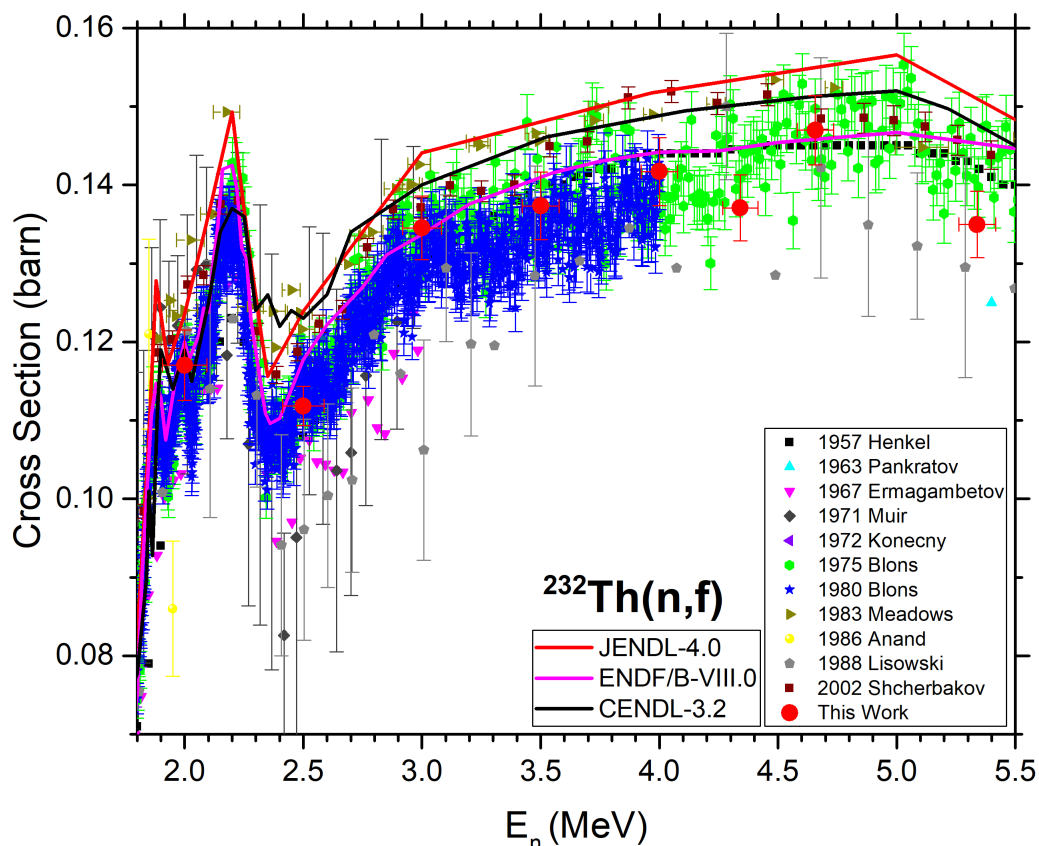
Σχήμα 4.10: Αποτελέσματα της αντίδρασης  $^{232}\text{Th}(n, f)$  για στόχους αναφοράς  $^{238}\text{U}$  και  $^{235}\text{U}$ .

Παρατηρούμε ότι στις δύο πρώτες ενέργειες νετρονίων ( $E_n = 2, 2.5$  MeV) υπάρχει εξαιρετική συμφωνία μεταξύ των αποτελεσμάτων που προκύπτουν από κάθε ζεύγος, με τις αποκλίσεις να μην ξεπερνούν το 1%. Από την τρίτη ενέργεια νετρονίων και έπειτα τα αποτελέσματα αρχίζουν να αποκλίνουν μεταξύ τους. Αυτό οφείλεται στις παρασιτικές αντιδράσεις που έχουν ενεργοποιηθεί, όπως περιγράφεται στην ενότητα 3.2.3, που επηρεάζουν αρνητικά το στόχο αναφοράς  $^{235}\text{U}$ .

Οπότε, για ενέργειες νετρονίων από 3 MeV και πάνω χρησιμοποιήθηκαν μόνο τα αποτελέσματα που προκύπτουν από το ζεύγος  $^{232}\text{Th}_3 - ^{238}\text{U}_{210}$ , καθώς κανείς από τους δύο στόχους δεν επηρεάζεται από τα παρασιτικά νετρόνια και τα αποτελέσματα θεωρούνται αξιόπιστα. Για τις δύο πρώτες ενέργειες νετρονίων, ως τελικό αποτέλεσμα υπολογίστηκε ο σταθμισμένος μέσος μεταξύ των τιμών του κάθε ζευγαριού.



Στο σχήμα 4.11 με κόκκινο χρώμα παρουσιάζονται τα τελικά αποτελέσματα για την αντίδραση  $^{232}\text{Th}(n, f)$ , ενώ στον πίνακα 4.7 φαίνονται οι αντίστοιχες τιμές.



Σχήμα 4.11: Τελικά αποτελέσματα της αντίδρασης  $^{232}\text{Th}(n, f)$ .

Τελικά αποτελέσματα της αντίδρασης $^{232}\text{Th}(n, f)$	
$E_n$ (MeV)	$\sigma \pm \delta\sigma$ (barn)
2.0	$0.117 \pm 0.004$
2.5	$0.112 \pm 0.002$
3.0	$0.135 \pm 0.004$
3.5	$0.137 \pm 0.004$
4.0	$0.142 \pm 0.004$
4.3	$0.137 \pm 0.004$
4.7	$0.147 \pm 0.004$
5.3	$0.135 \pm 0.004$

Πίνακας 4.7: Τελικές τιμές της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{232}\text{Th}(n, f)$ .

Παρατηρώντας το σχήμα 4.11 φαίνεται να υπάρχει πολύ καλή συμφωνία μεταξύ των υπολογισμένων ενεργών διατομών και των υπαρχόντων πειραματικών δεδομένων, καθώς και ικανοποιητική με τα αξιολογημένα δεδομένα των βιβλιοθηκών. Επιπλέον, τα σημεία στο σύνολό τους φαίνεται να συμφωνούν με την γενική μορφή της ενεργού διατομής της αντίδρασης σε αυτό

το ενεργειακό εύρος. Πιο συγκεκριμένα, σε όλες τις ενέργειες, είναι εμφανής η συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα του J. Blons et al. (1975, 1980) [24, 25] και του R.L. Henkel et al. (1957) [26]. Επιπλέον, υπάρχει συμφωνία εντός σφάλματος και με τις πειραματικές τιμές του P.W. Lisowski et al. (1988) [21] και για τις οχτώ ενέργειες που μετρήθηκαν. Επίσης, παρατηρείται ότι για ενέργειες νετρονίων 2, 3, 3.5 και 4.7 MeV, οι υπολογισμένες τιμές συμφωνούν εντός σφάλματος και με τις τιμές του O. Shcherbakov et al. (2002) [19]. Σε ότι αφορά τα αξιολογημένα δεδομένα των βιβλιοθηκών, φαίνεται ότι υπάρχει εξαιρετική συμφωνία μεταξύ της πλειοψηφίας των ενεργών διατομών που υπολογίστηκαν και των αξιολογημένων τιμών της βιβλιοθήκης ENDF/B-VIII.0 [3].

Επομένως, η καλή συμφωνία μεταξύ των ενεργών διατομών που υπολογίστηκαν στα πλαίσια αυτής της εργασίας και των υπαρχόντων πειραματικών δεδομένων, ενισχύει την αξιοπιστία των αποτελεσμάτων.



# Κεφάλαιο 5

## Συμπεράσματα-Προοπτικές

Στα πλαίσια αυτής της εργασίας μελετήθηκε η αντίδραση παραγωγής νετρονίων  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$  για οχτώ διαφορετικές ενέργειες πρωτονίων. Λόγω των υλικών από τα οποία έχει κατασκευαστεί ο στόχος τρίτου που χρησιμοποιείται στο Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”, η αντίδραση παράγει αυστηρά μονοενεργειακά νετρόνια για πρωταρχική ενέργεια πρωτονίων μέχρι περίπου τα  $\sim 4$  MeV. Για ενέργειες από 4 MeV και πάνω αρχίζουν να ενεργοποιούνται διάφορες παρασιτικές αντιδράσεις στα υλικά του στόχου. Αυτό όμως, δεν αποτελεί πρόβλημα στην περίπτωση που θέλουμε να μετρήσουμε αντιδράσεις σε ισότοπα με υψηλό ενεργειακό κατώφλι χρησιμοποιώντας στόχους αναφοράς με αντίστοιχα μεγάλο ενεργειακό κατώφλι, ώστε να μην επηρεάζονται από τα χαμηλοενεργειακά παρασιτικά νετρόνια που παράγονται.

Επομένως, η αντίδραση ενδείκνυται για την παραγωγή δέσμης νετρονίων σε πειράματα ενεργοποίησης ή σχάσης, που είναι από τα κύρια ερευνητικά ενδιαφέροντα της ομάδας πυρηνικής φυσικής του Ε.Μ.Π., πάντα με τη σωστή επιλογή στόχων για την αποφυγή “μολύνσεων” από παρασιτικές αντιδράσεις.

Παράλληλα με τη μελέτη της αντίδρασης  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$  έγινε προσδιορισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης  ${}^{232}\text{Th}(n, f)$  για τις οχτώ διαφορετικές ενέργειες νετρονίων που παρήχθησαν στο ενεργειακό εύρος  $E_n = 2 - 5.5$  MeV. Τόσο το  ${}^{232}\text{Th}$  όσο και το  ${}^{238}\text{U}$  που χρησιμοποιήθηκε ως στόχος αναφοράς είναι δύο ισότοπα με μεγάλο ενεργειακό κατώφλι σχάσης με αποτέλεσμα να μην επηρεάζονται από τα παρασιτικά νετρόνια που παράγονται από τις διάφορες παρασιτικές αντιδράσεις. Επιπλέον, για τις δύο πρώτες ενέργειες νετρονίων, στις οποίες δεν έχουν ενεργοποιηθεί παρασιτικές αντιδράσεις, έχουν ληφθεί υπόψιν και τα αποτελέσματα που προκύπτουν για στόχο αναφοράς  ${}^{235}\text{U}$ .

Τα πειραματικά αποτελέσματα που προκύπτουν για την αντίδραση  ${}^{232}\text{Th}(n, f)$  φαίνεται να συμφωνούν εντός στατιστικού σφάλματος με τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης ENDF/B-VIII.0 [3] όσο και με τα πειραματικά δεδομένα των J. Blons et al. (1975, 1980) [24, 25], R.L. Henkel et al. (1957) [26], P.W. Lisowski et al. (1988) [21] και O. Shcherbakov et al. (2002) [19]. Αυτά τα νέα δεδομένα δίνουν μια νέα πληροφορία για μεγαλύτερη ακρίβεια σε μελλοντικές αξιολογήσεις από διάφορες βιβλιοθήκες πυρηνικών δεδομένων.

Στα μελλοντικά σχέδια περιλαμβάνονται:

1. Χρήση κωδίκων προσομοιώσεων (MCNP6 [38]/GEANT4 [42]) για την ακριβή αναπαραγωγή των παρασιτικών νετρονίων που παράγονται από τις αντιδράσεις (p,n) στα υλικά του στόχου και της γραμμής μεταφοράς.
2. Μέτρηση επιπλέον ενεργών διατομών αντιδράσεων νετρονίων σε ισότοπα με υψηλό ενεργειακό κατώφλι στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος” χρησιμοποιώντας την αντίδραση  ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$ .

3. Υπολογισμός και σύγκριση θεωρητικών προβλέψεων μέσω των κωδικών EMPIRE [39] και TALYS [43] σε σχέση με τα νέα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{232}\text{Th}(n, f)$ , με στόχο τον έλεγχο και τη βελτιστοποίηση των παραμέτρων που υπεισέρχονται στα θεωρητικά πρότυπα.
4. Προσδιορισμός επιπλέον πειραματικών ενεργών διατομών για την αντίδραση  $^{232}\text{Th}(n, f)$  σε άλλες ενέργειες νετρονίων με την μέθοδο ToF (Time of Flight).
5. Τέλος, για τον ακριβή προσδιορισμό των παρασιτικών νετρονίων τη λύση θα μπορούσε να δώσει η εγκατάσταση ενός συστήματος ToF στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”.



# Βιβλιογραφία

- [1] S. Cierjacks, “Neutron Sources For Basic Physics and Applications, An OECD/NEA Report”, *Pergamon Press*, (1983).
- [2] U. Wozńicka, “Review of Neutron Diagnostics Based on Fission Reactions Induced by Fusion Neutrons”, *Journal of Fusion Energy* 38:377-385, (2019).
- [3] D.A. Brown et al. , “ENDF/B-VIII.0: The 8<sup>th</sup> Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-project Cross Section, New Standards ant Thermal Scattering Data”, *Nuclear Data Sheets Volume 148:1-142*, (2018).
- [4] K.S. Krane, “Introductory Nuclear Physics, International Edition”, *John Wiley and Sons, Inc.* , (1988).
- [5] World Energy Council, “World energy perspective: Cost of energy technologies”, (2013).
- [6] G. Maggio et al. , “When will oil, natural gas, and coal peak?”, *Fuel Volume 98:111-123*, (2012).
- [7] Generation IV International Forum (GIF), “URL: [https://www.gen-4.org/gif/jcms/c\\_9260/public](https://www.gen-4.org/gif/jcms/c_9260/public)”, (Online, accessed June 2021).
- [8] U. Abbondanno et al. , “Measurements of Fission Cross Sections for the Isotope relevant to the Thorium Fuel Cycle”, *CERN/INTC 2001-025 INTC/P-145*, (2001).
- [9] International Atomic Energy Agency, “Thorium Fuel Cycle-Potential Benefits and Challenges”, *IAEA-TECDOC-1450*, IAEA, Vienna, (2005).
- [10] D. Greneche et al. , “Development of the thorium fuel cycle”, *Nuclear Fuel Cycle Science and Engineering 177-202*, (2012).
- [11] M.J. Vermeulen, “Measurement of the  $^{236}\text{U}(n, \gamma)$  cross section for the Thorium fuel cycle at the CERN n\_TOF facility”, *PhD Thesis, University of York*, (2015).
- [12] Α. Τσαντίρη, “Μέτρηση ενεργού διατομής αντίδρασης σχάσης  $^{232}\text{Th}(n, f)$  με ανιχνευτές MicroMegs”, *Σ.Ε.Μ.Φ.Ε. Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο*, (2020).
- [13] Σ. Χασάπογλου, “Πειραματική Μελέτη της Αντίδρασης  $^{232}\text{Th}(n, f)$  στην Ενεργειακή Περιοχή 14-20 MeV με χρήση Ανιχνευτών Micromegas”, *Σ.Ε.Μ.Φ.Ε. Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο*, (2019).
- [14] S. Chasapoglou et al. , “Study of the  $^{232}\text{Th}(n, f)$  Cross section at NCSR ‘Demokritos’ using Micromegas Detectors”, *HNPS Advances in Nuclear Physics Volume 27:106-111*, (2020).

- [15] N. Otuka et al. , “Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC)”, *Nuclear Data Sheets Volume 120:272-276*, (2014).
- [16] V.V. Zerkin et al. , “The experimental nuclear reaction data (EXFOR): Extended computer database and Web retrieval system”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment Volume 888:31-43*, (2018).
- [17] K. Shibata et al. , “JENDL-4.0: A New Library for Nuclear Science and Engineering”, *Journal of Nuclear Science and Technology Volume 48:1-30*, (2011).
- [18] Zhigang Ge et al. , “CENDL-3.2: The new version of Chinese general purpose evaluated nuclear data library”, *ND 2019: International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, EPJ Web of Conferences Volume 239*, (2020).
- [19] O. Shcherbakov et al. , “Neutron-Induced Fission of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{nat}\text{Pb}$  and  $^{209}\text{Bi}$  Relative to  $^{235}\text{U}$  in the Energy Range 1-200 MeV”, *Journal of Nuclear Science and Technology Volume 39:230-233*, (2002).
- [20] J.W. Meadows, “The Fission Cross Section of  $^{230}\text{Th}$  and  $^{232}\text{Th}$  Relative to  $^{235}\text{U}$ ”, *Bulletin of the American Physical Society Ser.II Volume 24:875*, (1979).
- [21] P.W. Lisowski et al. , “Neutron induced fission cross section ratios for  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235,238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  from 1 to 400 MeV”, *Conference on Nuclear Data FOR Science and Technology 97*, (1988).
- [22] D.W. Muir et al. , “Neutron-induced fission cross sections of  $^{232}\text{Th}$  and  $^{231}\text{Pa}$ ”, *Report: Los Alamos Scientific Lab. Reports No.4648-MS*, (1971).
- [23] S.B. Ermagambetov et al. , “Sub-barrier  $^{232}\text{Th}$  fission by neutrons”, *Soviet Journal of Nuclear Physics Volume 5:181*, (1967).
- [24] J. Blons et al. , “Evidence for Rotational Bands near the  $^{232}\text{Th}(n, f)$  Fission Threshold”, *Physical Review Letters 35*, (1975).
- [25] J. Blons et al. , “High Energy Resolution Measurement and Channel Analysis of the  $^{232}\text{Th}$  Fission Cross Section”, *NEANDC(E)-202U Volume 3:6*, (1979).
- [26] R.L. Henkel, “FAST NEUTRON CROSS SECTIONS”, *Report: Los Alamos Scientific Lab. Reports No.2122*, (1957).
- [27] M. Diakaki et al. , “Determination of the  $^{237}\text{Np}(n, f)$  reaction cross section for  $E_n = 4.5 - 5.3\text{MeV}$ , using a MicroMegs detector assembly”, *The European Physical Journal A 49:62*, (2013).
- [28] R. Whitcher, “SACALC3”, *URL: <https://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/nea-1688>*, (2012).
- [29] T.T. Bohlen et al. , “The FLUKA Code: Developments and Challenge for High Energy and Medical Applications”, *Nuclear Data Sheets 120:211-214*, (2014).
- [30] A. Ferrari et al. , “FLUKA : a multi-particle transport code”, *CERN-2005-10, INFN/TC\_05/11, SLAC-R-773*, (2005).



- [31] Y. Giomataris et al. , “MICROMEAS : a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment Volume 376:29-35*, (1996).
- [32] A. Stamatopoulos et al. , “Measurement of the  $^{234}\text{U}(n, f)$  cross-section with quasi-monoenergetic beams in the keV and MeV range using a Micromegas detector assembly”, *The European Physical Journal A 54:7*, (2018).
- [33] H. Liskien et al. , “Neutron production cross section and energies for the reactions  $T(p, n)^3\text{He}$ ,  $D(d, n)^3\text{He}$  and  $T(d, n)^4\text{He}$ ”, *Nuclear Data Tables 11:569-619*, (1973).
- [34] S.P. Simakov et al. , “Nonmonoenergeticity of Neutron Source Based on the Solid Tritium Target”, *XIV International Workshop on Nuclear Fission Physics*, (2000).
- [35] James F. Ziegler et al. , “SRIM-The stopping and range of ions in matter”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms Volume 268:1818-1823*, (2010).
- [36] A.J. Koning et al. , “TENDL: Complete Nuclear Data Library for Innovative Nuclear Science and Technology”, *Nuclear Data Sheets Volume 155:1-55*, (2019).
- [37] E. Birgersson et al. , “Technical Report, EUR 23794 EN”, *European Commission*, (2009).
- [38] T. Goorley et al. , “Initial MCNP6 Release Overview”, *Nuclear Technology Volume 180*, (2012).
- [39] M. Herman et al. , “EMPIRE: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation”, *Nuclear Data Sheets Volume 108:2655-2715*, (2007).
- [40] K.H. Schmidt et al. , “General description of fission observables: GEF model”, *Tech. Rep. NEA/DB/DOC(2014)1*, *OECD* (2014).
- [41] V. Michalopoulou et al. , “Measurement of the  $^{236}\text{U}(n, f)$  cross-section between 4 and 10 MeV with Micromegas detectors”, *HNPS Advances in Nuclear Physics Volume 26:172-178*, (2019).
- [42] S. Agostinelli et al. , “GEANT4-a simulation toolkit”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment Volume 506:250-303*, (2003).
- [43] A.J. Koning et al. , “TALYS 1.2, A Nuclear Reaction Program, USER MANUAL”, *December 22*, (2009).
- [44] A.J.M. Plompen et al. , “The joint evaluated fission and fusion nuclear data library, JEFF-3.3”, *The European Physical Journal A Volume 56*, (2020).
- [45] S. Goriely et al. , “Further explorations of Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov mass formulas. VII. Simultaneous fits to masses and fission barriers”, *Physical Review C Volume 75*, (2007).
- [46] V.A. Plujko, “A new closed-form thermodynamic approach for radiative strength functions”, *Acta Physica Polonica B Volume 31:435-441*, (2000).

- [47] R. Capote et al. , “RIPL-Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations”, *Nuclear Data Sheets Volume 110:3107-3214*, (2009).
- [48] A. Koning et al. , “Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV”, *Nuclear Physics A Volume 713:231-310*, (2003).
- [49] J.J. Griffin, “Statistical Model of Intermediate Structure”, *Physical Review Letters Volume 17:478-481*, (1966).
- [50] J. Griffin, “Energy dependence of average direct reaction cross sections and partial nuclear level densities”, *Physical Letters B Volume 24:5-7*, (1967).
- [51] A. Trkov et al. , “IRDFF-II: A New Neutron Metrology Library”, *Nuclear Data Sheets Volume 163:1-108*, (2020).
- [52] V.M. Pankratov, “Fission cross sections of the  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{U}$ , for 5-37 MeV neutrons”, *Soviet Atomic Energy 14:167-174*, (1963).
- [53] E. Konency et al. , “Search for intermediate substructures in the fission cross section of  $^{232}\text{Th} + n$ ”, *Zeitschrift für Physik 251:400-403*, (1972).
- [54] R.P. Anand et al. , “Measurement of fast neutron induced fission cross section of  $^{232}\text{Th}$  relative to  $^{238}\text{U}$ ”, *Symposium on Nuclear Physics Volume 2:350*, (1985).