



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο

Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών  
Επιστημών

Τομέας Φυσικής

Προπτυχιακή Διπλωματική Εργασία

---

Μελέτη της ενεργού διατομής της αντίδρασης  
 $^{233}\text{U}(n,f)$  με χρήση ανιχνευτών Micromegas

---

Άννα Σκουλουδάκη

Επιβλέπων  
Μιχαήλ Κόκκορης  
Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, Σεπτέμβριος 2023



*Στη μητέρα, τη γιαγιά και τον θείο μου*

## Ευχαριστίες

Η εκπόνηση της παρούσας διπλωματικής εργασίας σηματοδοτεί το πέρας του προπτυχιακού κύκλου σπουδών στη Σ.Ε.Μ.Φ.Ε. αλλά αποτελεί προσωπικό επιστημονικό εφελθτήριο για την έρευνα στον τομέα της Πυρηνικής Φυσικής.

Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω όλα τα μέλη της ομάδας της Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π. για τη στήριξη, τη συνεργασία και την παρέα που μου πρόσφεραν. Ιδιαίτερες ευχαριστίες αναλογούν στη Βεατρίκη Μιχαλοπούλου, μεταδιδάκτορα της ομάδας και στον Σωτήρη Χασάπογλου, υποψήφιο διδάκτορα, για την πολύτιμη βοήθειά τους τόσο στην εκπόνηση του πειράματος, όσο και στην μετέπειτα επεξεργασία. Θέλω επίσης να εκφράσω τις ευχαριστίες μου στην Επίκουρη Καθηγήτρια Μαίρη Διακάκη και την Ομότιμη Καθηγήτρια Ρόζα Βλαστού για τη συνολική καθοδήγηση και υποστήριξή τους. Το μεγαλύτερο ευχαριστώ ανήκει στον Καθηγητή Μιχάλη Κόκκορη τόσο για τις γνώσεις και το πάθος για τον κόσμο της πειραματικής Πυρηνικής Φυσικής που μοιράστηκε μαζί μου, όσο και για την αμέριστη εμπιστοσύνη που μου έδειξε. Τον ευχαριστώ θερμά για την αδιάκοπη παρουσία του σε όλα τα στάδια της πειραματικής διαδικασίας. Η παρούσα εργασία επετεύχθη με τη συμβολή όλων των παραπάνω.

Οι ανεκτίμητης αξίας φιλίες που έκανα κατά τη διάρκεια των σπουδών μου και τα καταφέραμε μαζί αλλά και οι αγαπημένοι μου παιδικοί και εφηβικοί φίλοι ήταν πάντα στο πλευρό μου και γι' αυτό τους ευχαριστώ.

Για το τέλος άφησα την οικογένειά μου, τους άρατους γίγαντες που με πιστεύουν και με στηρίζουν ανιδιοτελώς σε κάθε βήμα. Η ευγνωμοσύνη που δεν χωράει σε λέξεις πηγαίνει στη μητέρα μου, δίχως την οποία δεν θα είχα την ίδια πορεία ζωής.



## Περίληψη

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στα πλαίσια του προπτυχιακού κύκλου σπουδών της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου και είχε σκοπό τη μελέτη της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{233}\text{U}(n,f)$ . Επιλέχθηκαν εννέα ενέργειες νετρονίων στο ενεργειακό εύρος  $E_n = 2 - 4.5 \text{ MeV}$  κι έγινε χρήση ανιχνευτών Micromegas.

Το πείραμα πραγματοποιήθηκε στον επιταχυντή 5.5 MV Tandem Van de Graaff του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος». Στο συγκεκριμένο πείραμα, η δέσμη νετρονίων παρήχθη μέσω της αντίδρασης  $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$ . Επτά στόχοι ακτινίδων, ο καθένας συνδεδεμένος με έναν ανιχνευτή Micromegas, τοποθετήθηκαν σε έναν θάλαμο αλουμινίου που περιείχε μείγμα αερίου Ar:CO<sub>2</sub> (80:20), προκειμένου να ανιχνευθούν θραύσματα σχάσης. Για την ανίχνευση και παρακολούθηση των νετρονίων χρησιμοποιήθηκαν οι αντιδράσεις αναφοράς  $^{235}\text{U}(n,f)$ ,  $^{237}\text{Np}(n,f)$ . Ο θάλαμος ήταν σε ατμοσφαιρική πίεση και σε θερμοκρασία δωματίου καθ' όλη τη διάρκεια του πειράματος. Οι μάζες των στόχων προσδιορίστηκαν με φασματοσκοπία άλφα, προκειμένου να μεγιστοποιηθεί η ακρίβεια προσδιορισμού της ενεργού διατομής. Δόθηκε ιδιαίτερη σημασία στη μελέτη των παρασιτικών νετρονίων, που παράγονται σε χαμηλότερη ενέργεια λόγω αντιδράσεων της δέσμης με τα υλικά της γραμμής και με το στόχο. Οι προσομοιώσεις Monte Carlo πραγματοποιήθηκαν με τη χρήση κωδικών NeuSDesc [1], SRIM2013 [2] και MCNP5 [3], για την προσομοίωση της ροής των παραγόμενων νετρονίων σε καθέναν από τους επτά στόχους ακτινίδων.



## Abstract

A safe and secure, sustainable, and reasonably priced energy production technology is highly desirable to meet the ever increasing present and future energy needs of humanity. The utilization of nuclear energy through new generation nuclear reactors, such as Generation IV Reactors and Acceleration Driven Systems - ADS, which are significantly more fuel-efficient, comply with strict safety and proliferation resistance standards, and seem to resolve the key issue of long-lived nuclear waste, appears to be a promising solution to this problem.

Due to natural thorium's higher abundance (10.5 ppm compared to 3 ppm of uranium) and other characteristics, the thorium cycle has a plethora of potential advantages over the uranium one, which is used in the majority of currently functioning commercial reactors. The fertile isotope  $^{232}\text{Th}$  transmutes into the fissile isotope  $^{233}\text{U}$  upon neutron absorption, which is superior to the currently used isotopes  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$ , due to its larger neutron production per thermal neutron absorbed in the fuel ( $\eta$  factor). As far as sustainability is concerned, thorium, as a lighter nucleus, produces less transuranic isotopes, thus lightening the long-term burden of disposing nuclear waste. The utilization of the thorium cycle in future generation reactors could potentially provide a long-term solution to humanity's energy demands due to its abundance and capacity to generate fissile material. [4]

The aforementioned factors triggered the present work. The neutron-induced fission cross section of  $^{233}\text{U}$  was studied for nine incident neutron energies in the energy range  $E_n = 2 - 4.5 \text{ MeV}$ , since there are inconsistencies between evaluated databases and experimental datasets in this energy range. The experiment was carried out at the 5.5 MV Tandem Van de Graaff accelerator of NCSR "Demokritos". The neutron beam was produced via the  $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$  reaction, using a solid TiT target. Seven actinide targets were used for the measurements, each coupled with a Micromegas detector. The target-detector assembly was placed into an aluminum chamber containing an Ar:CO<sub>2</sub> (80:20) gas mixture in constant flow and room temperature. The total yield of fission fragments was used to determine the neutron-induced fission cross section of  $^{233}\text{U}$  in relation to the corresponding ones of the reference targets. All target masses were determined by  $\alpha$ -spectroscopy, with a Silicon Surface Barrier (SSB) detector in a D-Chamber, under vacuum condition.

The careful examination of low-energy parasitic neutrons, produced via proton-induced reactions in the beamline and on the neutron producing target, was deemed crucial. Monte Carlo simulations were performed, using a combination of the NeuSDesc [1] and MCNP6 [3] codes, to simulate the flux of the produced neutrons on each of the seven actinide targets.





# Περιεχόμενα

<b>1. Εισαγωγή</b> .....	12
1.1 Κίνητρο .....	12
1.1.1 Τεχνολογική Πρόκληση .....	12
1.1.2 Κύκλος του Θορίου .....	13
1.1.3 Υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα .....	14
1.2 Σχάση από νετρονική σύλληψη .....	15
<b>2. Πειραματική Διάταξη</b> .....	17
2.1 Επιταχυντής .....	17
2.2 Γραμμή μεταφοράς .....	18
2.3 Θάλαμος σχάσης .....	19
2.4 Ανιχνευτές Micromegas .....	21
2.5 Στόχοι .....	23
2.5.1 Μέτρηση μάζας στόχων .....	24
2.6 Συνδεσμολογία – Ηλεκτρονικά .....	30
<b>3. Η αντίδραση <math>{}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}</math></b> .....	33
3.1 Μελέτη της αντίδρασης .....	33
3.2 Παρασιτικές αντιδράσεις .....	35
3.2.1 Αντιδράσεις στα ισότοπα του Mo .....	35
3.2.2 Αντιδράσεις στα ισότοπα του Ti .....	37
3.2.3 Αντιδράσεις στα ισότοπα του Cu .....	39
3.2.4 Άλλες πιθανές αντιδράσεις .....	41
<b>4. Ανάλυση Πειραματικών Δεδομένων</b> .....	44
4.1 Ενεργός διατομή .....	44
4.2 Προσομοιώσεις ροής με κώδικα Monte Carlo .....	45
4.3 Υπολογισμός και διορθώσεις γεγονότων σχάσης (Y) .....	46
4.3.1 Διόρθωση ορίου ολοκλήρωσης $f_{amp}$ .....	47
4.3.2 Διόρθωση παρασιτικών νετρονίων $f_{par}$ .....	49
4.3.3 Διόρθωση για dead time $f_{DT}$ .....	51
4.4 Υπολογισμός σφαλμάτων .....	52
4.4.1 Εκτίμηση σφάλματος ενεργού διατομής .....	52
4.4.2 Εκτίμηση σφάλματος ενέργειας νετρονίων .....	52

<b>5. Αποτελέσματα - Συμπεράσματα - Προοπτικές</b> .....	55
5.1 Αποτελέσματα .....	55
5.2 Συμπεράσματα .....	58
5.3 Προοπτικές .....	61
<b>Βιβλιογραφία</b> .....	63

# Κεφάλαιο 1

## Εισαγωγή

Στην παρούσα εργασία έγινε μέτρηση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{233}\text{U}(n,f)$  στο ενεργειακό εύρος  $E_n = 2 - 4.5 \text{ MeV}$ . Η εν λόγω μελέτη έλαβε χώρα στον επιταχυντή 5.5 MV Tandem Van de Graaff του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος», μέσω της αντίδρασης παραγωγής νετρονίων  $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$ .

### 1.1 Κίνητρο

Η ανάγκη προσδιορισμού της τιμής της ενεργού διατομής σχάσης του ισοτόπου  $^{233}\text{U}$  με υψηλή ακρίβεια, αποτελεί στόχο της παγκόσμιας επιστημονικής κοινότητας, και η ομάδα Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π. δεν αποτελεί εξαίρεση. Μια τέτοια μελέτη συμβάλλει τόσο στην κατανόηση του μηχανισμού της σχάσης και συνεπώς στην ανάπτυξη καλύτερων μοντέλων πρόβλεψης, όσο και στον εκσυγχρονισμό των πυρηνικών αντιδραστήρων με στόχο την μέγιστη παραγωγή ενέργειας με το ελάχιστο οικονομικό και περιβαλλοντικό κόστος.

#### 1.1.1 Τεχνολογική πρόκληση

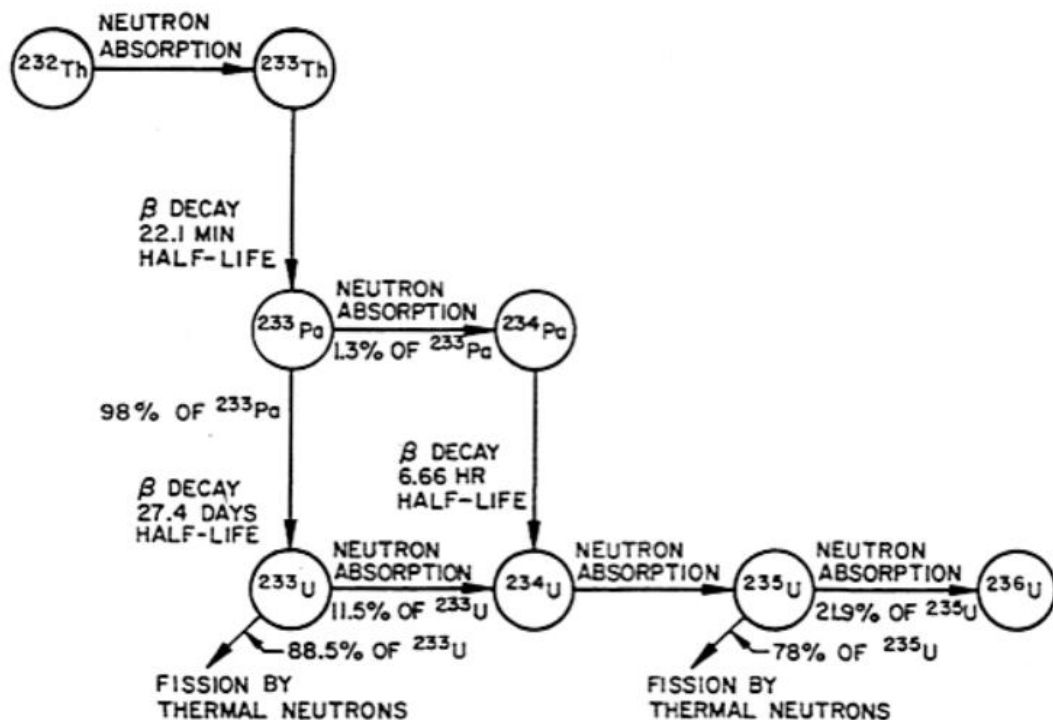
Η παγκόσμια κοινότητα βρίσκεται αντιμέτωπη με μια ενεργειακή κρίση άνευ προηγούμενου βάθους και πολυπλοκότητας, με σημαντικές επιπτώσεις στις αγορές, τα πολιτικά και οικονομικά συστήματα σε όλο τον κόσμο. Λαμβάνοντας υπόψιν ότι τα ορυκτά καύσιμα εκτιμάται ότι θα έχουν εξαντληθεί μέχρι το 2050 αλλά και κάθε στάδιο της εφοδιαστικής αλυσίδας αυτών, από την εξόρυξη και τη μεταφορά έως τη διύλιση και την καύση, επιφέρει σημαντικό αποτύπωμα στο κλίμα, το περιβάλλον και τη δημόσια υγεία, τα καθιστά ακατάλληλα για ευρεία χρήση. Οι ανανεώσιμες πηγές ενέργειας, από την άλλη, έχουν αποδειχθεί ανεπαρκείς για την κάλυψη των τεράστιων και ολοένα αυξανόμενων ενεργειακών αναγκών, αφού η απόδοσή τους εξαρτάται από ευμετάβλητες περιβαλλοντικές παραμέτρους. Επομένως, το ενδιαφέρον εύλογα στρέφεται προς την παραγωγή πυρηνικής ενέργειας. Στόχος των επόμενων ετών είναι η ανθρωπότητα να οδηγηθεί σε μια ασφαλή μετάβαση προς την πυρηνική ενέργεια μέσω της τεχνολογικής καινοτομίας προς τη μέγιστη απόδοση, τη βέλτιστη διαχείριση των πυρηνικών αποβλήτων και την ελαχιστοποίηση των πιθανών κινδύνων.

Στην κατεύθυνση αυτή βρίσκονται υπό ανάπτυξη πυρηνικοί αντιδραστήρες νέας γενιάς με εξέχον παράδειγμα τους πυρηνικούς αντιδραστήρες τέταρτης γενιάς (Generation IV) [4], οι οποίοι αναμένεται να χρησιμοποιούν τα μέχρι στιγμής επιβλαβή πυρηνικά απόβλητα ως πρωτογενές καύσιμο. Αξίζει να αναφερθούν και τα Acceleration Driven Systems (A.D.S.) [5], στα οποία γίνεται χρήση επιταχυντικού συστήματος ώστε να επιταχυνθούν πρωτόνια ή ηλεκτρόνια σε υψηλές ενέργειες και να συναντήσουν ένα στόχο μεγάλου ατομικού αριθμού, προκαλώντας αντιδράσεις κατακερματισμού. Έτσι παράγονται νετρόνια που με τη σειρά τους προκαλούν σχάση στο πυρηνικό καύσιμο, χωρίς να χρειάζεται να καταστήσουν τον αντιδραστήρα κρίσιμο. Το κύριο πλεονέκτημα αυτών των συστημάτων είναι η ασφάλεια που προσφέρουν, καθώς σε κάθε δυνητικό σενάριο οι χειριστές έχουν τη δυνατότητα να

διακόψουν τις αντιδράσεις σχάσης σταματώντας την παροχή ρεύματος στον επιταχυντή.

### 1.1.2 Κύκλος του θορίου

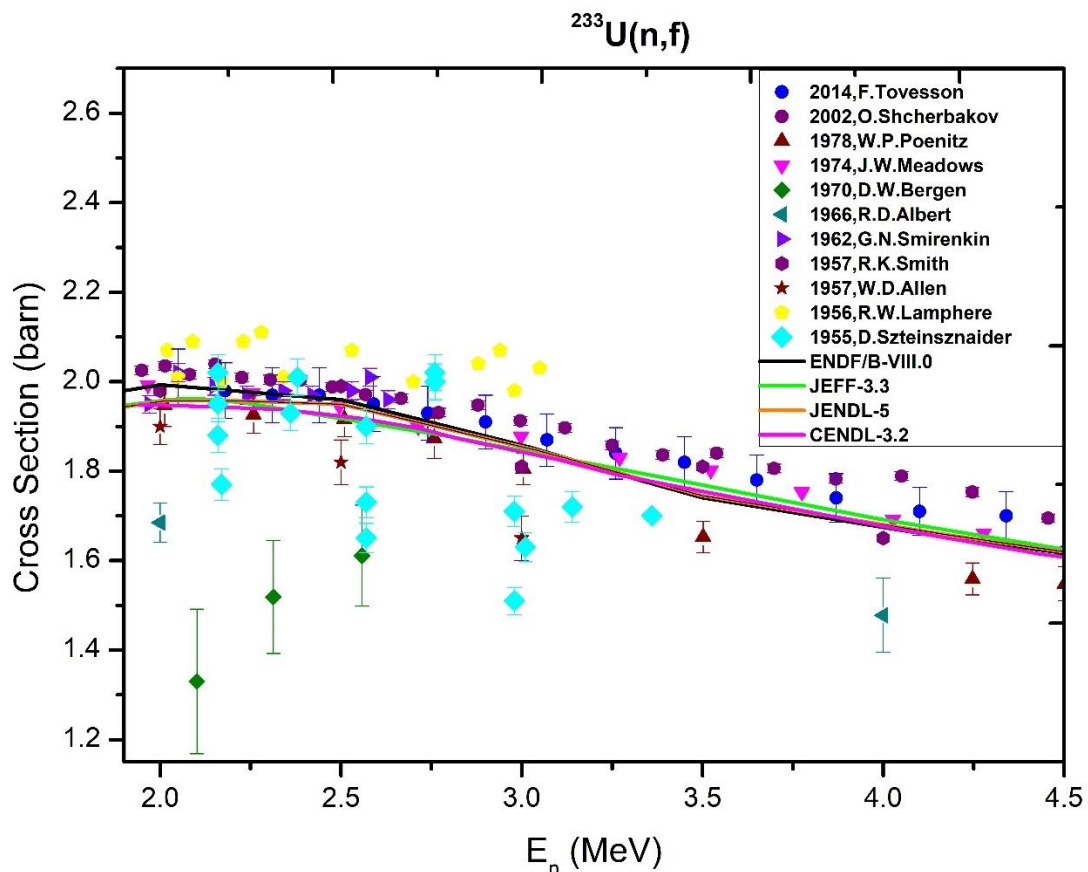
Λόγω της υψηλότερης αφθονίας του θορίου στη φύση (10.5 ppm σε σύγκριση με 3 ppm ουρανίου) και άλλων χαρακτηριστικών του, ο κύκλος του θορίου παρουσιάζει μια πληθώρα πιθανών πλεονεκτημάτων σε σχέση με τον κύκλο ουρανίου, ο οποίος χρησιμοποιείται στην πλειονότητα των εμπορικά λειτουργικών αντιδραστήρων. Το ισότοπο  $^{232}\text{Th}$  μεταστοιχείωνεται στο σχάσιμο ισότοπο  $^{233}\text{U}$  κατά την απορρόφηση ενός νετρονίου που ακολουθείται από δυο αποδιεγέρσεις  $\beta^-$ , το οποίο υπερέχει των ισότοπων  $^{235}\text{U}$  και  $^{239}\text{Pu}$  που χρησιμοποιούνται συνήθως, λόγω της μεγαλύτερης παραγωγής νετρονίων ανά απορροφούμενο θερμικό νετρόνιο (μεγαλύτερος παράγοντας  $\eta$ ). Όσον αφορά τη βιωσιμότητα, το θόριο, ως ελαφρύτερος πυρήνας, παράγει λιγότερα υπερουρανικά ισότοπα, διευκολύνοντας έτσι τη μακροπρόθεσμη διαχείριση πυρηνικών αποβλήτων. Η χρήση του κύκλου του θορίου σε αντιδραστήρες νέας γενιάς θα μπορούσε ενδεχομένως να προσφέρει μια μακροπρόθεσμη λύση στις ενεργειακές απαιτήσεις της ανθρωπότητας λόγω της αφθονίας και της ικανότητάς του να παράγει σχάσιμο υλικό [5].



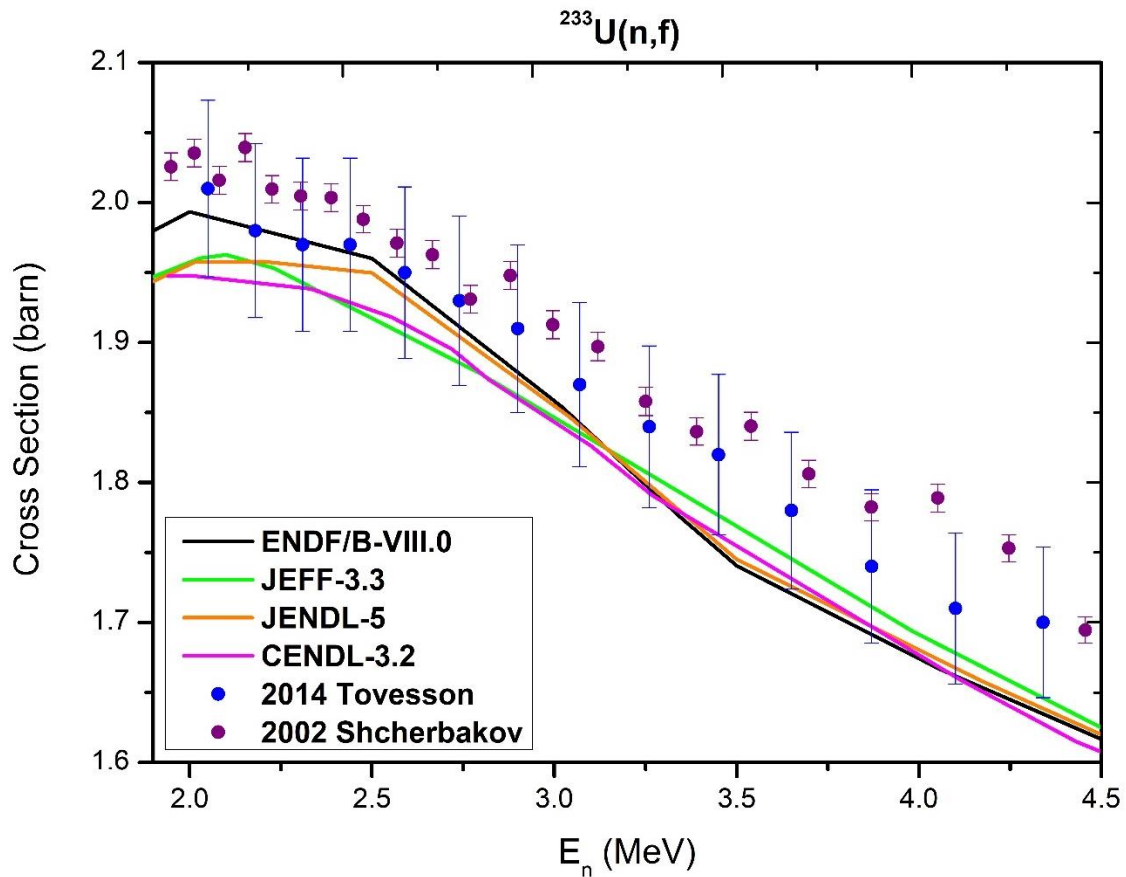
Σχήμα 1.1 : Σχηματική αναπαράσταση των αντιδράσεων του κύκλου καύσης του  $^{232}\text{Th}$ .

### 1.1.3 Υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα

Στο σχήμα 1.1 παρουσιάζονται τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{233}\text{U}(n,f)$  στην υπό μελέτη ενεργειακή περιοχή  $E_n = 2 - 4.5 \text{ MeV}$ , τα οποία προέρχονται από τη βιβλιοθήκη EXFOR [6] [7]. Στο σχήμα 1.2 προβάλλονται τα πιο πρόσφατα αξιολογημένα δεδομένα των βιβλιοθηκών ENDF/B-VIII.0 [8], JEFF-3.3 [9] και JENDL-5 [10], καθώς και τα πειραματικά δεδομένα που είναι διαθέσιμα στην EXFOR. Τα πιο πρόσφατα πειραματικά δεδομένα των F. Tovesson et al. (2014) [11] και O. Shcherbakov et al. (2002) [12] φαίνονται στο σχήμα 1.3. Παρατηρείται ότι οι περισσότερες τιμές της ενεργού διατομής συμφωνούν εντός του σφάλματος περίπου 3% που δίνει ο F. Tovesson et al. και του 0-1% του O. Shcherbakov et al., με τα σημεία του δεύτερου να παρουσιάζουν συστηματικά υψηλότερες τιμές σε σχέση με του πρώτου αλλά και των βιβλιοθηκών. Σημειώνεται ότι και οι δύο αυτόνομες μετρήσεις έγιναν με τη μέθοδο time-of-flight (TOF). Λόγω της έλλειψης θεωρητικών μοντέλων που να προβλέπουν με ακρίβεια τα χαρακτηριστικά της σχάσης, η ανάλυση βασίζεται σε φαινομενολογικά μοντέλα με κατάλληλα ρυθμιζόμενες παραμέτρους. Συνεπώς γίνεται εμφανής η χρησιμότητα αυτοσυνεπών πειραματικών μετρήσεων ακριβείας.



Σχήμα 1.2: Τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης στην υπό μελέτη ενεργειακή περιοχή.

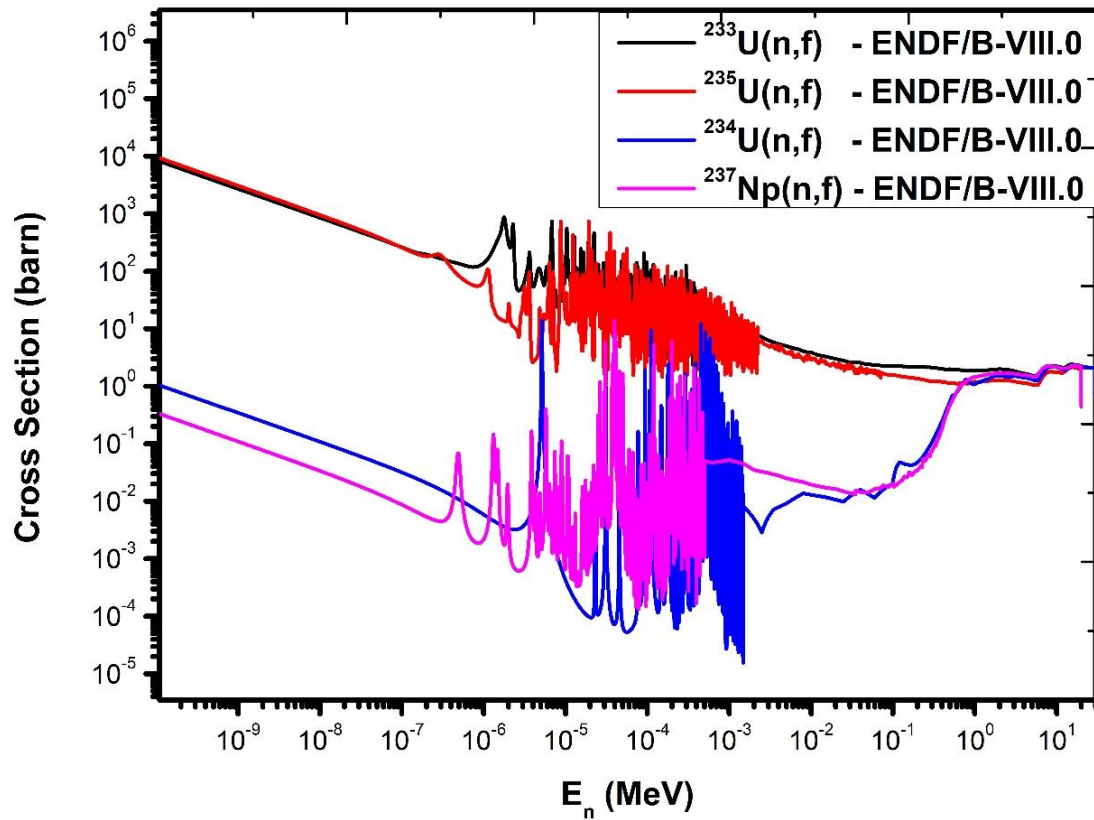


Σχήμα 1.3 : Σύγχρονα πειραματικά σημεία και αξιολογημένα δεδομένα των βιβλιοθηκών ENDF/B-VIII.0, JEFF-3.5 και JENDL-5, CENDL-3.2.

## 1.2 Σχάση από νετρονική σύλληψη

Οι πυρήνες των  $^{235}\text{U}$  και  $^{237}\text{Np}$  χρησιμοποιούνται συχνά ως στόχοι αναφοράς, διότι όσον αφορά τις αντιδράσεις σχάσης οι ενεργές διατομές τους είναι πολύ καλά καθορισμένες. Πιο αναλυτικά, το ισότοπο  $^{235}\text{U}$  είναι σχάσιμο ακόμα και με θερμικά νετρόνια, αφού για προσπίπτουσα ενέργεια νετρονίων 0,025 eV, η ενεργός διατομή υπολογίζεται στα 575b και μειώνεται έντονα με την αύξηση της ενέργειας νετρονίων. Αξίζει να σημειωθεί ότι η ενεργός διατομή στη θερμική περιοχή, είναι τρεις τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την ενεργό διατομή για ταχέα νετρόνια. Σε αντίθεση με τα παραπάνω, η ενέργεια δέσμησης που απορροφούν τα θερμικά νετρόνια στο  $^{237}\text{Np}$  είναι μικρότερη από την κρίσιμη ενέργεια και ακολουθείται διαφορετικός μηχανισμός.

Στο σχήμα 1.6 που ακολουθεί παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές της αντίδρασης σχάσης των πυρήνων  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  και  $^{237}\text{Np}$  όπου επιβεβαιώνονται όλα τα παραπάνω.



Σχήμα 1.6 : Ενεργές διατομές σχάσης για τα  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  και  $^{237}\text{Np}$  όπως αυτές προκύπτουν από τη βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 .



## Κεφάλαιο 2

### Πειραματική Διάταξη

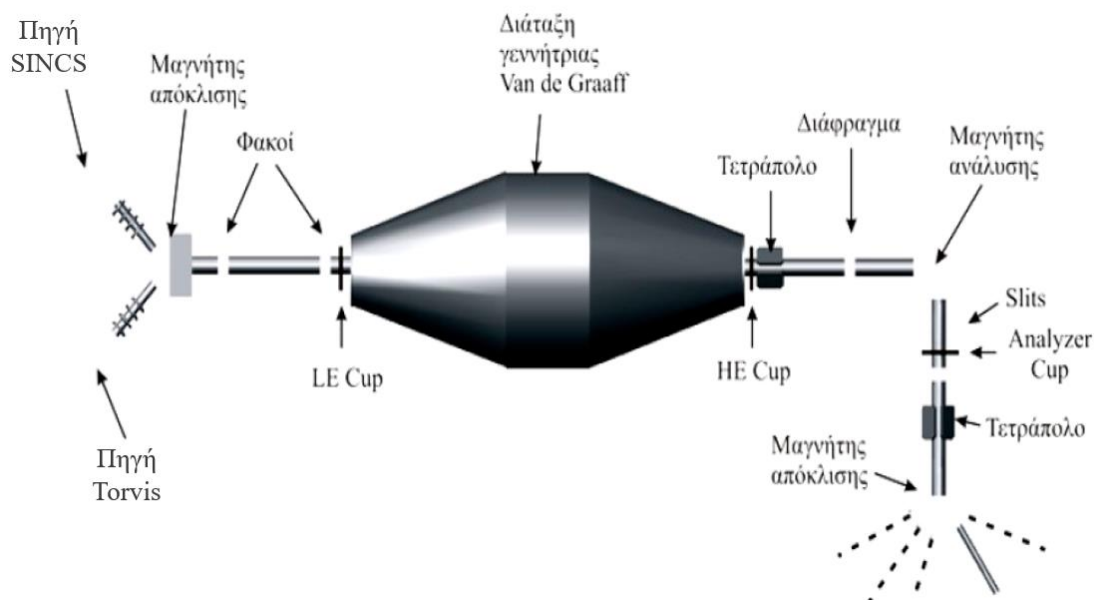
Στο παρόν κεφάλαιο θα γίνει αναλυτική περιγραφή της διάταξης του πειράματος που έλαβε χώρα στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» και περιλαμβάνει τον ηλεκτροστατικό επιταχυντή, τη γραμμή μεταφοράς, τον θάλαμο σχάσης μέσα στον οποίο τοποθετήθηκαν οι στόχοι και οι ανιχνευτές, και τις μονάδες ηλεκτρονικών.

#### 2.1 Επιταχυντής

Όπως αναφέρθηκε και πρωτύτερα, το πείραμα έλαβε χώρα στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» και συγκεκριμένα στον επιταχυντή Van de Graaf Tandem 5.5 MV, έπειτα από την αναβάθμιση που ολοκληρώθηκε το 2021, υπό το έργο CALIBRA (Cluster of Accelerator Laboratories for Ion-Beam Research and Applications). Το σύστημα του επιταχυντή αποτελείται από :

- τις δύο πηγές ιόντων που βρίσκονται στην αρχή της γραμμής,
- τη γεννήτρια Van de Graaf και
- τις επτά πειραματικές γραμμές

Στο σχήμα 2.1 παρουσιάζεται ένα σχεδιάγραμμα του επιταχυντικού συστήματος, το οποίο μέσω αντλιών κενού βρίσκεται σε υψηλό κενό τάξης  $10^{-5}$  –  $10^{-6}$  torr, έτσι ώστε να αποτραπούν συγκρούσεις μεταξύ των σωματιδίων της δέσμης και του αέρα.



Σχήμα 2.1 : Σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντή στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» .

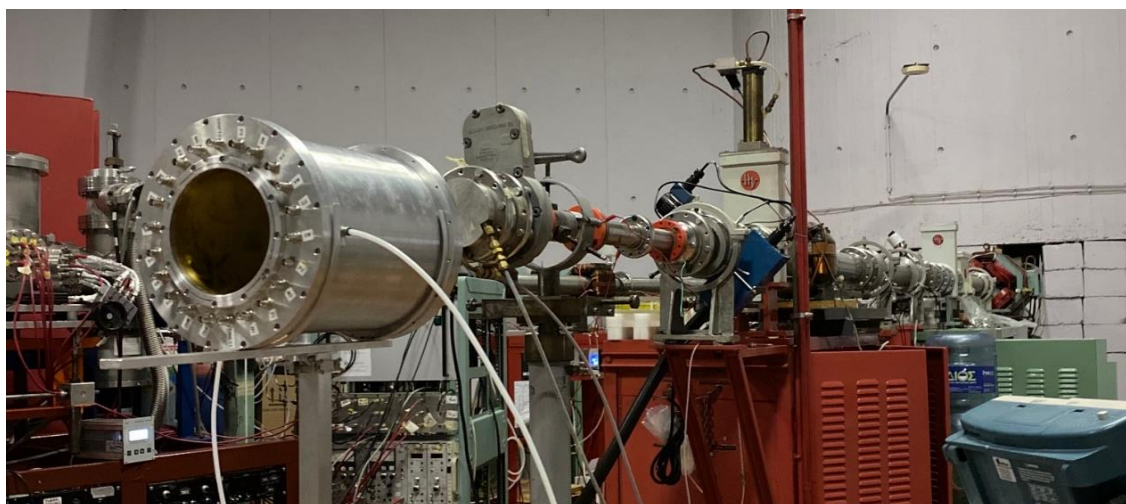
Αφού τα αρνητικά ιόντα παραχθούν από μια εκ των δύο πηγών, περνούν από το μαγνήτη επιλογής (inflexor) και στη συνέχεια εισέρχονται στον προεπιταχυντικό σωλήνα όπου αποκτούν αρχική ενέργεια 60 keV. Το σύστημα της εκάστοτε πηγής σχηματίζει γωνία 30° με τον κύριο σωλήνα. Έπειτα, αφού τα ιόντα περάσουν από ηλεκτρομαγνητικούς φακούς όπου επιδέχονται εστίαση, εισέρχονται στον κύριο επιταχυντικό σωλήνα. Στο κέντρο αυτού βρίσκεται η γεννήτρια Van de Graaff, η οποία αποτελείται από μια μεγάλη μεταλλική σφαίρα στο μέσο της δεξαμενής. Αυτή φορτίζεται με θετικά ιόντα από έναν ιμάντα, φτιαγμένο από διηλεκτρικό υλικό, δημιουργώντας μεγάλη διαφορά δυναμικού. Έτσι τα εισερχόμενα αρνητικά ιόντα έλκονται από τη θετικά φορτισμένη μεταλλική σφαίρα, με αποτέλεσμα να χάνουν ένα ή περισσότερα ηλεκτρόνια (απογύμνωση) κατά τη διέλευσή τους από αέριο αργό ή άζωτο (gas stripping), στο εσωτερικό της σφαίρας. Λόγω του ηλεκτρικού πεδίου, τα θετικά πλέον ιόντα απωθούνται και κατευθύνονται προς τον μαγνήτη ανάλυσης, ο οποίος στρέφει κατά 90° μόνο τα ιόντα με την επιλεγμένη ενέργεια, κάτι που επιτυγχάνεται λόγω του καθορισμένου μαγνητικού πεδίου του μαγνήτη. Μέσω αυτής της διεργασίας προκύπτει «καθαρή» δέσμη με καλή ακρίβεια στην τιμή της ενέργειάς της. Τέλος, η δέσμη διέρχεται από τον μαγνήτη επιλογής (switching magnet), ρόλος του οποίου είναι να κατευθύνει τη δέσμη σε μια από τις επτά διαθέσιμες πειραματικές γραμμές.

## Πηγές Ιόντων

Αξίζει να αναφερθούν πιο αναλυτικά ο ρόλος και ο τρόπος λειτουργίας των πηγών ιόντων, οι οποίες άλλαξαν κατά την αναβάθμιση του επιταχυντή. Διακρίνονται στην πηγή SNICS (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering), από την οποία παράγεται δέσμη βαρέων ιόντων ικανή να δημιουργεί δέσμες αρνητικών ιόντων από όλα τα στοιχεία που σχηματίζουν σταθερό αρνητικό ιόν και στην πηγή TORVIS (Toroidal Volume Ion Source) που χρησιμοποιείται για την παραγωγή δέσμης ελαφρών ιόντων, ιόντων υδρογόνου (πρωτόνια, δευτέρια) και ηλίου. Η δεύτερη είναι η πηγή που χρησιμοποιήθηκε στο παρόν πείραμα για την παραγωγή δέσμης πρωτονίων.

## 2.2 Η γραμμή μεταφοράς

Όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη ενότητα, μετά από την κύρια επιτάχυνση, τα ιόντα περνούν από τον μαγνήτη στροφής 90° όπου διαχωρίζονται ανάλογα με την ενέργειά τους. Στη συνέχεια η χρήσιμη δέσμη ιόντων κατευθύνεται μέσω ενός μαγνήτη (switcher) στη γραμμή μεταφοράς που χρησιμοποιείται για την παραγωγή νετρονίων.



Σχήμα 2.2 : Άποψη της γραμμής μεταφοράς, στο τέλος της οποίας είναι προσαρτημένος ο πειραματικός θάλαμος .

Εντός της γραμμής βρίσκονται οι δύο ευθυγραμμιστές (collimators) από ταντάλιο, όπου υπάρχουν δύο διαδοχικές οπές διαμέτρου 5mm και 6mm. Χρησιμοποιείται ταντάλιο γιατί έχει μεγάλο φράγμα Coulomb και η δέσμη πρωτονίων κάνει μόνο σκεδάσεις Rutherford. Τα πρωτόνια που σκεδάζονται στον πρώτο ευθυγραμμιστή σταματώνται από τον επόμενο, με αποτέλεσμα η δέσμη, αφότου περάσει και από τους δύο ευθυγραμμιστές, να έχει μέγιστο άνοιγμα 5mm και μικρή γωνιακή απόκλιση από τον άξονα της γραμμής μεταφοράς. Στη συνέχεια υπάρχει ένα κλωβός Faraday (Faraday cup), το οποίο είναι ένα, μονωμένο από την υπόλοιπη γραμμή, μέταλλο στο οποίο προσπίπτουν τα ιόντα της δέσμης και καταμετρώνται με ένα αμπερόμετρο. Το αμπερόμετρο αυτό συνδέεται με έναν ολοκληρωτή φορτίου (current integrator), ο οποίος μεταφράζει κάθε προσπίπτον ιόν σε παλμό σταθερού ύψους που αντιστοιχεί σε συγκεκριμένο φορτίο. Έτσι αποδίδεται το συνολικό φορτίο που προσπίπτει στο στόχο και καταγράφεται σε έναν ηλεκτρονικό καταμετρητή (counter). Στο τέλος της γραμμής υπάρχει ο στόχος του τρίτου, όπου γίνεται η παραγωγή νετρονίων, όπως αναφέρεται και στο κεφάλαιο 3.

### 2.3 Θάλαμος σχάσης

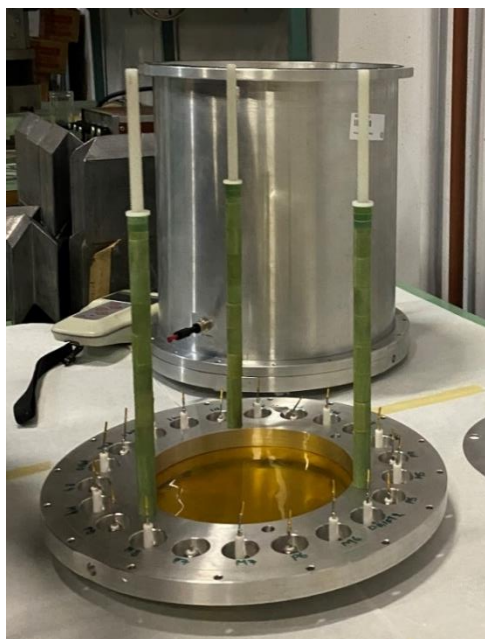
Ο θάλαμος που χρησιμοποιήθηκε κατασκευάστηκε στο CERN για το E.M.P. και έχει χρησιμοποιηθεί σε πολλά πειράματα της ομάδας Πυρηνικής Φυσικής του E.M.P.. Πρόκειται για ένα κοίλο κυλινδρικό δοχείο αλουμινίου ύψους 28.5cm, εξωτερικής διαμέτρου 25cm και εσωτερικής διαμέτρου 24cm. Οι βάσεις του θαλάμου βιδώνουν αεροστεγώς και είναι αποσπώμενες. Αποτελούνται από ένα στεφάνι αλουμινίου με ακτίνα δακτυλίου 10cm, όπου βρίσκονται οι συνδέσεις των mesh και pad των ανιχνευτών Micromegas, ενώ στο κέντρο βρίσκεται ένα παράθυρο από καρτον διαμέτρου 15cm και πάχους 50μm. Στο εξωτερικό του θαλάμου υπάρχουν αντιδιαμετρικά δύο οπές από τις οποίες εισέρχεται και εξέρχεται το αέριο μείγμα, το οποίο παρέχεται υπό συνεχή ροή από φιάλη που ελέγχεται από χειροκίνητη βάνα. Όπως αναγράφεται στην ενότητα 2.4, το αέριο έχει ύψιστη σημασία για τους ανιχνευτές αερίου, όπως οι Micromegas, γι' αυτό πρέπει να εξασφαλιστεί συνεχής και σταθερή ροή και πίεση. Για την εποπτεία της ροής υπάρχει ένα ροόμετρο (flowmeter), ενώ η

σταθερότητα ελέγχεται και από ένα φυσαλιδογόνο (bubbler). Τα παραπάνω απεικονίζονται στο σχήμα 2.3.

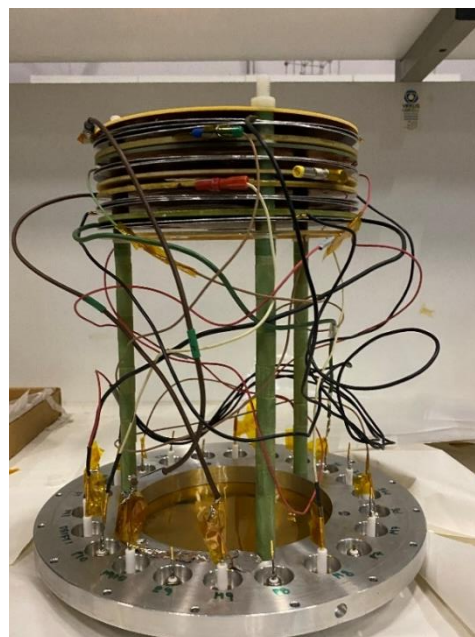


Σχήμα 2.3 : Άποψη της σύνδεσης του πειραματικού θαλάμου με τη μπουκάλια αερίου

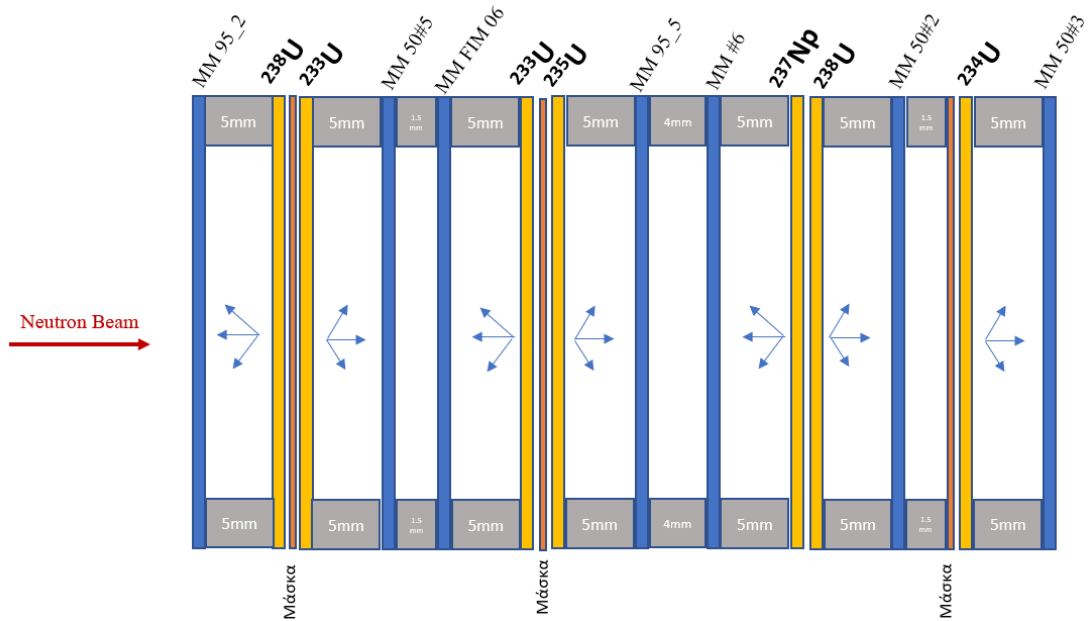
Η μορφολογία του θαλάμου επιτρέπει την τοποθέτηση πολλαπλών στόχων και ανιχνευτών, όπως φαίνεται στα σχήματα 2.4, 2.5. Η απόσταση στόχου-ανιχνευτή επιλέχθηκε στα 4mm και 5mm, τοποθετώντας ειδικά spacers μεταξύ αυτών. Μια σχηματική απεικόνιση της διάταξης των στόχων, έτσι όπως τοποθετήθηκαν στο εσωτερικό του θαλάμου φαίνεται στο σχήμα 2.6.



Σχήμα 2.4 : Το εσωτερικό του πειραματικού θαλάμου



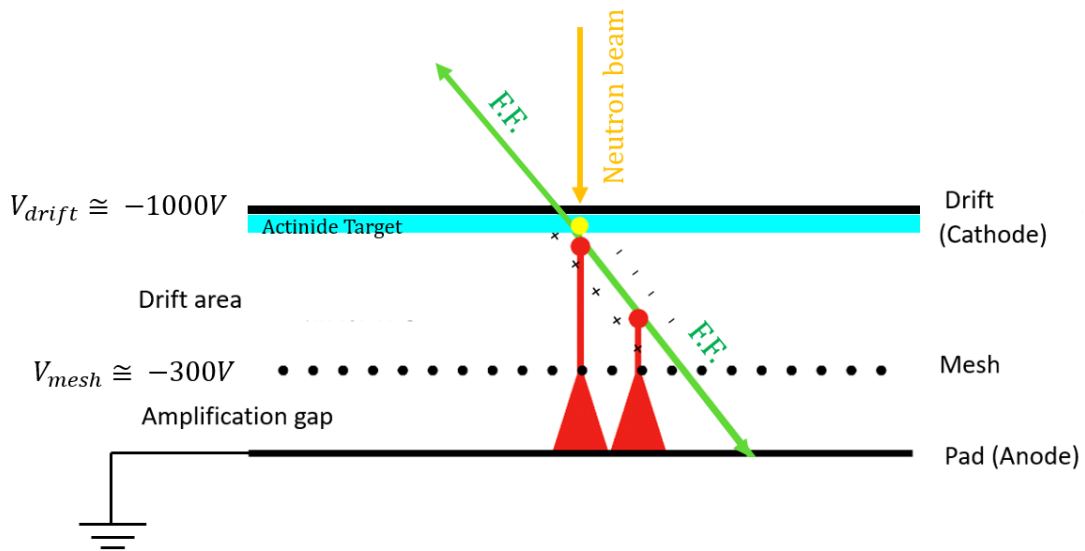
Σχήμα 2.5 : Το εσωτερικό του πειραματικού θαλάμου μετά την τοποθέτηση στόχων και ανιχνευτών Micromegas



Σχήμα 2.6 : Σχηματική αναπαράσταση του συστήματος στόχων-ανιχνευτών εντός του πειραματικού θαλάμου

## 2.4 Ανιχνευτές Micromegas

Για τη μέτρηση των θραυσμάτων σχάσης χρησιμοποιήθηκαν ανιχνευτές Micromegas (Micro-Mesh Gaseous Structure), λόγω της καλής διακριτικής τους ικανότητας για φορτισμένα σωματίδια. Επιπλέον, παρουσιάζουν μεγάλη αντοχή στην ενεργότητα των σωματιδίων άλφα αλλά και στη δέσμη νετρονίων. Το μικρό τους μέγεθος επιτρέπει την ταυτόχρονη μέτρηση πολλαπλών στόχων, κάτι που ήταν αναγκαίο στο συγκεκριμένο πείραμα. Συνυπολογίζοντας τα παραπάνω, οι ανιχνευτές Micromegas θεωρούνται καλή επιλογή για πειράματα σχάσης. Η γεωμετρία των εν λόγω ανιχνευτών παρουσιάζεται στο σχήμα 2.7. Στο ίδιο σχήμα απεικονίζονται γραφικά και τα θραύσματα που παράγονται από την αντίδραση σχάσης. Το φαινόμενο της σχάσης είναι ισοτροπικό και τα θραύσματα (Fission Fragments – F.F.) έχουν αντίθετη φορά, με αποτέλεσμα μόνο το ένα εξ' αυτών να ανιχνεύεται. Το γεγονός που καταμετράται αντιστοιχεί σε μια αντίδραση σχάσης.



Σχήμα 2.7 : Σχηματική αναπαράσταση της δομής ενός ανιχνευτή Micromegas [13]

Τα τρία ηλεκτρόδια :

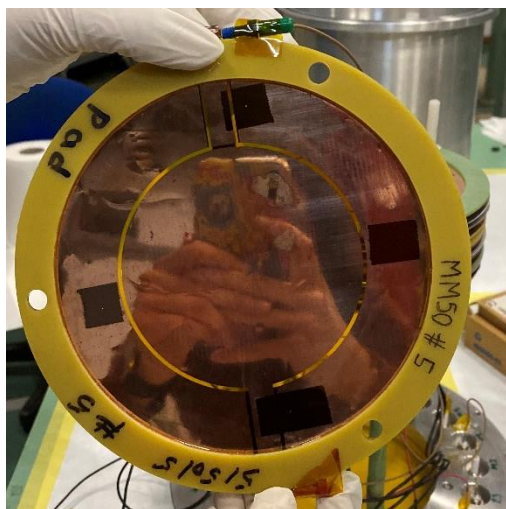
- Κάθοδος (drift)
- Πλέγμα (mesh), με οπές διαμέτρου 35  $\mu\text{m}$  διακριτές με ηλεκτρονικό μικροσκόπιο, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.9
- Άνοδος (pad)

οριοθετούν τις δύο περιοχές :

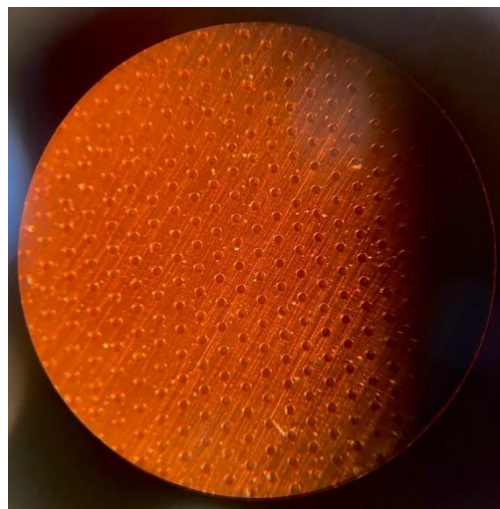
- Ολίσθησης (drift region), εύρους μερικών mm
- Ενίσχυσης (amplification gap), εύρους μερικών δεκάδων  $\mu\text{m}$

Η αρχή λειτουργίας των ανιχνευτών Micromegas έγκειται στη διαφορά τάσης των δύο περιοχών, έτσι ώστε το σήμα από το προϊόν σχάσης να γίνει μετρήσιμο. Στην κάθοδο εφαρμόζεται τάση μερικών kV, στο πλέγμα τάση εκατοντάδων V, ενώ η άνοδος γειώνεται. Συγκεκριμένα, οι πολικότητες των τάσεων στο drift και στο mesh ήταν αρνητικές με  $V_{drift} \cong -1000V$  και  $V_{mesh} \cong -300V$ . Όταν το φορτισμένο σωματίδιο εισέλθει, αρχικά, στην περιοχή ολίσθησης ionίζει το αέριο, δημιουργώντας στην τροχιά του θετικά φορτισμένα ιόντα και ελεύθερα ηλεκτρόνια. Λόγω της διαφοράς δυναμικού, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια κινούνται προς το mesh και περνούν μέσω των οπών στην περιοχή ενίσχυσης. Σε αυτή την περιοχή το ηλεκτρικό πεδίο είναι πολύ μεγαλύτερο, λόγω της μεγαλύτερης διαφοράς δυναμικού, κι επομένως ο δεύτερος ιονισμός είναι εντονότερος. Η επιπλέον ενέργεια αυξάνει την ενέργεια των ηλεκτρονίων, προκαλώντας αλυσιδωτά συμβάντα ιονισμού. Λόγω της κίνησης των φορτίων δημιουργείται αρκετά ισχυρό ρεύμα ώστε να καταγραφεί από τα ηλεκτρονικά (βλ. ενότητα 2.6).





Σχήμα 2.8 : Φωτογραφία ενός ανιχνευτή Micromegas εξωτερικά



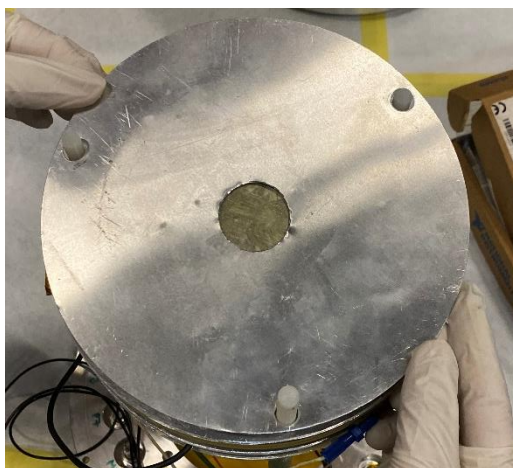
Σχήμα 2.9 : Το mesh του ανιχνευτή Micromegas από μικροσκόπιο

## Το αέριο των ανιχνευτών Micromegas

Η επιλογή του μείγματος αερίου που χρησιμοποιείται στον θάλαμο είναι ιδιαίτερα σημαντική, καθώς επηρεάζει τη λειτουργία των ανιχνευτών αερίου, όπως οι Micromegas. Πιο συγκεκριμένα, το μεγαλύτερο ποσοστό του αερίου μείγματος πρέπει να αποτελείται από ευγενές αέριο (όπως το Ar) και το άλλο μέρος πρέπει να είναι κάποιο ηλεκτραρνητικό αέριο, το οποίο έλκει την περίσσεια ηλεκτρονίων, για να διασφαλιστεί ότι κάθε παλμική εκκένωση τερματίζει και δεν δημιουργείται ανεξέλεγκτο φαινόμενο χιονοστιβάδας. Στο συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκε μείγμα Ar:CO<sub>2</sub>, με αναλογία 80:20.

## 2.5 Στόχοι

Στο πείραμα χρησιμοποιήθηκαν στόχοι  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ , οι οποίοι κατασκευάστηκαν στο Obnisk της Ρωσίας με την τεχνική του επιχρωματισμού (painting) σε υπόστρωμα αλουμινίου πάχους 100μm. Μπροστά από κάθε στόχο τοποθετήθηκαν μάσκες αλουμινίου πάχους 0.6mm με κεντρική οπή διαμέτρου 3cm. Έτσι, τα νετρόνια που θα αλληλεπιδράσουν θα βρίσκονται εντός μικρής γωνίας απόκλισης με σκοπό να εξασφαλιστεί η μονοενεργειακότητα της δέσμης και να μειωθεί ο νεκρός χρόνος του ανιχνευτή για στόχους με υψηλή ενεργότητα όπως το  $^{237}\text{Np}$ . Ο στόχος του  $^{233}\text{U}$  με την αντίστοιχη μάσκα φαίνεται στο σχήμα 2.10.



Σχήμα 2.10 : Φωτογραφία του στόχου  $^{233}\text{U}$  με μάσκα αλουμινίου.

Σημαντική προϋπόθεση για ακριβείς μετρήσεις των προϊόντων σχάσης είναι η γνώση του αριθμού πυρήνων των ισοτόπων που βρίσκονται στους στόχους, διότι ακόμα και μικρή επιμόλυνση ενδέχεται να διαφοροποιήσει αρκετά τη μέτρηση. Αυτό συμβαίνει καθώς θα μετρούνται γεγονότα σχάσης τόσο από το προς μέτρηση ισότοπο, όσο και από τις ανταγωνιστικές αντιδράσεις. Για το λόγο αυτό, κρίνεται σημαντικό να γνωρίζουμε με ακρίβεια τη μάζα του βασικού στόχου και των προσμίξεών του. Αυτή η ανάγκη οδήγησε στη μέτρηση του αριθμού των πυρήνων των στόχων που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα με φασματοσκοπία άλφα, όπως παρουσιάζεται στην ενότητα 2.5.1.

Μια ακόμη προϋπόθεση που πρέπει να ικανοποιείται είναι το πάχος των στόχων ( $\sim 0.1 \text{ mgr/cm}^2$ ). Κατά τη σχάση ισοτόπων με πολύ μεγάλο ατομικό αριθμό  $Z$  (όπως το  $^{233}\text{U}$ ) προκύπτουν δύο ελαφρύτερα προϊόντα αλλά κι αυτά με μεγάλο ατομικό αριθμό. Αυτά τα θραύσματα σχάσης πρέπει να διαφύγουν από το υλικό υψηλής πυκνότητας του στόχου και αρκεί να φτάσουν στο μείγμα αερίου ώστε να πολλαπλασιαστεί το σήμα τους και τελικά να μετρηθεί το γεγονός σχάσης. Επομένως, για να ελαχιστοποιηθεί η ισχύς ανάσχεσης (stopping power) στο εσωτερικό του στόχου και τα θραύσματα να εισέλθουν στον ανιχνευτή, ο στόχος πρέπει να είναι πολύ λεπτός.

### 2.5.1 Μέτρηση μάζας στόχων

Για να υπολογιστεί η τιμή της ενεργού διατομής, πρέπει να είναι γνωστός ο λόγος του αριθμού πυρήνων των ισοτόπων. Λαμβάνοντας υπόψιν ότι οι στόχοι ακτινίδων που χρησιμοποιήθηκαν είναι  $\alpha$ -ραδιενεργοί, εκπέμποντας ισοτροπικά σωματίδια άλφα σε στερεά γωνία  $4\pi$ , επιλέχθηκε να γίνει  $\alpha$ -φασματοσκοπία. Στην  $\alpha$ -φασματοσκοπία απαιτούνται συνθήκες κενού, ώστε να μη διακόπτεται η πορεία των εκπεμπόμενων σωματιδίων άλφα. Σε ένα τυπικό φάσμα φασματοσκοπίας- $\alpha$ , η θέση είναι ανάλογη της ενέργειας, το ύψος του παραγόμενου παλμού είναι ανάλογο της ενεργότητας σε στερεά γωνία  $4\pi$  και ο αριθμός των κορυφών είναι ανάλογος των υπαρχόντων ισοτόπων. Αξίζει να σημειωθεί ότι αυτή είναι μέθοδος με υψηλή απόδοση και μηδενικό υπόβαθρο.



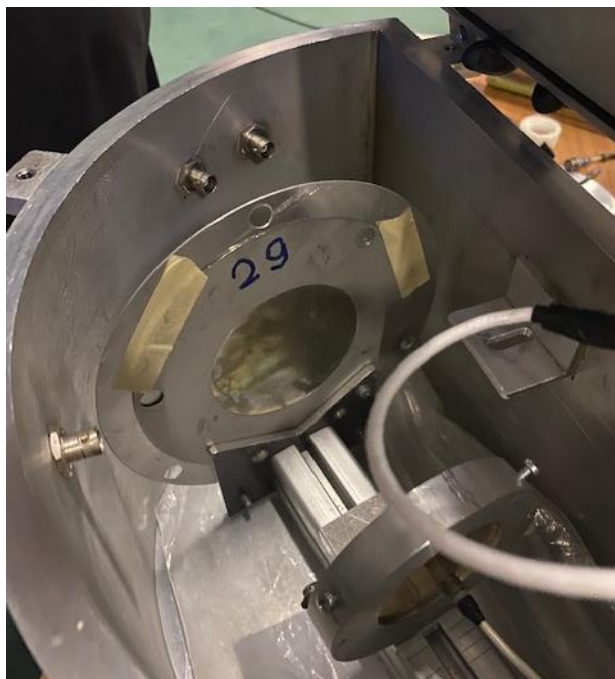
## Πειραματική Διαδικασία

Για να επιτευχθεί η μέτρηση χρησιμοποιήθηκαν :

1. D-chamber
2. Βάση στόχου-ανιχνευτή
3. Αντλία κενού
4. Σύστημα ηλεκτρονικών (προενισχυτής, ενισχυτής, ADC)
5. Ανιχνευτής πυριτίου (Silicon Surface Barrier-SSB), διαμέτρου 6.2cm
6. Μάσκα ανιχνευτή
7. Προς μέτρηση στόχοι

Στο εσωτερικό του D-chamber τοποθετείται η βάση, στο ένα άκρο της οποίας προσδένεται σε ειδική εσοχή ο στόχος και ο ανιχνευτής και μέσω συρόμενης ράγας, ορίζεται σε σταθερή απόσταση. Εφόσον ο θάλαμος βρίσκεται υπό συνθήκες κενού, αυξάνεται σταδιακά η τάση και ξεκινά η μέτρηση. Τα παραπάνω απεικονίζονται στο σχήμα 2.11 και σχήμα 2.12 που ακολουθούν.

Σημειώνεται ότι έγιναν μετρήσεις τόσο ολόκληρης της επιφάνειας των στόχων, όσο και με τη μάσκα των 3cm, όπως χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα. Χρησιμοποιήθηκαν δύο γεωμετρίες, στην πρώτη η απόσταση μεταξύ στόχου ανιχνευτή ήταν  $d_1 = 4.5 \text{ cm}$  και μπροστά από τον ανιχνευτή τοποθετήθηκε μάσκα με οπή διαμέτρου 0.3 cm. Στη δεύτερη η απόσταση μεταξύ στόχου ανιχνευτή αυξήθηκε στα  $d_2 = 7 \text{ cm}$  και αφαιρέθηκε η μάσκα από τον ανιχνευτή.



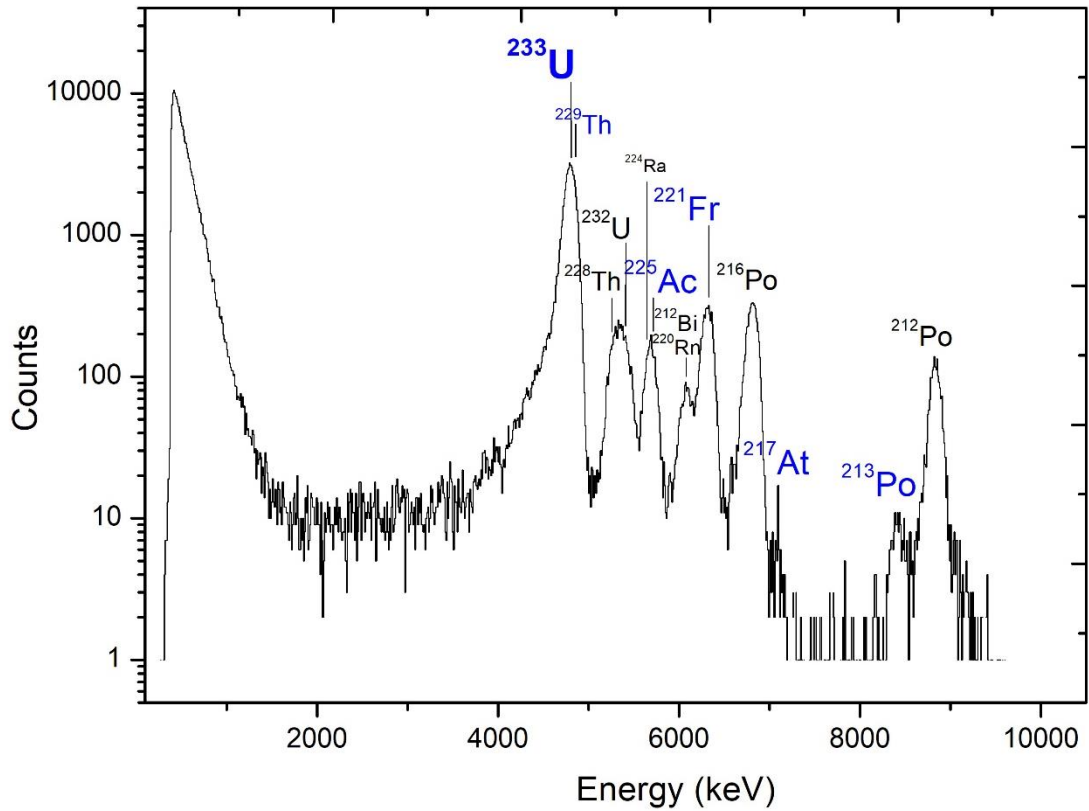
Σχήμα 2.11 : Η διάταξη στόχου-βάσης-ανιχνευτή στο εσωτερικό του θαλάμου για τη διεξαγωγή της φασματοσκοπίας-α.



Σχήμα 2.12 : Ο ανιχνευτής πυριτίου (Silicon Surface Barrier-SSB)

Ως αποτέλεσμα, εξάγονται φάσματα των α-σωματιδίων που ανιχνεύονται από τον κάθε στόχο. Μελετώντας ενδεικτικά το φάσμα του  $^{233}\text{U}$ , το οποίο αποτελεί στόχο κύριου ενδιαφέροντος, και παρουσιάζεται στο σχήμα 2.13, παρατηρούνται περισσότερες κορυφές, εκτός της κύριας που αντιστοιχεί στο συγκεκριμένο ισότοπο. Αφού έγινε ενεργειακή βαθμονόμηση του ADC, ταυτοποιήθηκαν οι κορυφές, περισσότερες από τις οποίες αντιστοιχούν σε ισότοπα που προκύπτουν από την αποδιέγερση του  $^{233}\text{U}$ , σύμφωνα με τον πίνακα 2.1. Σύμφωνα με τις εξισώσεις Bateman [14], ένα μαθηματικό μοντέλο που περιγράφει την ενεργότητα (activity) σε μια αλυσίδα αποδιέγερσης, βάσει των αρχικών τιμών αυτών των μεταβλητών και συναρτήσει του χρόνου, το θυγατρικό  $^{229}\text{Th}$  έχει αρχίσει να αποδιεγείρεται και γι' αυτό ανιχνεύεται σε μεγαλύτερη αναλογία. Η ύπαρξη του θυγατρικού  $^{229}\text{Th}$  γίνεται εμφανής στο φάσμα και η συμβολή αυτής της αποδιέγερσης υπολογίζεται στο 6% της κύριας κορυφής. Παρατηρείται, επίσης, ότι ο ρυθμός αποδιέγερσης ( $A_\Omega$ ) των υπόλοιπων θυγατρικών πυρήνων είναι συγκρίσιμος με αυτόν του  $^{233}\text{U}$ , γεγονός που δεν συνεπάγεται ότι οι μάζες αυτών είναι συγκρίσιμες. Συγκεκριμένα, στη σχέση υπεισέρχεται ο παράγοντας του χρόνου ημίσειας ζωής του μετρούμενου ισότοπου, που διαφέρει κατά τάξεις μεγέθους, όπως φαίνεται και στον πίνακα 2.1.

Σημειώνεται ότι στο σχήμα 2.13 αναγράφονται με μπλε χρώμα τα στοιχεία της αλυσίδας αποδιέγερσης του  $^{233}\text{U}$ , ενώ με μαύρο του  $^{232}\text{U}$  που ταυτοποιήθηκαν στο φάσμα. Από το γεγονός αυτό καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι υπάρχει μικρή αλλά υπολογίσιμη επιμόλυνση του στόχου η οποία υπολογίστηκε σε ποσοστό 0.022%. Η επιμόλυνση του στόχου με  $^{232}\text{U}$  δεν επηρεάζει την κορυφή των άλφα σωματιδίων του  $^{233}\text{U}$  καθώς εκπέμπονται σε διαφορετικές ενέργειες, όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.13. Αξίζει να σχολιαστεί το γεγονός ότι στο εν λόγω σχήμα ορισμένες κορυφές εμφανίζονται πιο διευρυμένες καθώς περιλαμβάνουν δύο κορυφές με κοντινές ενέργειες, λόγω έλλειψης καλής διακριτικότητας του ανιχνευτή.



Σχήμα 2.13 : Φάσμα των σωματιδίων άλφα όπως προέκυψε από την μέτρηση του στόχου  $^{233}\text{U}$ .

Ισότοπο	$t_{1/2}$	αποδιέγερση	$E_a$ (keV)	I(%)
$^{233}\text{U}$	$1.59 \cdot 10^5 \text{ y}$	$\alpha$	4824	84
			4784	13
			4729	< 2
$^{229}\text{Th}$	7880 y	$\alpha$	4845	56
			4901	10
			4815	9
			5053	7
			4976	6
$^{225}\text{Ra}$	14.9 d	$\alpha$	5006	< 1
			4976	< 1
$^{225}\text{Ac}$	9.9 d	$\alpha$	5830	51
			5793	18
			5791	9
			5732	8
			5637	4
$^{221}\text{Fr}$	5 m	$\alpha$	6341	83
			6126	15
			6242	< 2
$^{217}\text{At}$	33 ms	$\alpha$	7067	$\sim 100$

$^{213}\text{Bi}$	46 m	$\alpha$	5875 5585	< 2 < 1
$^{213}\text{Po}$	3.7 $\mu\text{s}$	$\alpha$	8376	100
$^{209}\text{Tl}$	2.2 m	$\beta^-$		
$^{209}\text{Pb}$	3.2 h	$\beta^-$		
$^{209}\text{Bi}$	$2 \cdot 10^{19}\text{y}$	$\alpha$	3077 2877	$\sim 100$ < 1

Πίνακας 2.1 : Αλυσίδα αποδιέγερσης του  $^{233}\text{U}$

Ισότοπο	$t_{1/2}$	αποδιέγερση	$E_a(\text{keV})$	I(%)
$^{232}\text{U}$	68.9y	$\alpha$	5320 5263	68 32
$^{228}\text{Th}$	1.9 y	$\alpha$	5423 5340	73 26
$^{224}\text{Ra}$	3.6 d	$\alpha$	5685 5449	95 5
$^{220}\text{Rn}$	56 s	$\alpha$	6288	$\sim 100$
$^{216}\text{Po}$	0.15 s	$\alpha$	6778	$\sim 100$
$^{212}\text{Bi}$	60.6 m	$\alpha$	6051 6090	25 10
$^{212}\text{Po}$	294.4 ns	$\alpha$	8785	$\sim 100$

Πίνακας 2.2 : Αλυσίδα αποδιέγερσης του  $^{283}\text{Th}$

Για το σχετικό υπολογισμό του λόγου των αριθμών των πυρήνων για τα ισότοπα ενδιαφέροντος, έγινε ανάλυση σύμφωνα με τα παρακάτω.

$$\frac{N_{ref}}{N} = \frac{\frac{A_{ref}}{\lambda_{ref} \cdot I_{ref}^a}}{\frac{A}{\lambda \cdot I_a}}$$

$$N = \frac{A}{\lambda \cdot \Omega \cdot I_a} \quad (2.1)$$

όπου :

- $A$  : η ενεργότητα ( $A = \frac{Yield}{Live\ Time} [Bq]$ )
- $\lambda$  : η σταθερά διάσπασης ( $\lambda = \frac{\ln 2}{t_{1/2}} [s^{-1}]$ )
- $\Omega$  : στερεά γωνία στόχου-ανιχνευτή (sr)
- $I_a$  : ένταση εκπομπής σε συγκεκριμένη ενέργεια (%)

Σημειώνεται ότι λόγω έλλειψης καλής διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή δεν διακρίνονται οι διαφορετικές ενέργειες εκπομπής άλφα σωματιδίων, οι οποίες σε πολλά ισότοπα απέχουν μόλις μερικά keV. Γι' αυτό εμφανίζονται όλες οι ενέργειες σε μια ενιαία, πιο διευρυμένη κορυφή και ο παράγοντας  $I_a$  υπολογίστηκε πάντα ίσος με τη μονάδα.

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, χρησιμοποιήθηκαν δύο γεωμετρίες. Στην πρώτη τοποθετήθηκε μάσκα οπής διαμέτρου 3mm μπροστά από τον ανιχνευτή και στη δεύτερη ο ανιχνευτής είχε ελεύθερη ολόκληρη την επιφάνειά του διαμέτρου 6cm. Οι στόχοι ενδιαφέροντος μετρήθηκαν τόσο με τη μάσκα οπής διαμέτρου 3cm που είχε χρησιμοποιηθεί στην ακτινοβόληση, όσο και χωρίς αυτή. Επειδή ο υπολογισμός της στερεάς γωνίας σε τόσο μικρή απόσταση στόχου ανιχνευτή και τόσο μικρή οπή της μάσκας του ανιχνευτή εμπεριέχει πολύ μεγάλα σφάλματα, επιλέχθηκε να γίνει σχετική μέτρηση χρησιμοποιώντας λόγους ώστε να απαλειφθεί ο παράγοντας της στερεάς γωνίας. Γι' αυτό και στις δύο γεωμετρίες υπολογίστηκε το γινόμενο  $N \cdot \Omega = \frac{A}{\lambda \cdot I_a}$  από τη σχέση 2.1. Για την εύρεση του λόγου  $N(^{235}\text{U})/N(^{233}\text{U})$  υπολογίστηκε αρχικά ο λόγος  $N(^{233}\text{U}) \cdot \Omega / N(^{237}\text{Np}) \cdot \Omega$  από την πρώτη γεωμετρία και ο λόγος  $N(^{237}\text{Np}) \cdot \Omega / N(^{235}\text{U}) \cdot \Omega$  από τη δεύτερη γεωμετρία. Διαιρώντας αυτούς και αντιστρέφοντας παίρνουμε το ζητούμενο λόγο του αριθμού των πυρήνων, όπως φαίνεται και στον πίνακα 2.3.

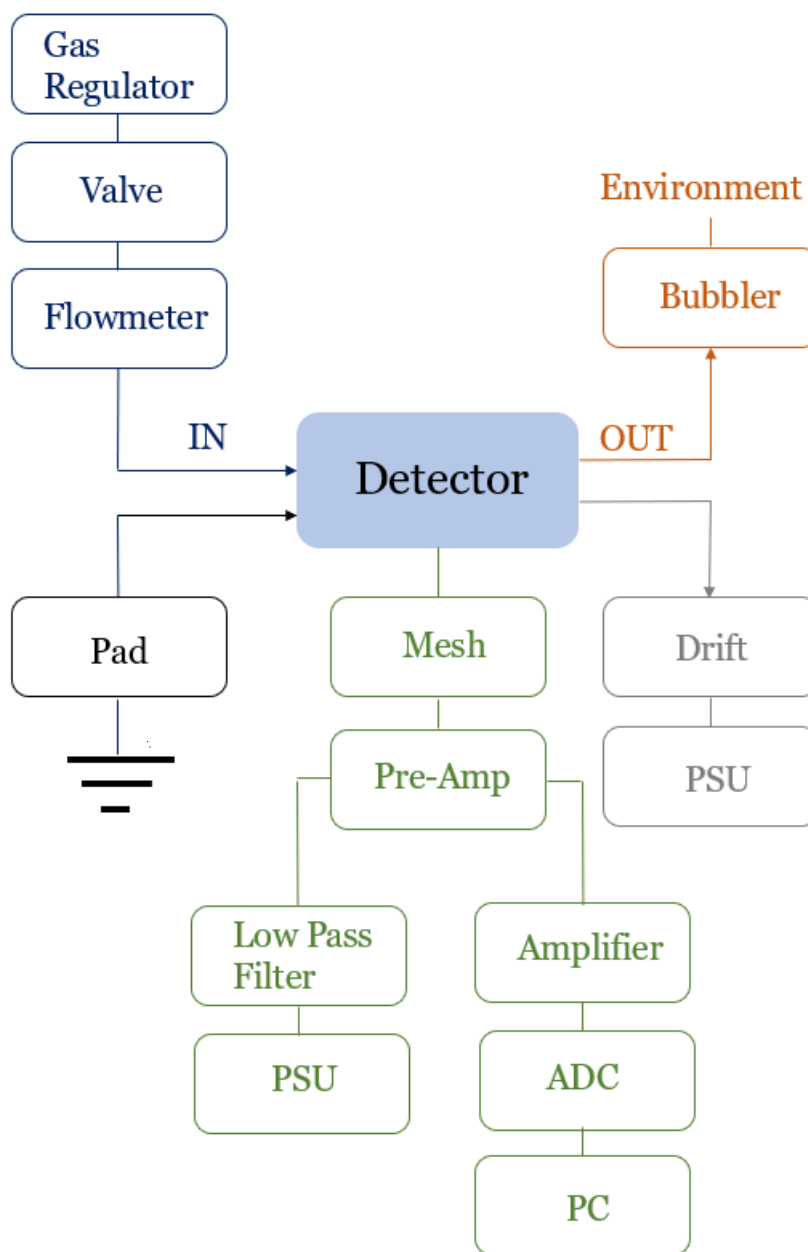
Σημειώνεται ότι ο λόγος  $N(^{235}\text{U})/N(^{233}\text{U})$  διορθώθηκε λαμβάνοντας υπόψιν τόσο την αποδιέγερση του  $^{229}\text{Th}$  όσο και την επιμόλυνση του στόχου  $^{233}\text{U}$  με  $^{232}\text{U}$ . Η πρώτη διόρθωση ήταν σημαντική (περίπου στο 6%), ενώ η δεύτερη υπολογίστηκε και ήταν αμελητέα (<0.5%). Ο λόγος  $N(^{237}\text{Np})/N(^{234}\text{U})$  δεν χρειάστηκε κάποια διόρθωση.

$N(^{235}\text{U})/N(^{233}\text{U})$	$N(^{237}\text{Np})/N(^{234}\text{U})$
3.91	0.93

Πίνακας 2.3 : Σύνοψη χαρακτηριστικών των μετρούμενων στόχων

## 2.6 Συνδεσμολογία – Ηλεκτρονικά

Η γενική συνδεσμολογία που χρησιμοποιήθηκε για τη μετατροπή του σήματος του ανιχνευτή σε επεξεργάσιμο ψηφιακό σήμα φαίνεται στο σχήμα 2.14.



Σχήμα 2.14 : Σχηματική αναπαράσταση της συνδεσμολογίας του πειράματος

Σύμφωνα και με την ενότητα 2.4 ο ανιχνευτής Micromegas έχει τρία ηλεκτρόδια :

- το pad (άνοδος) που συνδέεται με μια τερματική αντίσταση  $50\Omega$ , η οποία λειτουργεί ως γείωση
- το drift (κάθοδος) που συνδέεται με το PSU (Power Supply Unit), ένα τροφοδοτικό υψηλής τάσης ρεύματος (high voltage) που παρέχει τάση προσεγγιστικά στα  $-900V$ .
- το mesh στο οποίο δίνουμε τάση και συνδέεται με τον προενισχυτή (Pre Amplifier). Για να μειωθεί ο ανεπιθύμητος θόρυβος, παρεμβάλλεται ένα βαθυπερατό φίλτρο (Low Pass Filter) μεταξύ της μονάδας τροφοδοσίας PSU και του προενισχυτή. Αφότου το σήμα έχει περάσει από τον προενισχυτή, επιδέχεται την τελική ενίσχυση και μορφοποίηση από τον ενισχυτή. Η ψηφιοποίηση του σήματος και η ταξινόμηση του σε διακριτά κανάλια έγκειται στο σύστημα του αναλογοψηφιακού μετατροπέα ADC (Analog to Digital Converter) και του πολυδιαυλικού αναλυτή MCA (Multi-Channel Analyzer), αντίστοιχα. Η καταγραφή και η αποθήκευση του φάσματος σε αναλύσιμη μορφή γίνεται στο τελευταίο στάδιο της συνδεσμολογίας, σε έναν ηλεκτρονικό υπολογιστή.





## Κεφάλαιο 3

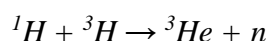
### Η αντίδραση ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$

Στο Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» χρησιμοποιείται ευρέως η αντίδραση  ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ , η οποία επιλέχθηκε και στο εν λόγω πείραμα.

#### 3.1 Μελέτη της αντίδρασης

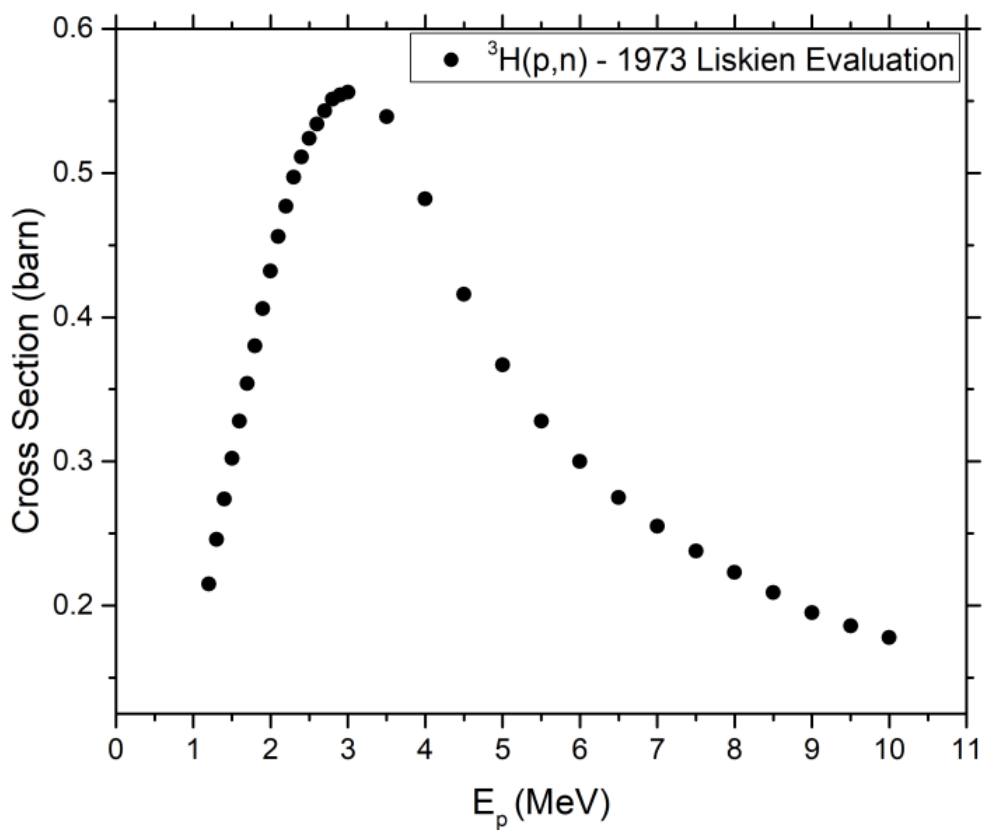
Η αντίδραση παραγωγής νετρονίων που απαιτείται στη συγκεκριμένη περίπτωση πρέπει να πληροί συγκεκριμένες προϋποθέσεις. Αρχικά, είναι αναγκαίο μέσω της αντίδρασης να παράγεται μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων στο ενεργειακό εύρος 2-5 MeV, με την ελάχιστη δυνατή παραγωγή παρασιτικών νετρονίων. Λαμβάνοντας υπόψιν τα παραπάνω, επιλέχθηκε η αντίδραση  ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$  η οποία έχει εμπρόσθιο προσανατολισμό στο σύστημα του εργαστηρίου.

Η αντίδραση :



παράγει νετρόνια στις μηδέν μοίρες στο σύστημα του εργαστηρίου στο ενεργειακό εύρος 0.29 έως 7.58 MeV και έχει Q-value = -0.764 MeV. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία [15], παράγει αυστηρά μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων για ενέργειες μεταξύ 1.148 και 8.35 MeV, ενεργειακό εύρος που καλύπτει τις ανάγκες της παρούσας μελέτης. Η ενεργός διατομή της αντίδρασης φαίνεται στο σχήμα 3.1, όπου παρουσιάζει μέγιστο με τιμή ~0.55 barn, για ενέργεια πρωτονίων 3.5 MeV. Αυτή αντιστοιχεί σε ενέργεια νετρονίων στα 2.72 MeV στις μηδέν μοίρες του συστήματος εργαστηρίου.

Για τη μελέτη της αντίδρασης  ${}^{233}\text{U}(n,f)$  επιλέχθηκαν εννέα διαφορετικές ενέργειες πρωτονίων στην περιοχή μέγιστης ενεργού διατομής, όπου παράγονται νετρόνια στο ενεργειακό εύρος 2 με 4.4 MeV. Οι ακριβείς ενέργειες πρωτονίων και των αντίστοιχων νετρονίων φαίνονται στον πίνακα 3.1 που ακολουθεί.



Σχήμα 3.1 : Ενεργός διατομή της αντίδρασης  ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ . [16]

$E_p$ (MeV)	$E_n$ (MeV)
3.41	2.00
3.85	2.50
4.00	2.67
4.10	2.78
4.20	2.89
4.30	3.00
4.76	3.50
5.23	4.00
5.55	4.34

Πίνακας 3.1 : Ενέργειες αρχικών πρωτονίων και των νετρονίων που παράγονται.

## 3.2 Παρασιτικές Αντιδράσεις

Στο εν λόγω πείραμα χρησιμοποιήθηκε στόχος CuTiT, αποτελούμενος από φύλλο Cu διαμέτρου 28.5 mm και πάχους 1 mm, πάνω στο οποίο έχει εναποθεθεί λεπτό στρώμα Ti διαμέτρου 25.4 mm. Εντός του τιτανίου είναι προσαρτημένο το τρίτιο. Στο εμπρόσθιο μέρος του στόχου είναι τοποθετημένα δύο φύλλα Mo, πάχους 5μm το καθένα. Όταν χρησιμοποιείται δέσμη πρωτονίων, όπως στη συγκεκριμένη περίπτωση, η δέσμη χάνει ενέργεια κατά τη διέλευση από τα φύλλα.

Η ενέργεια των πρωτονίων μειώνεται κατά τη διέλευση της δέσμης από τα φύλλα Mo πάχους 10μm και TiT 5μm, όπως φαίνεται στον πίνακα 3.2.

Αρχική Ενέργεια Πρωτονίων (MeV)	Ενέργεια μετά τα φύλλα Mo (MeV)	Ενέργεια μετά το TiT (MeV)
4.20	3.7	3.6
4.30	3.8	3.7
4.76	4.3	4.2
5.23	4.8	4.7
5.55	5.2	5.1

Πίνακας 3.2 : Ενέργεια πρωτονίων έπειτα από τη διέλευση από τα υλικά του στόχου.

Επομένως, γνωρίζοντας πλέον με σχετική ακρίβεια την ενέργεια της δέσμης όταν φτάνει στους στόχους, μπορούν να ελεγχθούν οι πιθανές αντιδράσεις από τις οποίες προκύπτουν παρασιτικά νετρόνια. Όπως αναφέρθηκε και πρωτίτερα, τα υλικά χαλκός (Cu), τιτάριο (Ti), τρίτιο ( $^3\text{H/T}$ ) και μολυβδαίνιο (Mo), είναι τα κύρια που συναντά η δέσμη και από την αλληλεπίδρασή τους ενδέχεται να προκύψουν παρασιτικά νετρόνια, κυρίως μέσω αντιδράσεων (p,n). Στη μελέτη πρέπει να ληφθεί υπόψιν το γεγονός ότι ισότοπα όπως τα  $^{13}\text{C}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{18}\text{F}$ ,  $^{19}\text{F}$  συναντώνται συχνά στα τοιχώματα ή σε πιθανές επιμολύνσεις, επομένως αξίζει να ελεγχθεί η πιθανή συμβολή τους.

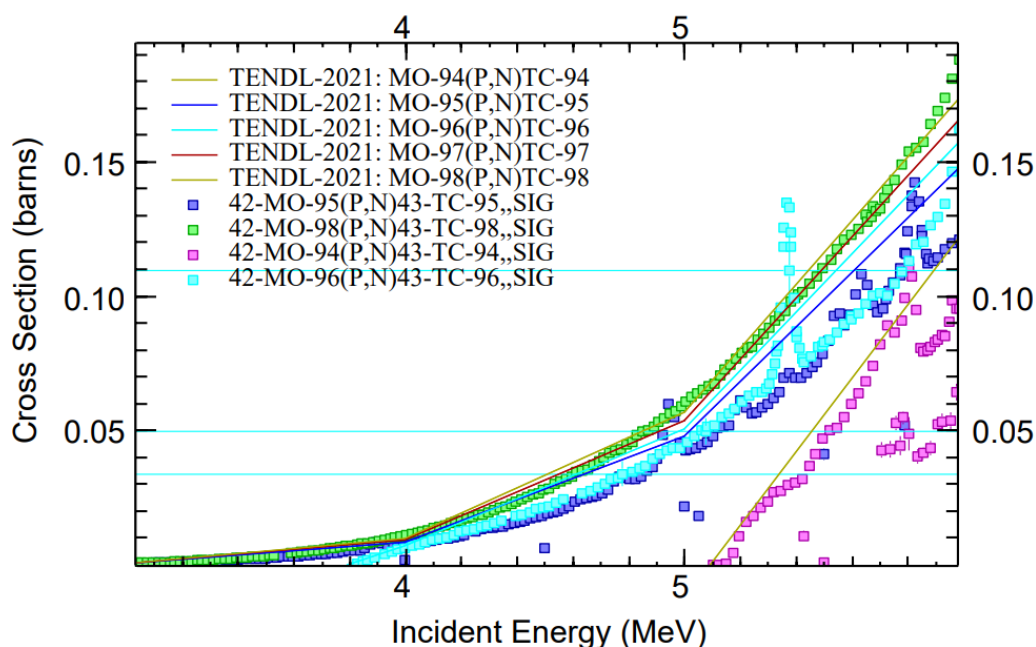
Το Q-value, το ενεργειακό κατώφλι (Energy Threshold –  $E_{th}$ ) και το φράγμα Coulomb (Coulomb Barrier) των αντιδράσεων (p,n) των σταθερών ισότοπων των παραπάνω στοιχείων αναγράφονται στους πίνακες 3.3-3.6 που ακολουθούν.

### 3.2.1 Αντιδράσεις στα ισότοπα του Mo

Σύμφωνα με τα παραπάνω η δέσμη συναντάει αρχικά δύο φύλλα Μολυβδαινίου (Mo), με έξι σταθερά ισότοπα των οποίων οι αντιδράσεις φαίνονται στον πίνακα 3.3. Τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα των ενεργών διατομών αυτών των αντιδράσεων της βιβλιοθήκης EXFOR, σε συνδυασμό με τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2021 [17], παρουσιάζονται στο σχήμα 3.2 .

Αντίδραση	Q-value (MeV)	$E_{th}$ (MeV)	Coulomb Barrier (Proximity barrier) (MeV)	Abundance (%)
$^{92}\text{Mo}(p,n)$	-8.66	8.76	6.10	14.8
$^{94}\text{Mo}(p,n)$	-5.04	5.09	6.08	9.30
$^{95}\text{Mo}(p,n)$	-2.47	2.50	6.06	15.90
$^{96}\text{Mo}(p,n)$	-3.76	3.79	6.05	16.70
$^{97}\text{Mo}(p,n)$	-1.11	1.12	6.04	9.60
$^{98}\text{Mo}(p,n)$	-2.47	2.49	6.03	24.10

Πίνακας 3.3 : Ενεργειακά χαρακτηριστικά των σταθερών ισotόπων του μολυβδαινίου.



Σχήμα 3.2 : Υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα στη βιβλιοθήκη EXFOR και τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2021 για τις αντιδράσεις (p,n) στα ισotόπα του μολυβδαινίου.

Συγκρίνοντας τις τιμές του πίνακα 3.3 με τις τιμές ενέργειας των πρωτονίων του πίνακα 3.1, εξάγονται τα εξής συμπεράσματα :

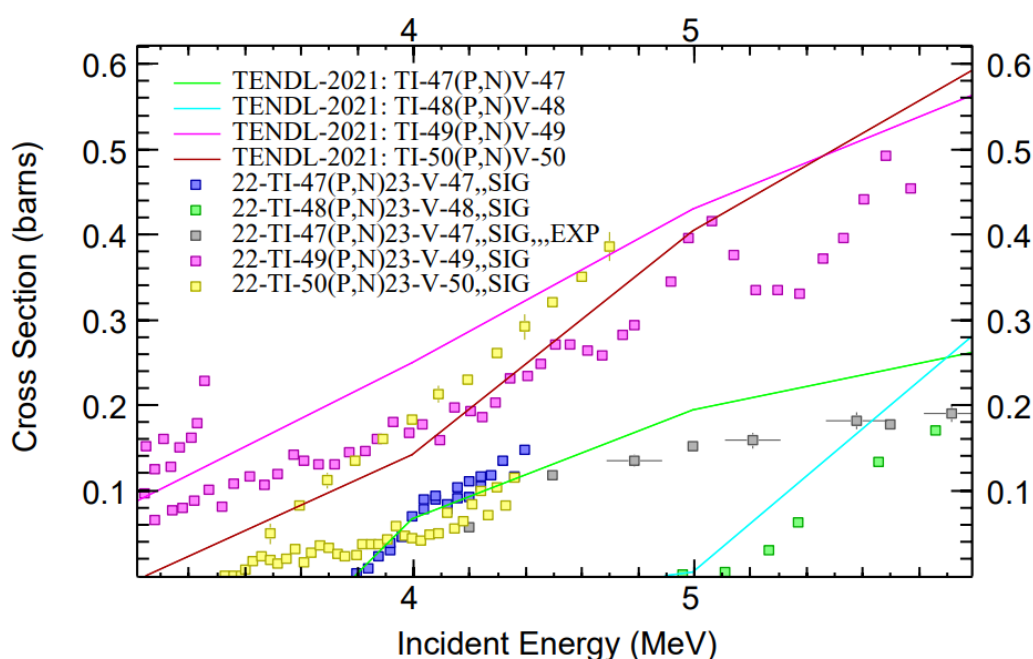
- Οι αντιδράσεις  $^{92}\text{Mo}(p,n)$ ,  $^{94}\text{Mo}(p,n)$  έχουν μεγάλη ενέργεια κατωφλίου, επομένως δεν ενεργοποιούνται στο συγκεκριμένο πείραμα.
- Οι υπόλοιπες αντιδράσεις έχουν ενεργοποιηθεί στις περισσότερες ακτινοβολήσεις.
- Όλες οι αντιδράσεις έχουν Proximity Barrier  $\sim 6$  MeV και η ενεργός διατομή τους είναι μικρή, οπότε εκτιμάται ότι η συνεισφορά τους δεν είναι σημαντική στην ενεργειακή περιοχή του πειράματος.

### 3.2.2 Αντιδράσεις στα ισότοπα του Ti

Στο στόχο τρίτου, που συναντά στη συνέχεια η δέσμη, υπάρχει φυσικό Ti με πέντε σταθερά ισότοπα, των οποίων οι αντιδράσεις φαίνονται στον πίνακα 3.4 . Η συνεισφορά των παρασιτικών αντιδράσεων έγκειται στην τιμή της ενεργού διατομής της εκάστοτε αντίδρασης. Λόγω αυτού, παρουσιάζονται στο σχήμα 3.3 τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα των ενεργών διατομών των εν λόγω αντιδράσεων που είναι διαθέσιμα στη βιβλιοθήκη EXFOR [7]. Στο ίδιο διάγραμμα είναι χαραγμένα και τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2021 [17].

Αντίδραση	Q-value (MeV)	$E_{th}$ (MeV)	Coulomb Barrier (Proximity barrier) (MeV)	Abundance (%)
$^{46}\text{Ti}(p,n)$	-7.83	8.01	3.47	8.30
$^{47}\text{Ti}(p,n)$	-3.71	3.79	3.46	7.40
$^{48}\text{Ti}(p,n)$	-4.80	4.90	3.45	73.70
$^{49}\text{Ti}(p,n)$	-1.38	1.41	3.44	5.40
$^{50}\text{Ti}(p,n)$	-2.99	3.05	3.43	5.20

Πίνακας 3.4 : Ενεργειακά χαρακτηριστικά των σταθερών ισωτόπων του τιτανίου.



Σχήμα 3.3 : Υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα στη βιβλιοθήκη EXFOR και τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2021 για τις αντιδράσεις (p,n) στα ισότοπα του τιτανίου.

Στο σχήμα 3.3 παρατηρούνται σημαντικές αποκλίσεις μεταξύ πειραματικών και αξιολογημένων δεδομένων. Παρ' ολ' αυτά φαίνεται οι τάσεις να συμφωνούν.

Συγκρίνοντας τις τιμές του πίνακα 3.4 με τις τιμές ενέργειας των πρωτονίων του πίνακα 3.1, εξάγονται τα εξής συμπεράσματα :

- Οι αντιδράσεις  $^{46}\text{Ti}(p,n)$ ,  $^{48}\text{Ti}(p,n)$  έχουν μεγάλη ενέργεια κατωφλίου, γι' αυτό και παραμένουν κλειστές σε όλες τις ακτινοβολήσεις
- Οι αντιδράσεις  $^{49}\text{Ti}(p,n)$ ,  $^{50}\text{Ti}(p,n)$  είναι ενεργοποιημένες σε όλες τις ακτινοβολήσεις
- Η αντίδραση και  $^{47}\text{Ti}(p,n)$  ενεργοποιείται στη δεύτερη ενέργεια ακτινοβολήσης

Επομένως, από το υλικό Ti του στόχου έχουν ενεργοποιηθεί τρεις διαφορετικές αντιδράσεις που παράγουν παρασιτικά νετρόνια σε ενέργειες που αναγράφονται στον πίνακα 3.5. Όπως θα αναφερθεί και στη συνέχεια, μόνο αν ο λόγος της ενεργού διατομής στο στόχο προς το στόχο αναφοράς που προκαλούν τα παρασιτικά νετρόνια διαφέρει από τον αντίστοιχο λόγο που προκαλούν τα νετρόνια της κύριας δέσμης, επηρεάζεται η μέτρηση. Επομένως, στον πίνακα 3.6 γίνεται σύγκριση αυτών των δύο λόγων.

	$^{47}\text{Ti}(p,n)$	$^{49}\text{Ti}(p,n)$	$^{50}\text{Ti}(p,n)$
$E_p(\text{MeV})$		$E_n(\text{MeV})$	
3.4	-	2.01	0.39
3.8	0.07	2.46	0.84
4.0	0.24	2.61	0.99
4.1	0.34	2.71	1.09
4.2	0.45	2.81	1.19
4.3	0.55	2.91	1.29
4.8	1.02	3.41	1.80
5.2	1.49	3.81	2.20
5.6	1.82	4.21	2.60

Πίνακας 3.5 : Ενέργειες νετρονίων που παράγονται από τις παρασιτικές αντιδράσεις  $^{47}\text{Ti}(p,n)$ ,  $^{49}\text{Ti}(p,n)$ ,  $^{50}\text{Ti}(p,n)$ .

Parasitic reaction	Parasitic neutrons		Main neutrons	
	$E_n(\text{MeV})$	Ratio of cs $^{233}\text{U}(n,f)/^{235}\text{U}(n,f)$	$E_n(\text{MeV})$	Ratio of cs $^{233}\text{U}(n,f)/^{235}\text{U}(n,f)$
$^{47}\text{Ti}(p,n)$	-		2.00	1.55
	0.07	1.34	2.50	1.55
	0.24	1.66	2.67	1.54
	0.34	1.70	2.78	1.53
	0.45	1.68	2.89	1.53
	0.55	1.73	3.00	1.53
	1.02	1.55	3.50	1.48
	1.49	1.55	4.00	1.47
	1.82	1.55	4.34	1.45

$^{49}\text{Ti}(p,n)$	2.01	1.54	2.00	1.55
	2.46	1.56	2.50	1.55
	2.61	1.54	2.67	1.54
	2.71	1.54	2.78	1.53
	2.81	1.53	2.89	1.53
	2.91	1.53	3.00	1.53
	3.41	1.49	3.50	1.48
	3.81	1.48	4.00	1.47
	4.21	1.46	4.34	1.45
$^{50}\text{Ti}(p,n)$	0.39	1.68	2.00	1.55
	0.84	1.58	2.50	1.55
	0.99	1.54	2.67	1.54
	1.09	1.57	2.78	1.53
	1.19	1.56	2.89	1.53
	1.29	1.55	3.00	1.53
	1.80	1.55	3.50	1.48
	2.20	1.55	4.00	1.47
	2.60	1.54	4.34	1.45

Πίνακας 3.6 : Λόγοι των ενεργών διατομών των  $^{233}\text{U}(n,f)/^{235}\text{U}(n,f)$  που προκύπτουν από τα παρασιτικά νετρόνια των αντιδράσεων  $^{47}\text{Ti}(p,n)$ ,  $^{49}\text{Ti}(p,n)$ ,  $^{50}\text{Ti}(p,n)$ .

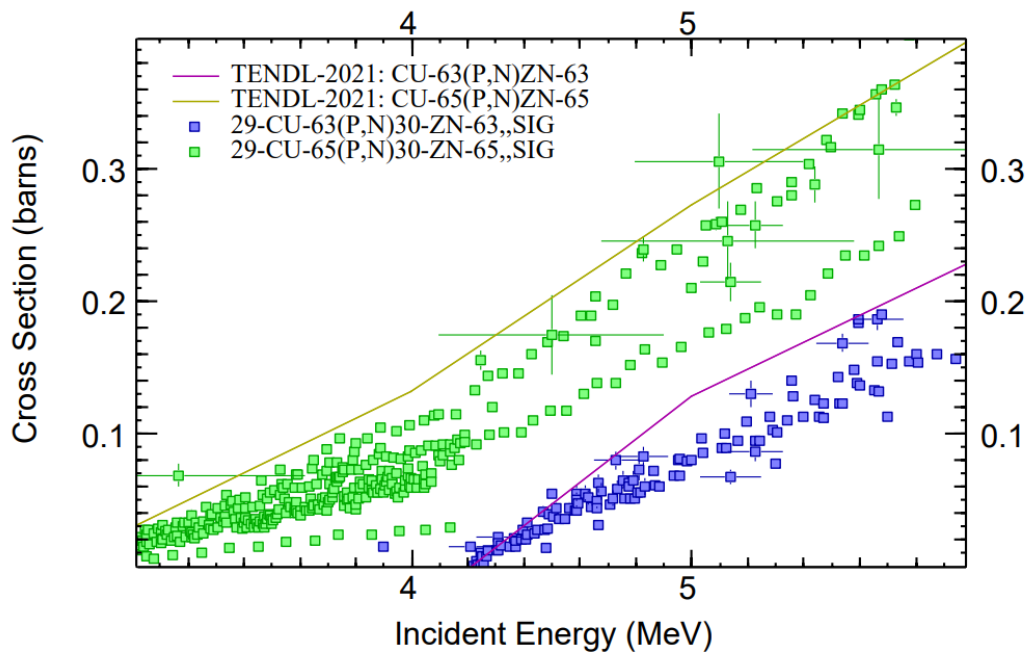
Από τα αποτελέσματα του πίνακα 3.6 προκύπτει ότι λόγω της αντίδρασης  $^{47}\text{Ti}(p,n)$  παράγονται παρασιτικά νετρόνια τα οποία επηρεάζουν όλες τις ενέργειες ακτινοβόλησης, ενώ από την αντίδραση  $^{50}\text{Ti}(p,n)$  κυρίως τις τελευταίες τρεις ενέργειες.

### 3.2.3 Αντιδράσεις στα ισότοπα του Cu

Μετά το στόχο TiT η δέσμη συναντά ένα φύλλο φυσικού Cu, οι ενέργειες των νετρονίων που προκύπτουν από τις αντιδράσεις (p,n) των ισωτόπων που παρουσιάζονται στον πίνακα 3.7. Επιπλέον, στο σχήμα 3.4 παρουσιάζονται τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα των ενεργών διατομών των συγκεκριμένων αντιδράσεων της βιβλιοθήκης EXFOR [6], μαζί με τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2021 [17].

Αντίδραση	Q-value (MeV)	$E_{th}$ (MeV)	Coulomb Barrier (Proximity barrier) (MeV)	Abundance (%)
$^{63}\text{Cu}(p,n)$	-4.15	4.21	4.42	69.20
$^{65}\text{Cu}(p,n)$	-2.13	2.17	4.39	30.80

Πίνακας 3.7 : Ενεργειακά χαρακτηριστικά των σταθερών ισωτόπων του χαλκού.



Σχήμα 3.4 : Υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα στη βιβλιοθήκη EXFOR και τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2021 για τις αντιδράσεις (p,n) στα ισότοπα του χαλκού.

Συγκρίνοντας τις τιμές του πίνακα 3.7 με τις τιμές ενέργειας των πρωτονίων του πίνακα 3.3, εξάγονται τα εξής συμπεράσματα :

- Η αντίδραση  $^{63}\text{Cu}(p,n)$  ενεργοποιείται από την πέμπτη ακτινοβόληση και έπειτα
- Η αντίδραση  $^{65}\text{Cu}(p,n)$  ενεργοποιείται από την πρώτη κιάλας ακτινοβόληση. Όμως λόγω της υψηλής τιμής του Proximity Barrier, η συνεισφορά της αντίδρασης στις μετρήσεις του πειράματος ξεκινά από την έκτη αντίδραση κι έπειτα

Άρα, από το φύλλο του Cu υπάρχουν δύο παρασιτικές αντιδράσεις που ενεργοποιούνται στο ενεργειακό εύρος του πειράματος και ενδέχεται να επηρεάζουν τις μετρήσεις. Οι ενέργειες νετρονίων που παράγονται από τις αντιδράσεις  $^{63}\text{Cu}(p,n)$ ,  $^{65}\text{Cu}(p,n)$  ακολουθούν στον πίνακα 3.8 και οι λόγοι των ενεργών διατομών στον πίνακα 3.9.

	$^{63}\text{Cu}(p,n)$	$^{65}\text{Cu}(p,n)$
$E_p(\text{MeV})$	$E_n(\text{MeV})$	$E_n(\text{MeV})$
4.3	0.10	-
4.8	0.58	2.62
5.2	1.06	3.09
5.6	1.38	3.41

Πίνακας 3.8 : Ενέργειες νετρονίων που παράγονται από την παρασιτική αντίδραση  $^{63}\text{Cu}(p,n)$ .



Parasitic reaction	Parasitic neutrons		Main neutrons	
	$E_n(\text{MeV})$	Ratio of cs $^{233}\text{U}(n,f)/^{235}\text{U}(n,f)$	$E_n(\text{MeV})$	Ratio of cs $^{233}\text{U}(n,f)/^{235}\text{U}(n,f)$
$^{63}\text{Cu}(p,n)$	0.10	1.43	3.00	1.53
	0.58	1.73	3.50	1.48
	1.06	1.56	4.00	1.47
	1.38	1.55	4.34	1.45
$^{65}\text{Cu}(p,n)$	2.62	1.54	3.50	1.48
	3.09	1.52	4.00	1.47
	3.41	1.49	4.34	1.45

Πίνακας 3.9 : Λόγοι των ενεργών διατομών των  $^{233}\text{U}(n,f)/^{235}\text{U}(n,f)$  που προκύπτουν από τα παρασιτικά νετρόνια της αντίδρασης  $^{63}\text{Cu}(p,n)$ .

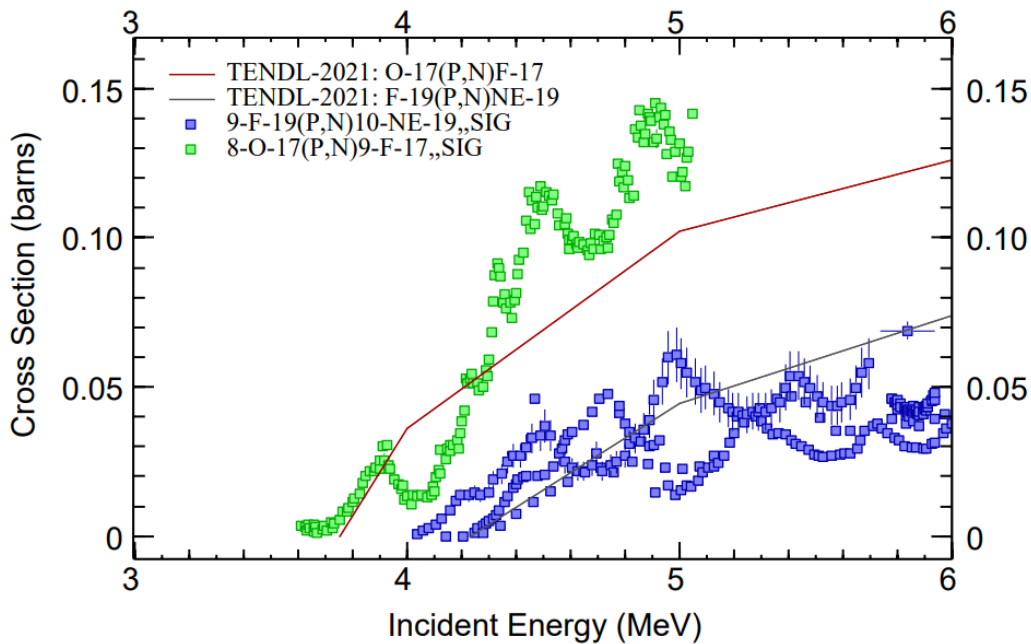
Από τα αποτελέσματα του πίνακα 3.9 προκύπτει ότι λόγω των αντιδράσεων  $^{63}\text{Cu}(p,n)$  και  $^{65}\text{Cu}(p,n)$  παράγονται παρασιτικά νετρόνια τα οποία επηρεάζουν τις τελευταίες ενέργειες ακτινοβολήσης.

### 3.2.4 Άλλες πιθανές αντιδράσεις

Όπως αναφέρθηκε και στην αρχή του κεφαλαίου υπάρχουν πιθανές αντιδράσεις πρωτονίων με τα τοιχώματα του collimator, ή με επιμολύνσεις λόγω χρήσης. Ομοίως με παραπάνω, ακολουθούν ο πίνακας 3.10 με τα στοιχεία των πιθανών αντιδράσεων και στο σχήμα 3.5 οι αντίστοιχες τιμές της ενεργού διατομής της βιβλιοθήκη EXFOR [7], μαζί με τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2021 [17]. Αξίζει να σημειωθεί ότι το ισότοπο του  $^{13}\text{C}$  επιλέχθηκε διότι σε παλιότερη μελέτη [18] βρέθηκε ότι αποτελεί πιθανή αντίδραση της δέσμης πρωτονίων με το στόχο.

Αντίδραση	Q-value (MeV)	$E_{th}$ (MeV)	Coulomb Barrier (Proximity barrier) (MeV)	Abundance (%)
$^{13}\text{C}(p,n)$	-3.00	3.23	1.05	1.00
$^{17}\text{O}(p,n)$	-3.54	3.75	1.37	0.40
$^{19}\text{F}(p,n)$	-4.02	4.23	1.52	100.00

Πίνακας 3.10 : Ενεργειακά χαρακτηριστικά των σταθερών ισωτόπων στοιχείων που είναι πιθανόν να συναντήσει η δέσμη.



Σχήμα 3.5 : Υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα στη βιβλιοθήκη EXFOR και τα αξιολογημένα δεδομένα της βιβλιοθήκης TENDL-2021 για τις αντιδράσεις (p,n) σε διάφορα ισότοπα.

Συγκρίνοντας τις τιμές του πίνακα 3.10 με τις τιμές ενέργειας των πρωτονίων του πίνακα 3.1 και από το σχήμα 3.5, εξάγονται τα εξής συμπεράσματα :

- Μόνο για τις αντιδράσεις  $^{17}\text{O}(p,n)$ ,  $^{19}\text{F}(p,n)$  υπάρχουν πειραματικά και αξιολογημένα δεδομένα
- Η αντίδραση  $^{17}\text{O}(p,n)$  ανοίγει από τη δεύτερη ακτινοβολήση και η  $^{19}\text{F}(p,n)$  από την πέμπτη
- Και οι δύο αντιδράσεις έχουν χαμηλό Proximity Barrier  $\sim 1-1.5$  MeV, με αποτέλεσμα η συνεισφορά τους να είναι σημαντική, ακόμα και με χαμηλή τιμή ενεργού διατομής

Συμπερασματικά, από του πίνακες 3.6 έως 3.9 φαίνεται ότι παράγονται παρασιτικά νετρόνια σε όλο το ενεργειακό εύρος ακτινοβολήσης, αλλά οι ενέργειες που επηρεάζονται κυρίως είναι οι  $E_n = 3, 3.5, 4$  MeV, καθώς οι λόγοι των ενεργών διατομών αποκλίνουν κατά μεγαλύτερο ποσοστό. Ωστόσο, η παραπάνω μελέτη των παρασιτικών αντιδράσεων και η επίδρασή αυτών στις πειραματικές μετρήσεις δεν έχει μεγάλη ακρίβεια, καθώς οι λόγοι προέκυψαν από αξιολογημένα δεδομένα που εμπεριέχουν σφάλματα και ενδέχεται να υπάρχει κάποια άλλη αντίδραση της δέσμης πρωτονίων με το στόχο ή τη γραμμή που δεν έχει ληφθεί υπόψιν. Αυτό που προσφέρει η διερεύνηση των παρασιτικών αντιδράσεων είναι να γίνει μια πρόβλεψη των ενεργειών στις οποίες πιθανόν να εμφανιστούν αποκλίσεις και να τις αιτιολογήσει, αν αυτές πράγματι παρατηρηθούν στις πειραματικές μετρήσεις.



## Κεφάλαιο 4

### Ανάλυση Πειραματικών Δεδομένων

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται αναλυτικά η μέθοδος που οδήγησε στον προσδιορισμό της ενεργού διατομής των αντιδράσεων  $^{233}\text{U}(n,f)$  και  $^{234}\text{U}(n,f)$  με στόχους αναφοράς τα  $^{235}\text{U}$  και  $^{237}\text{Np}$ , αντίστοιχα.

#### 4.1 Ενεργός διατομή

Ενεργός διατομή είναι το μέτρο πιθανότητας πραγματοποίησης μιας συγκεκριμένης πυρηνικής αντίδρασης, κατά την αλληλεπίδραση δέσμης με στόχο. Η γενική σχέση υπολογισμού της ενεργού διατομής με απόλυτο τρόπο είναι :

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

όπου :

- $Y$  ο αριθμός των συνολικών γεγονότων σχάσης που καταγράφηκαν
- $\Phi$  η ροή νετρονίων που προσπίπτει στον προς μέτρηση στόχο ( $neutrons/cm^2$ )
- $N$  ο αριθμός πυρήνων του προς μέτρηση στόχου

Στο συγκεκριμένο πείραμα έγινε σχετική μέτρηση, με χρήση των στόχων αναφοράς, επομένως η ενεργός διατομή υπολογίζεται βάσει αυτών, σύμφωνα με τη σχέση 4.2. Η μέθοδος αυτή προτιμάται καθώς ο λόγος των ροών του προς μέτρηση στόχου και του στόχου αναφοράς υπολογίζεται από προσομοιώσεις Monte Carlo, αφού εξαρτάται μόνο από τη γεωμετρία εντός του πειραματικού θαλάμου, όπως περιγράφεται αναλυτικά στην ενότητα 4.2 .

$$\sigma(E) = \frac{Y(E)}{Y^{ref}(E)} \cdot \frac{\Phi^{ref}(E)}{\Phi(E)} \cdot \frac{N^{ref}}{N} \cdot \sigma^{ref}(E) \quad (4.2)$$

όπου :

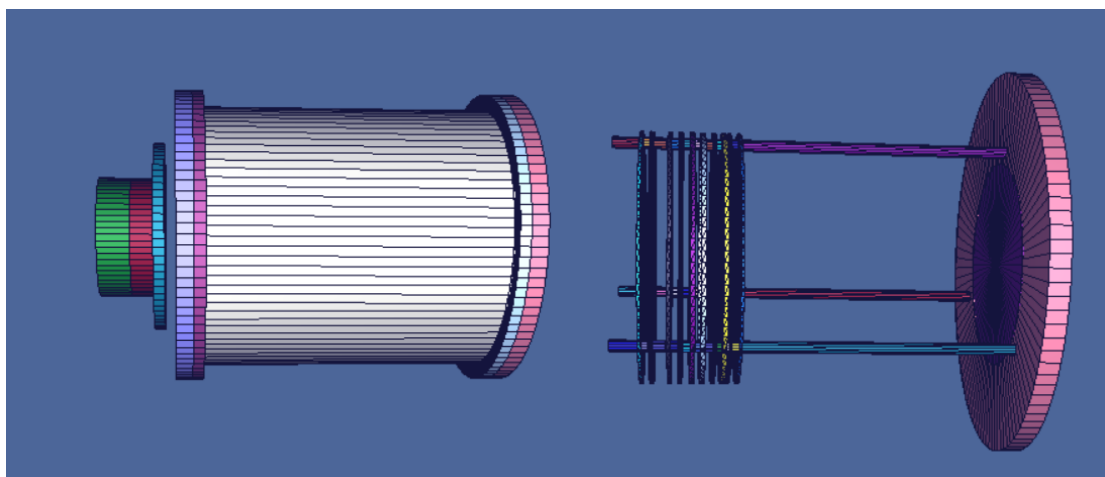
- $Y$  τα γεγονότα σχάσης που καταγράφηκαν από τον ανιχνευτή Micromegas, έπειτα από διορθώσεις που περιγράφονται στην ενότητα
- $\Phi$  η ροή νετρονίων που προσπίπτει στο στόχο ( $neutrons/cm^2$ )
- $N$  ο αριθμός των πυρήνων του στόχου
- $\sigma^{ref}$  η ενεργός διατομή του στόχου εκάστοτε αναφοράς (barn) (χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές της ENDF/B-VIII.0 [8] για τους στόχους  $^{235}\text{U}$  και  $^{237}\text{Np}$ )

Σημειώνεται ότι σε όλη την ανάλυση που ακολουθεί ο εκθέτης «ref» αναφέρεται στον εκάστοτε στόχο αναφοράς.

## 4.2 Προσομοιώσεις ροής με κώδικα Monte Carlo

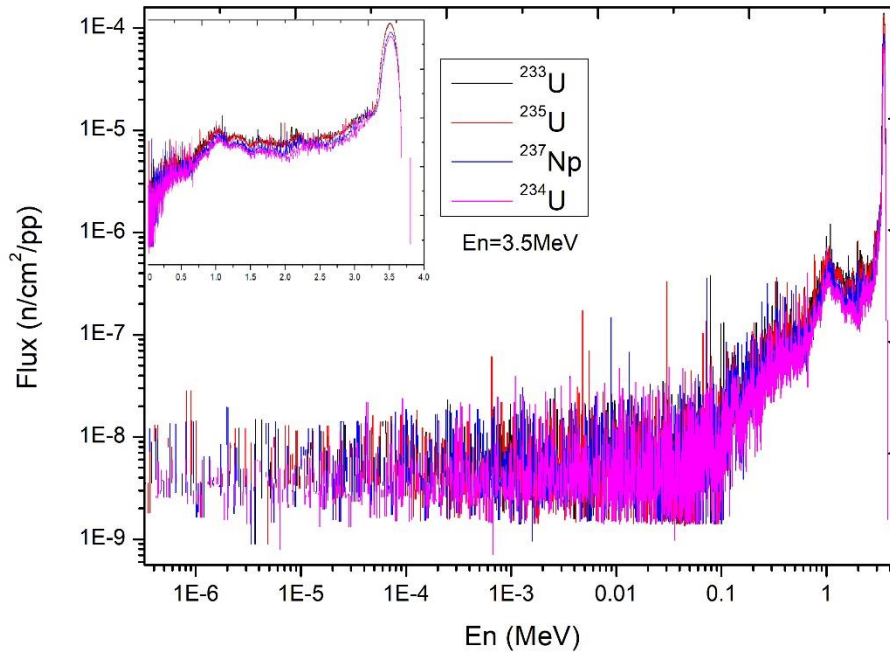
Όπως αναφέρθηκε και πρωτύτερα η ροή των νετρονίων που φτάνει σε κάθε στόχο υπολογίζεται μέσω προσομοιώσεων Monte Carlo με χρήση του κώδικα MCNP5 [3]. Ο κώδικας δέχεται ως είσοδο μια αναλυτική, ακριβή περιγραφή της γεωμετρίας της πειραματικής διάταξης, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.1, και της πυκνότητας όλων των υλικών που αποτελούν το στόχο τρίτιου και το εσωτερικό και εξωτερικό του θαλάμου.

Εισάγεται, επίσης, η ροή νετρονίων που παράγεται στο στόχο του τρίτιου με χρήση του κώδικα NeuSDesc [1]. Ο κώδικας αυτός χρησιμοποιεί το πρόγραμμα προσομοίωσης SRIM για να συνυπολογίσει την απώλεια ενέργειας των πρωτονίων όταν διαπερνούν το στόχο τρίτιου και τα φύλλα μολυβδαινίου. Λόγω όλων των παραπάνω, η έξοδος του NeuSDesc δίνει μια καλή προσομοίωση του φάσματος νετρονίων και το αποτέλεσμα αυτό εισέρχεται στο MCNP5 ως η πηγή νετρονίων που βγαίνουν από το στόχο. Με τη σειρά του ο κώδικας MCNP5 λαμβάνει υπόψη του τις σκεδάσεις των νετρονίων στα υλικά που αποτελούν το θάλαμο. Τελικά, από το MCNP5, δίνεται η ροή νετρονίων σε κάθε στόχο στην κανονικοποιημένη μονάδα  $\frac{\text{neutrons}}{\text{cm}^2 \cdot \text{primary particle}}$ .



Σχήμα 4.1 : Γραφική απεικόνιση του θαλάμου σγάσης εξωτερικά και εσωτερικά, όπως δίνεται από το πρόγραμμα VisEd.

Η τιμή της ροής νετρονίων σε κάθε στόχο εξάγεται με την ολοκλήρωση της κύριας κορυφής του γραφήματος, όπως αυτό που απεικονίζεται στο σχήμα 4.2 συγκεκριμένα για τους στόχους  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  και για ενέργεια νετρονίων  $E_n = 3.5 \text{ MeV}$ . Όπως είναι αναμενόμενο, παρατηρείται μικρή αλλά υπολογίσιμη διαφορά στην τιμή της ροής μεταξύ των στόχων, λόγω της διαφορετικής στερεάς γωνίας. Παρατηρούμε, ακόμα, ότι όσο πιο κοντά είναι ένας στόχος στην πηγή νετρονίων, δέχεται τόσο πιο μεγάλη ροή αλλά και μεγαλύτερο εύρος ενεργειών. Αντίθετα, οι στόχοι που βρίσκονται πιο «πίσω» δέχονται μικρότερη ροή αλλά πιο «καθαρή» δέσμη.

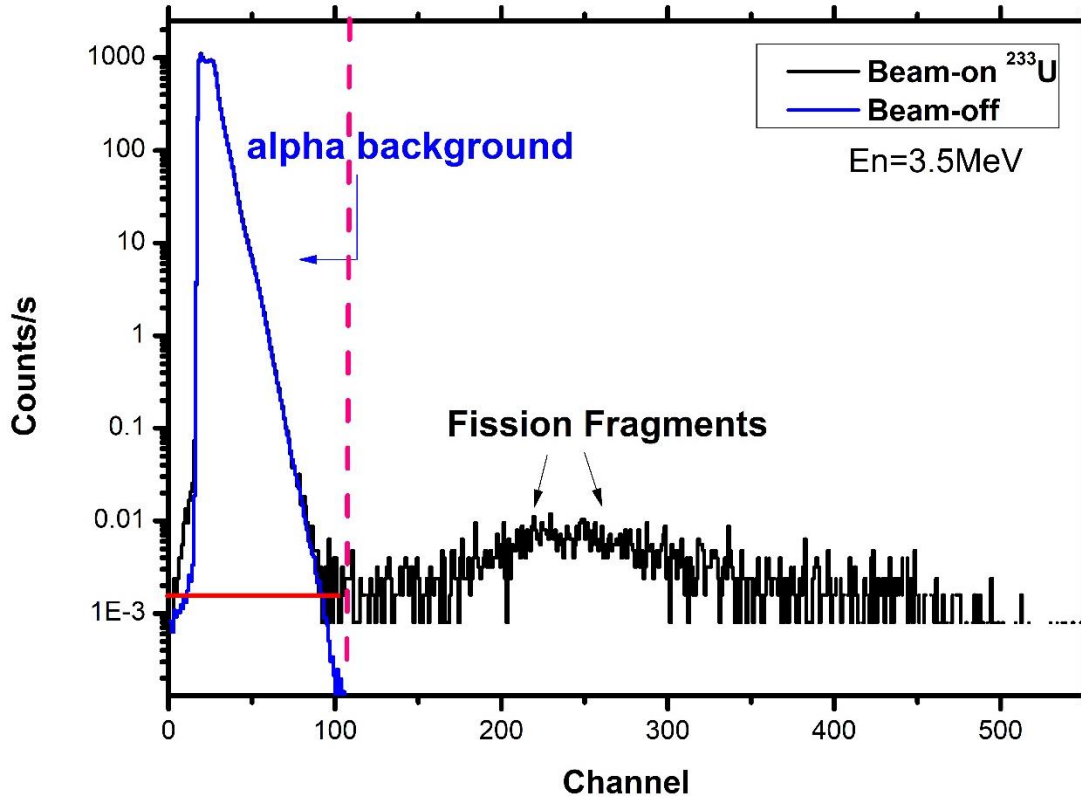


Σχήμα 4.2 : Νετρονική ροή κάθε στόχου για  $E_n = 3.5 \text{ MeV}$

### 4.3 Υπολογισμός και διορθώσεις γεγονότων σχάσης (Y)

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.3, τα γεγονότα από την εκπομπή άλφα σωματιδίων του στόχου καταγράφονται στο αριστερό μέρος του φάσματος, ενώ τα προϊόντα σχάσης με πολύ μεγαλύτερη ενέργεια καταγράφονται πιο δεξιά στο φάσμα. Στο κάθε φάσμα επιλέγεται το κανάλι που θα διαχωριστούν οι δύο περιοχές μεταξύ τους. Τα γεγονότα σχάσης που χρειάζονται για την ανάλυση είναι κατά κύριο μέρος το ολοκλήρωμα των γεγονότων στο δεξιό κομμάτι του φάσματος. Όμως, αυτός ο αριθμός γεγονότων επιδέχεται τις εξής διορθώσεις :

1. Διορθωτικός παράγοντας ( $f_{amp}$ ) για το όριο ολοκλήρωσης
2. Διορθωτικός παράγοντας ( $f_{par}$ ) για τα γεγονότα σχάσης που προσμετρώνται ενώ έχουν προέλθει από παρασιτικές αντιδράσεις
3. Διορθωτικός παράγοντας ( $f_{DT}$ ) για τον νεκρό χρόνο (dead time) που παραμένουν ανενεργά τα ηλεκτρονικά του ανιχνευτικού συστήματος



Σχήμα 4.3 : Με μαύρο χρώμα απεικονίζεται το φάσμα σχάσης του  $^{233}\text{U}$  για ενέργεια νετρονίων  $E_n = 3.5 \text{ MeV}$ . Με μπλε χρώμα απεικονίζεται η μέτρηση beam-off. Και τα δύο είναι κανονικοποιημένα στο χρόνο. Η κόκκινη οριζόντια γραμμή αποτελεί γεωμετρική απεικόνιση της διόρθωσης για τα χρήσιμα γεγονότα σχάσης που βρίσκονται κάτω από την κορυφή των σωματιδίων άλφα (βλ. ενότητα 4.3.1).

#### 4.3.1 Διόρθωση ορίου ολοκλήρωσης $f_{amp}$

Η διόρθωση των γεγονότων γίνεται για να απορριφθούν τα άλφα σωματίδια (διακεκομμένη γραμμή στο σχήμα 4.3). Συγκεκριμένα, υπάρχουν χρήσιμα γεγονότα σχάσης κάτω από την κορυφή των σωματιδίων άλφα τα οποία δεν λαμβάνονται υπόψιν, με αποτέλεσμα να έχουμε υποτίμηση των συνολικών γεγονότων. Έγινε «γεωμετρική» εκτίμηση σύμφωνα με την οποία τα θραύσματα σχάσης έως το κανάλι που ξεκινά η αύξηση των γεγονότων, έχουν γραμμική συμπεριφορά, όπως φαίνεται η κόκκινη γραμμή στο σχήμα 4.3.

Η αξιοπιστία της μεθόδου έγκειται στο γεγονός ότι η μέγιστη απόκλιση που παρατηρήθηκε μεταξύ της γεωμετρικής μεθόδου και προσομοιώσεων μέσω του κώδικα FLUKA, που έχουν γίνει στο παρελθόν για όμοια πειράματα, υπολογίστηκε στο 1% [19].

Η σχέση που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό του διορθωτικού παράγοντα είναι:

$$f_{amp} = \frac{Y_{lost} + Y_{integrtaed}}{Y_{integrated}} \quad (4.3)$$

όπου:

- $Y_{lost}$  ο αριθμός των γεγονότων που υπάρχουν στην περιοχή της κορυφής των σωματιδίων-α. Υπολογίζονται από την ολοκλήρωση της περιοχής από τη διακεκομμένη γραμμή έως την αρχή της ανόδου των counts διαιρώντας με τον αριθμό των καναλιών για να προκύψει η ποσότητα *counts/channel*. Πολλαπλασιάζοντας αυτό τον αριθμό με τον αριθμό των καναλιών από την αρχή έως το κανάλι που αντιστοιχεί στη διακεκομμένη γραμμή, εξάγεται ο ζητούμενος αριθμός γεγονότων.
- $Y_{integrtaed}$  ο αριθμός των γεγονότων σχάσης που προκύπτει από το ολοκλήρωμα της κύριας περιοχής.

Ακολουθώντας την παραπάνω μέθοδο, ο λόγος των παραγόντων  $f_{amp}/f_{amp}^{ref}$  υπολογίστηκε ότι είναι κατά προσέγγιση 1, για τους στόχους  $^{233}\text{U}(n,f)$ ,  $^{234}\text{U}(n,f)$ ,  $^{235}\text{U}$  και  $^{237}\text{Np}$  σε όλες τις ενέργειες που ακτινοβολήθηκαν, όπως φαίνεται και στον πίνακα 4.1.

E <sub>n</sub> (MeV)	Λόγος Διορθωτικών Παραγόντων $f_{amp}/f_{amp}^{ref}$			
	$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{234}\text{U}$	$^{237}\text{Np}$
2.00	~1	1.01	~1	~1
2.50	~1	1.01	~1	~1
2.67	~1	1.01	~1	~1
2.78	~1	1.01	~1	~1
2.89	~1	~1	~1	~1
3.00	~1	1.01	~1	~1
3.50	~1	1.01	~1	~1
4.00	~1	1.01	~1	~1
4.34	~1	1.01	~1	~1

Πίνακας 3.1 : Τιμές λόγου διορθωτικού παράγοντα  $f_{amp}$



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

Όπως περιγράφηκε αναλυτικά στην ενότητα 3.2, μέρος των νετρονίων που φτάνουν στους στόχους εντός του θαλάμου με χαμηλότερη ενέργεια προέρχονται από σκέδαση νετρονίων σε υλικά της πειραματικής διάταξης. Ως αποτέλεσμα, κάποια από τα γεγονότα που καταγράφονται στους ανιχνευτές προέρχονται από παρασιτικά νετρόνια διαφορετικής ενέργειας από αυτά της κύριας δέσμης, κάτι που αλλοιώνει τα αποτελέσματα. Λόγω της έλλειψης διάταξης time-of-flight (ToF), με την οποία θα μπορούσαν να ταυτοποιηθούν τα παρασιτικά νετρόνια που έχουν μεγαλύτερο χρόνο πτήσης, χρησιμοποιούνται αντ' αυτού προσομοιώσεις Monte Carlo, μέσω του κώδικα MCNP5 [3].

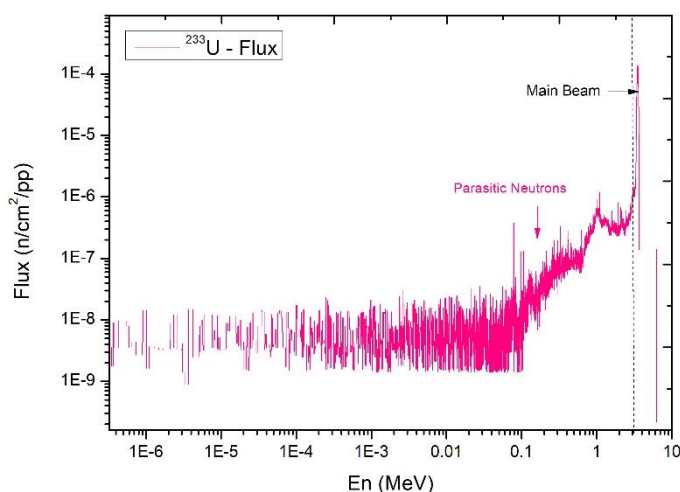
Συγκεκριμένα, ο υπολογισμός της συνεισφοράς στα γεγονότα σχάσης γίνεται μέσω του Reaction Rate (RR) του εκάστοτε στόχου σύμφωνα με τη σχέση :

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

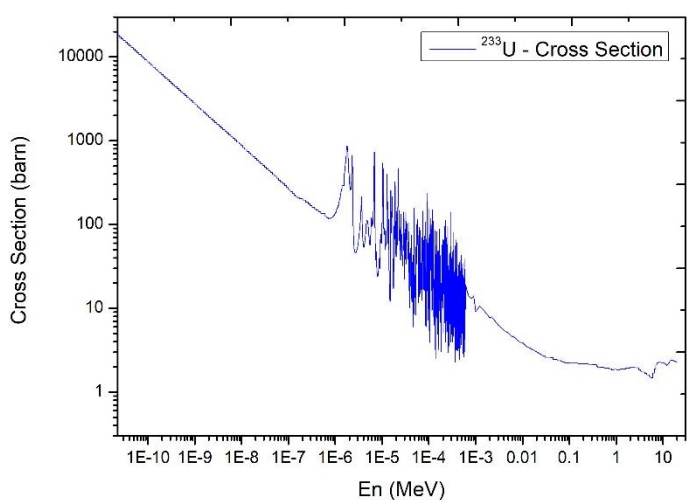
όπου :

- $\sigma_i^{ENDF}$  η εκάστοτε τιμή της ενεργού διατομής (n,f) όπως αυτή δίνεται από τη βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [8]
- $\Phi_i^{MCNP}$  η ροή του κάθε στόχου σύμφωνα με τις προσομοιώσεις που έγιναν μέσω του κώδικα MCNP5

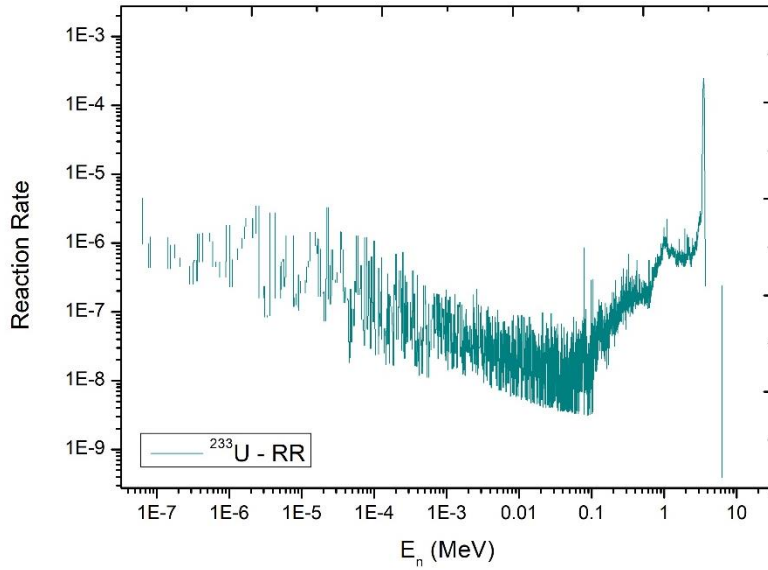
Στο σχήμα 4.4 φαίνονται (α) η ροή όπως προέκυψε από τον κώδικα MCNP5 για ενέργεια νετρονίων  $E_n = 3.5 \text{ MeV}$  και (β) η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{233}\text{U}(n,f)$  σύμφωνα με τη βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0. Μέσω της σχέσης 4.4 προέκυψε (γ) το Reaction Rate του στόχου  $^{233}\text{U}$  για την ίδια ενέργεια.



(α) Η ροή όπως υπολογίστηκε από το MCNP6 [3].



(β) Η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{233}\text{U}(n,f)$  όπως δίνεται από τη βιβλιοθήκη ENDF/B-VIII.0 [8].



(γ) Reaction Rate για το στόχο  $^{233}\text{U}$  για ενέργεια νετρονίων  $E_n = 3.5 \text{ MeV}$ .

Σχήμα 4.4

Για τον υπολογισμό του διορθωτικού παράγοντα  $f_{par}$  αρκεί να υπολογιστεί ο λόγος του αριθμού χρήσιμων γεγονότων σχάσης προς τον αριθμό γεγονότων που οφείλονται σε νετρόνια από παρασιτικές αντιδράσεις, που δίνεται από τη σχέση :

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

όπου :

- $\sum_{main\ peak} \sigma(E)\Phi(E)$  το RR για τα νετρόνια της κύριας δέσμης
- $\sum_{total} \sigma(E)\Phi(E)$  το συνολικό RR της αντίδρασης για όλες τις ενέργειες νετρονίων

Οι τιμές του διορθωτικού παράγοντα  $f_{par}$  για κάθε ενέργεια των στόχων ενδιαφέροντος παρουσιάζονται στον πίνακα 4.2.

$E_n$ (MeV)	Διορθωτικός Παράγοντας $f_{par}$			
	$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{234}\text{U}$	$^{23}\text{Np}$
2.00	0.86	0.87	0.92	0.92
2.50	0.89	0.88	0.92	0.92
2.67	0.88	0.88	0.92	0.92

2.78	0.88	0.88	0.92	0.92
2.89	0.88	0.88	0.92	0.92
3.00	0.88	0.89	0.92	0.92
3.50	0.86	0.86	0.88	0.88
4.00	0.86	0.87	0.90	0.89
4.34	0.86	0.86	0.88	0.88

Πίνακας 4.2 : Τιμές διορθωτικού παράγοντα  $f_{par}$

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

Γενικά, η διόρθωση dead time αναφέρεται στο χρονικό διάστημα που τα αναλογικά ηλεκτρονικά δεν επεξεργάζονται τα εισερχόμενα σήματα. Ο χρόνος επεξεργασίας του εισερχόμενου σήματος ονομάζεται *live time*, ενώ ο συνολικός χρόνος που το ανιχνευτικό σύστημα βρίσκεται σε λειτουργία ονομάζεται *real time*. Ο διορθωτικός παράγοντας δίνεται από το λόγο αυτών, ως :

$$f_{DT} = \frac{Live\ Time}{Real\ Time} \quad (4.6)$$

Ακολουθώντας την παραπάνω μέθοδο, ο παράγοντας  $f_{DT}$  υπολογίστηκε ότι κυμαίνεται μεταξύ των τιμών 1.00 και 1.06, για τους όλους τους στόχους ενδιαφέροντος σε όλες τις ενέργειες που ακτινοβολήθηκαν, όπως φαίνεται στον πίνακα 4.3. Στην περίπτωση του  $^{237}\text{Np}$ , παρατηρήθηκε ο συστηματικά ο μεγαλύτερος παράγοντας με τιμή  $f_{DT} = 1.06$ , γεγονός που υποδεικνύει ότι ο ADC δεν επεξεργαζόταν τα εισερχόμενα σήματα το 6% του συνολικού χρόνου, με αποτέλεσμα τα γεγονότα σχάσης που αντιστοιχούσαν σ αυτά να μην καταγραφούν.

$E_n$ (MeV)	Διορθωτικός Παράγοντας $f_{DT}$			
	$^{233}\text{U}$	$^{235}\text{U}$	$^{234}\text{U}$	$^{237}\text{Np}$
2.00	~1.02	~1.00	~1.00	~1.06
2.50	~1.02	~1.00	~1.00	~1.06
2.67	~1.02	~1.00	~1.00	~1.06
2.78	~1.02	~1.00	~1.00	~1.06
2.89	~1.02	~1.00	~1.00	~1.05
3.00	~1.02	~1.00	~1.00	~1.06
3.50	~1.02	~1.00	~1.00	~1.06
4.00	~1.02	~1.00	~1.00	~1.06
4.34	~1.02	~1.00	~1.00	~1.06

Πίνακας 4.3 : Τιμές διορθωτικού παράγοντα  $f_{DT}$

Λαμβάνοντας υπόψη τους διορθωτικούς παράγοντες που παρουσιάστηκαν αναλυτικά στις ενότητες 4.3.1-4.3.3, ο υπολογισμός της ενεργού διατομής περιγράφεται από τη σχέση 4.7 :

$$\sigma(E) = \frac{Y(E)}{Y^{ref}(E)} \cdot \frac{f_{amp} \cdot f_{par} \cdot f_{DT}}{f_{amp}^{ref} \cdot f_{par}^{ref} \cdot f_{DT}^{ref}} \cdot \frac{\Phi^{ref}(E)}{\Phi(E)} \cdot \frac{N^{ref}}{N} \cdot \sigma^{ref}(E) \quad (4.2)$$

#### 4.4 Υπολογισμός σφαλμάτων

##### 4.4.1 Εκτίμηση σφάλματος ενεργού διατομής

Το στατιστικό σφάλμα της ενεργού διατομής οφείλεται στο στατιστικό σφάλμα των γεγονότωνσχάσης  $Y$  και δίνεται από τη σχέση :

$$\delta\sigma_Y = \sqrt{\left(\frac{1}{Y^{ref}} \cdot \frac{\Phi^{ref}}{\Phi} \cdot \frac{N^{ref}}{N} \cdot \sigma^{ref} \cdot \delta Y\right)^2 + \left(-\frac{Y}{Y_{ref}^2} \cdot \frac{\Phi^{ref}}{\Phi} \cdot \frac{N^{ref}}{N} \cdot \sigma^{ref} \cdot \delta Y_{ref}\right)^2} \quad (4.7)$$

όπου  $\delta Y = \sqrt{Y}$ .

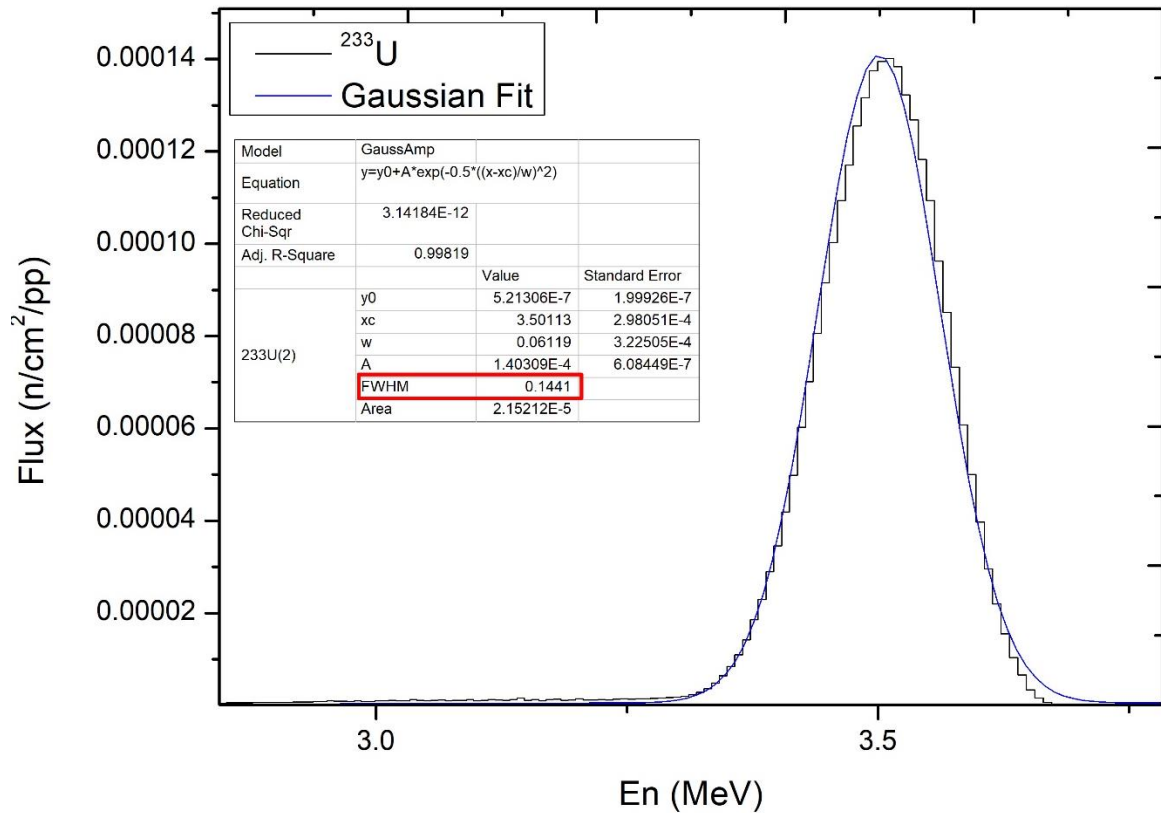
Το στατιστικό σφάλμα όλων των στόχων για κάθε ενέργεια δεν ξεπέρασε το 3% στις ενέργειες με καλή στατιστική και το 5% με χαμηλότερη στατιστική.

Όσον αφορά τους διορθωτικούς παράγοντες :

- Η αβεβαιότητα του διορθωτικού παράγοντα  $f_{amp}$  δεν ξεπερνά το 1% [19]
- Η αβεβαιότητα της διόρθωσης  $f_{par}$  είναι συστηματική και υπολογίζεται 2-3% [19]
- Η αβεβαιότητα για τη διόρθωση του dead time  $f_{DT}$  είναι τόσο μικρή που θεωρείται αμελητέα

##### 4.4.2 Εκτίμηση σφάλματος ενέργειας νετρονίων

Για τον υπολογισμό του σφάλματος της ενέργειας της δέσμης νετρονίων χρησιμοποιήθηκαν και πάλι τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων του κώδικα MCNP5 [3]. Συγκεκριμένα, έγινε προσαρμογή της καμπύλης της κύριας κορυφής ενέργειας όπως αυτή εξήχθη από την προσομοίωση, με μια συνάρτηση τύπου Gauss, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.5.



Σχήμα 4.5 : Προσαρμογή καμπύλης τύπου Gauss στην κύρια κορυφή της ροής νετρονίων του στόχου  $^{233}\text{U}$ .

Το σφάλμα της ενέργειας προκύπτει μέσω της σχέσης :

$$\delta E = \frac{FWHM}{2} \quad (4.8)$$



## Κεφάλαιο 5

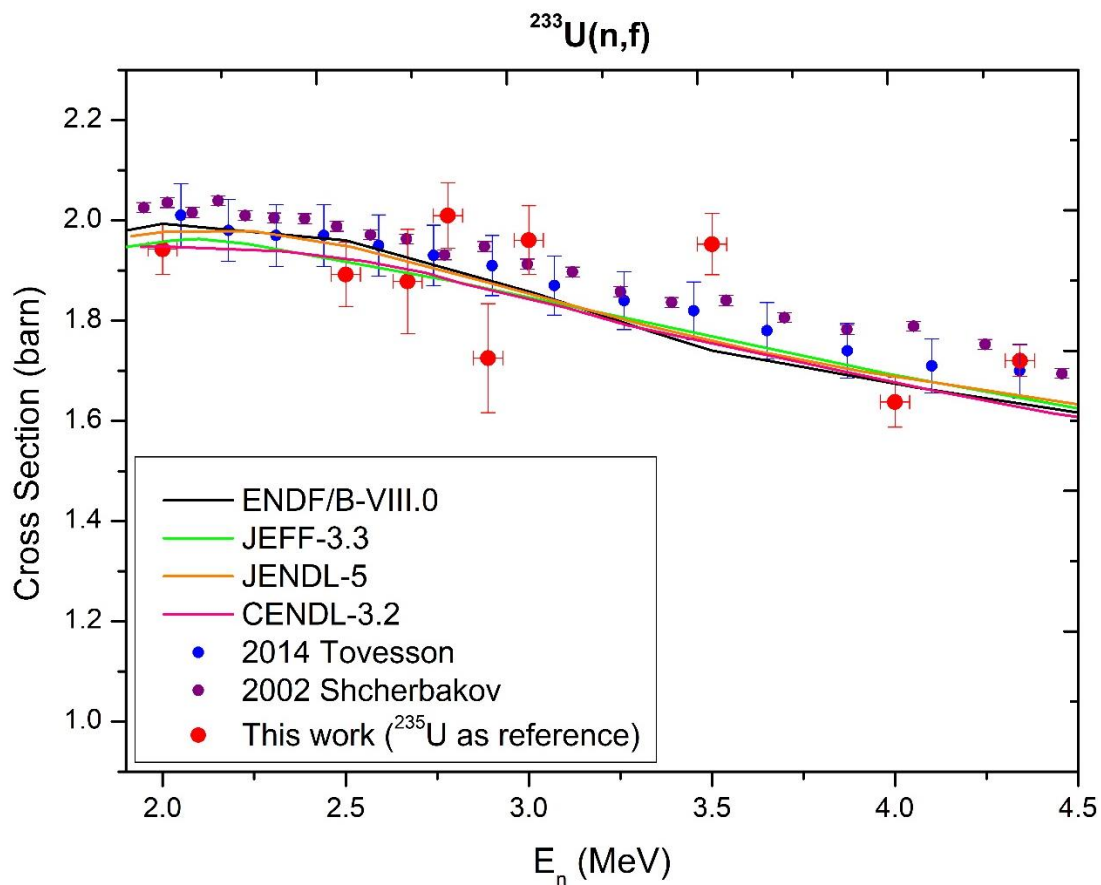
### Αποτελέσματα - Συμπεράσματα - Προοπτικές

Στα πλαίσια της εργασίας μετρήθηκε η ενεργός διατομή των αντιδράσεων σχάσης  $^{233}\text{U}(n,f)$  και  $^{234}\text{U}(n,f)$  για εννέα διαφορετικές ενέργειες νετρονίων στην ενεργειακή περιοχή  $E_n = 2 - 4.5 \text{ MeV}$ , με χρήση ανιχνευτών αερίου Micromegas. Ακολουθούν τα τελικά αποτελέσματα, παρατηρήσεις επί αυτών και τα μελλοντικά σχέδια για την παρούσα μελέτη.

#### 5.1 Αποτελέσματα

Βάσει των παραπάνω έγινε ο υπολογισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{233}\text{U}(n,f)$  με στόχο αναφοράς το  $^{235}\text{U}$ , μέσω της σχέσης 4.2. Στο σχήμα 5.1 εκτός από τα αποτελέσματα της παρούσας μελέτης παρουσιάζονται τα πρόσφατα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα της εν λόγω αντίδρασης στην ενεργειακή περιοχή  $E_n = 2 - 4.5 \text{ MeV}$  όπως αυτά προκύπτουν από τη βιβλιοθήκη EXFOR [7], καθώς και τα αξιολογημένα δεδομένα των βιβλιοθηκών ENDF/B-VIII.0 [8], JEFF-3.3 [9], JENDL-5 [10], CENDL-3.2 [20]. Όπως φαίνεται και στο υπόμνημα της εικόνας, με κόκκινο χρώμα παρουσιάζονται τα σημεία που προέκυψαν από την παρούσα εργασία, μαζί με το αντίστοιχο σφάλμα. Στον πίνακα 5.1 καταγράφονται οι ακριβείς τιμές της ενεργού διατομής με το αντίστοιχο σφάλμα όπως αυτό υπολογίστηκε στην ενότητα 4.4.

Ομοίως, υπολογίστηκε η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{234}\text{U}(n,f)$  με στόχο αναφοράς το  $^{237}\text{Np}$  και τα αποτελέσματα της μέτρησης παρουσιάζονται στο σχήμα 5.2 με κόκκινο χρώμα. Συνοδεύονται από τα πρόσφατα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα της εν λόγω αντίδρασης στην ίδια ενεργειακή περιοχή όπως αυτά δίνονται από τη βιβλιοθήκη EXFOR [6], καθώς και τα αξιολογημένα δεδομένα των βιβλιοθηκών ENDF/B-VIII.0 [8], TENDL-2021 [17], JENDL-5 [10]. Στον πίνακα 5.2 παρουσιάζονται οι ακριβείς τιμές της ενεργού διατομής με το αντίστοιχο σφάλμα όπως αυτό υπολογίστηκε στην ενότητα 4.4. Αξίζει να σημειωθεί ότι το σφάλμα των τιμών στις ενέργειες  $E_n = 2.67, 2.78, 2.89 \text{ MeV}$  είναι μεγαλύτερο καθώς οι μετρήσεις είχαν χειρότερη στατιστική από τις υπόλοιπες.

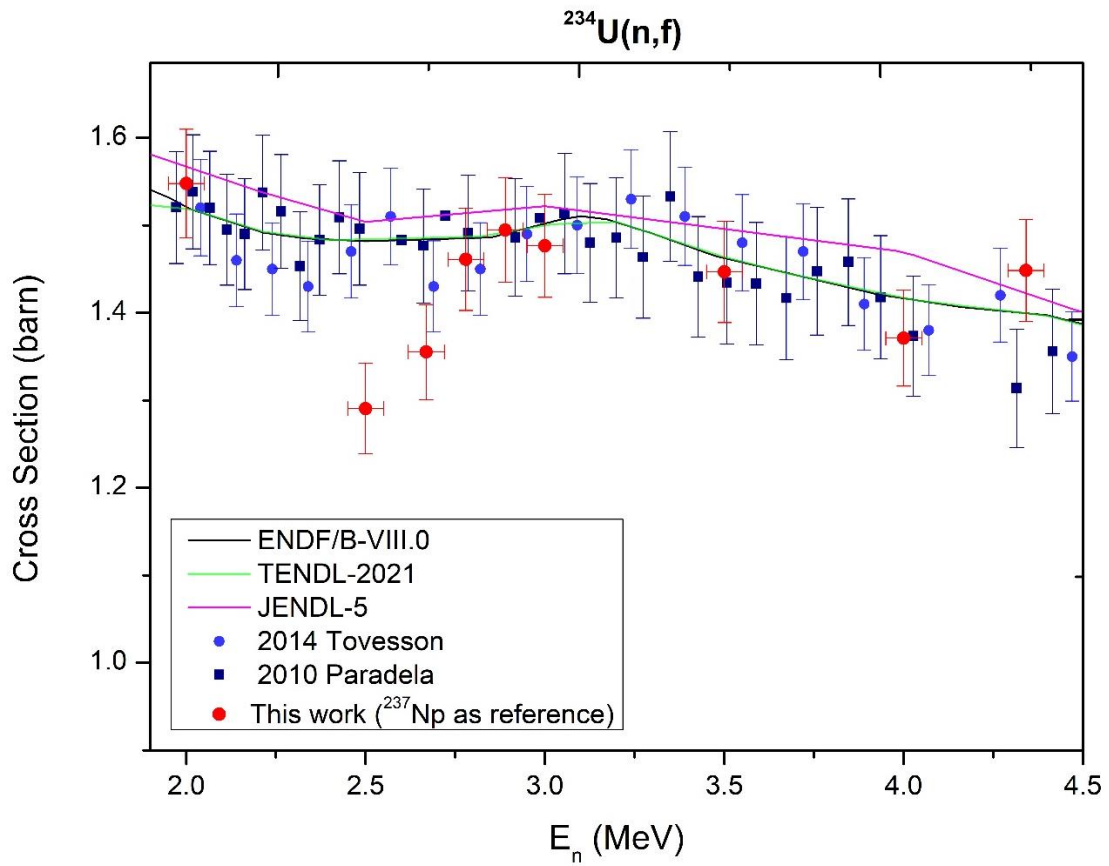


Σχήμα 5.1 : Αποτελέσματα της αντίδρασης  $^{233}\text{U}(n,f)$  με στόχο αναφοράς το  $^{235}\text{U}$ .

Τελικά αποτελέσματα της αντίδρασης $^{233}\text{U}(n,f)$	
$E_n$ (MeV)	$\sigma \pm \delta\sigma$ (barn)
2.00	$1.94 \pm 0.05$
2.50	$1.89 \pm 0.06$
2.67	$1.88 \pm 0.10$
2.78	$2.01 \pm 0.11$
2.89	$1.73 \pm 0.07$
3.00	$1.96 \pm 0.06$
3.50	$1.95 \pm 0.06$
4.00	$1.64 \pm 0.05$
4.34	$1.72 \pm 0.03$

Πίνακας 5.1 : Τελικές τιμές της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{233}\text{U}(n,f)$ .





Σχήμα 5.2 : Αποτελέσματα της αντίδρασης  $^{234}\text{U}(n,f)$  με στόχο αναφοράς το  $^{237}\text{Np}$ .

Τελικά αποτελέσματα της αντίδρασης $^{234}\text{U}(n,f)$	
$E_n$ (MeV)	$\sigma \pm \delta\sigma$ (barn)
2.00	$1.55 \pm 0.06$
2.50	$1.29 \pm 0.06$
2.67	$1.36 \pm 0.10$
2.78	$1.46 \pm 0.08$
2.89	$1.49 \pm 0.13$
3.00	$1.48 \pm 0.07$
3.50	$1.45 \pm 0.07$
4.00	$1.37 \pm 0.07$
4.34	$1.45 \pm 0.05$

Πίνακας 5.1 : Τελικές τιμές της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{234}\text{U}(n,f)$ .

## 5.2 Συμπεράσματα

Όσον αφορά τα αποτελέσματα της μέτρησης της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{233}\text{U}(n,f)$  παρατηρούμε ότι για τις περισσότερες ενέργειες νετρονίων ( $E_n = 2.00, 2.50, 2.67, 4.00, 4.34 \text{ MeV}$ ) υπάρχει καλή συμφωνία μεταξύ των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από την παρούσα μελέτη και των πρόσφατων πειραματικών δεδομένων. Συγκεκριμένα, τα σημεία αυτά συμφωνούν στα όρια του εκάστοτε σφάλματος που υπολογίστηκε στην ενότητα 4.4, επιβεβαιώνοντας έτσι την εγκυρότητα των πειραματικών μετρήσεων που έγιναν. Οι κεντρικές τιμές των πειραματικών σημείων παρουσιάζουν μέγιστη απόκλιση 7% από την αντίστοιχη τιμή της ENDF/B-VIII.0 [8]. Το στατιστικό σφάλμα δεν ξεπερνάει το 3% στις ενέργειες με καλή στατιστική και το 5% με χαμηλότερη στατιστική.

Συγκεκριμένα για τις τρεις πρώτες ενέργειες νετρονίων ( $E_n = 2.00, 2.50, 2.67 \text{ MeV}$ ) υπάρχει εξαιρετική συμφωνία των αποτελεσμάτων που προκύπτουν από την παρούσα μέτρηση και των αξιολογημένων δεδομένων ιδιαίτερα των βιβλιοθηκών JEFF-3.3 [9], CENDL-3.2 [20], με το ποσοστό απόκλισης να μην ξεπερνάει το 0.5%. Για τις ίδιες ενέργειες η απόκλιση από τις βιβλιοθήκες ENDF/B-VIII.0, JENDL-5 [10] δεν ξεπερνάει το 2%.

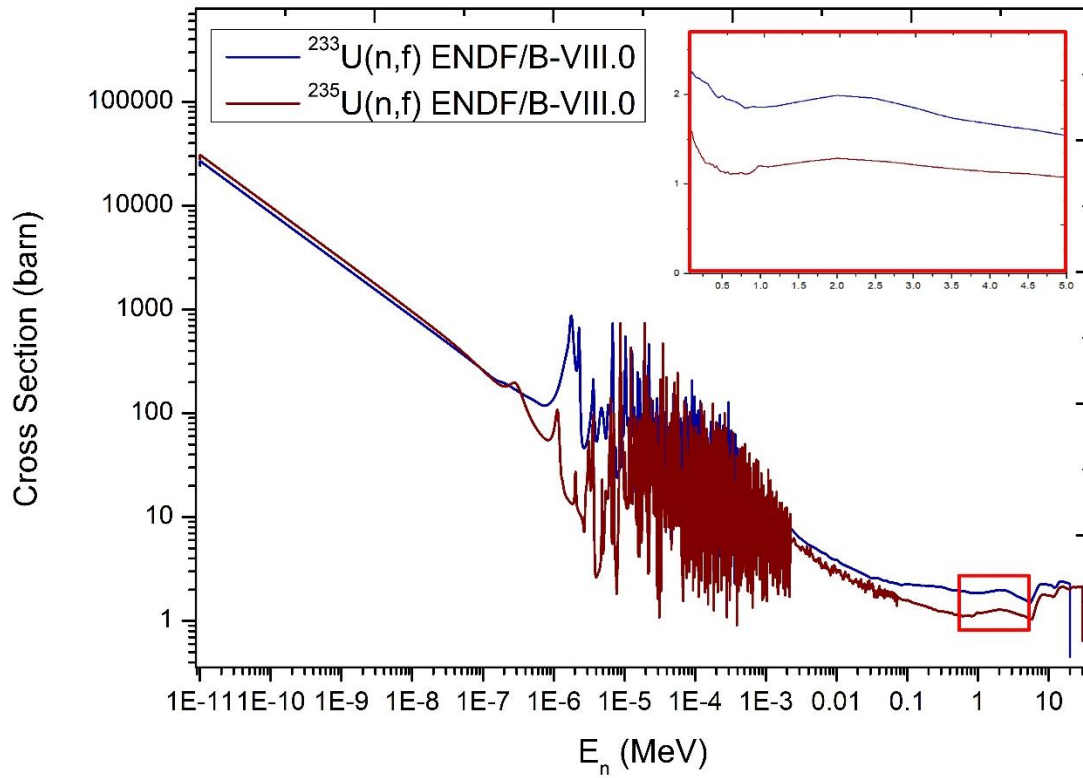
Όσον αφορά τις επόμενες τέσσερις ενέργειες νετρονίων η απόκλιση που παρουσιάζουν από τα πρόσφατα πειραματικά δεδομένα αλλά και από τις βιβλιοθήκες μπορεί να αποδοθεί σε παρασιτικά νετρόνια που ενδέχεται να επηρεάσουν τόσο την αντίδραση που εξετάζεται, όσο και την αντίδραση του στόχου αναφοράς. Συγκεκριμένα, όταν ο στόχος δεχθεί νετρόνια διαφορετικής ενέργειας από αυτή της κύριας δέσμης (βλ. ενότητα 3.3), είναι πιθανόν να προκληθεί σχάση, τα προϊόντα της οποίας θα προσμετρηθούν από τα ανιχνευτικά συστήματα. Αφού δεν υπάρχει δυνατότητα να διαχωριστούν τα παρασιτικά νετρόνια από τα νετρόνια που παράγονται στη ζητούμενη ενέργεια, δεν υφίσταται και διαχωρισμός των γεγονότων σχάσης που καταγράφονται στους ανιχνευτές. Επομένως καταγράφονται επιπλέον γεγονότα από αυτά που έχει προκαλέσει η κύρια δέσμη. Αυτό όμως δεν συνεπάγεται απαραίτητα ότι τα παρασιτικά νετρόνια θα επηρεάσουν το λόγο των Yield της σχέσης 4.2, κι επομένως τη μέτρηση συνολικά. Αν ο λόγος των ενεργών διατομών του μετρούμενου και του στόχου αναφοράς που προκαλούνται λόγω της κύριας δέσμης είναι ίδιος με τον αντίστοιχο λόγο που προκαλείται από παρασιτικά νετρόνια χαμηλότερης ενέργειας, τότε η μέτρηση δεν επηρεάζεται. Στη περίπτωση των ενεργειών  $E_n = 2.78, 2.89, 3.00, 3.50 \text{ MeV}$  φαίνεται ότι ο πρώτος λόγος διαφέρει από το δεύτερο, με αποτέλεσμα να αποκλίνουν οι τιμές από τις πραγματικές.

Ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι δύο τελευταίες ενέργειες ( $E_n = 4.00, 4.34 \text{ MeV}$ ) όπου παρατηρείται εκ νέου σύγκλιση των αποτελεσμάτων με τις βιβλιοθήκες και τα πειραματικά δεδομένα. Το γεγονός αυτό επιβεβαιώνει την παραπάνω υπόθεση περί παρασιτικών νετρονίων, καθώς φαίνεται ότι οι λόγοι των ενεργών διατομών που προαναφέρθηκαν, είναι ίδιοι ή σχεδόν ίδιοι.

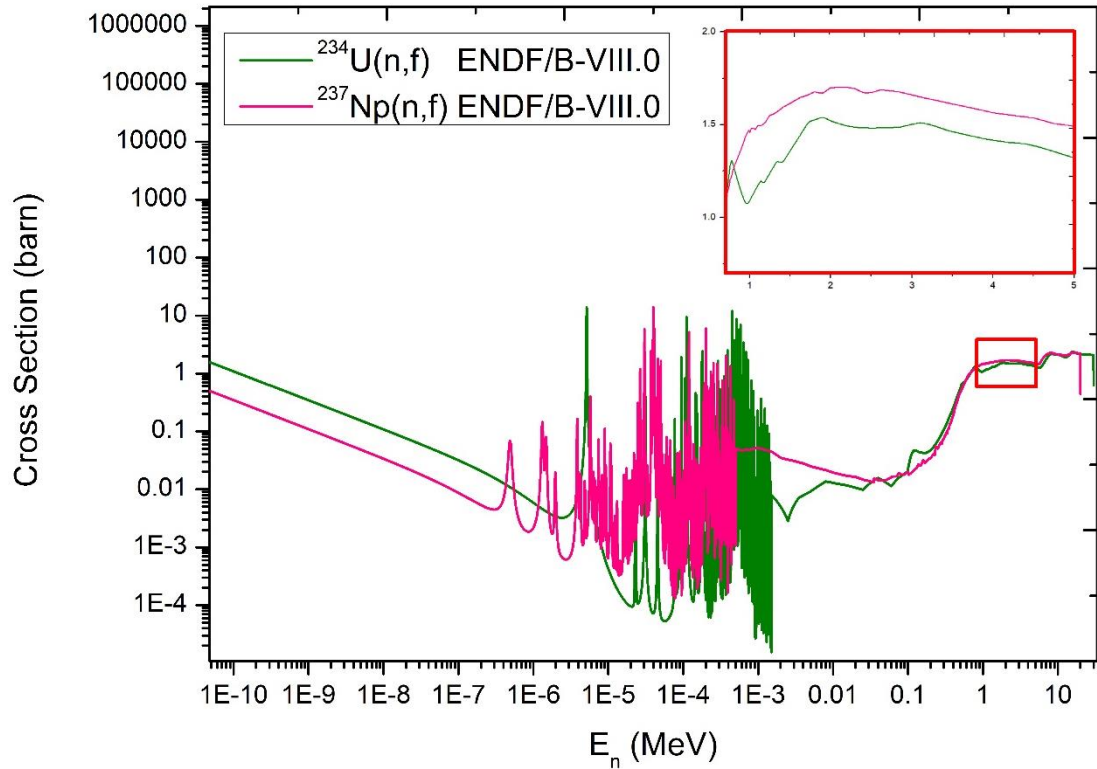
Ακόμα και έπειτα από τη μελέτη των παρασιτικών αντιδράσεων που έγινε στην ενότητα 3.2, η ενέργεια των νετρονίων που προκύπτουν δεν μπορεί να καθοριστεί με απόλυτη ακρίβεια, πόσο μάλλον ο λόγος των ενεργών διατομών δύο ισοτόπων που προκαλείται από αυτά. Τελικά, λόγω της έλλειψης εγκαταστάσεων time-of-flight (ToF) δεν είναι δυνατόν να υπολογισθεί με ακρίβεια η ζητούμενη ενέργεια των νετρονίων που παράγονται από παρασιτικές αντιδράσεις και συνεπώς της τιμής της ενεργού διατομής σχάσης που προκαλούν στους στόχους.

Όσον αφορά τα αποτελέσματα της μέτρησης της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{234}\text{U}(n,f)$  παρατηρούμε ότι για τις περισσότερες ενέργειες νετρονίων ( $E_n = 2.00, 2.78, 2.89, 3.00, 3.50, 4.00, 4.34 \text{ MeV}$ ) υπάρχει εξαιρετική συμφωνία μεταξύ των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από την παρούσα μελέτη και των πρόσφατων πειραματικών δεδομένων. Η ποσοστιαία απόκλιση από τις βιβλιοθήκες ENDF/B-VIII.0 [8], TENDL-2021 [17] δεν ξεπερνάει το 3.5%.

Στόχος ήταν να μετρηθεί ισότοπο με υψηλό ενεργειακό κατώφλι, οπότε χρησιμοποιήθηκε στόχος αναφοράς με αντίστοιχα μεγάλο ενεργειακό κατώφλι, ώστε να επηρεάζονται με τον ίδιο ή παραπλήσιο τρόπο από τα παρασιτικά νετρόνια μεγαλύτερης ενέργειας. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 5.4 και οι δύο αντιδράσεις εμφανίζουν παρόμοια μορφή με μικρή τιμή ενεργού διατομής στις χαμηλές ενέργειες και η εν λόγω μέτρηση έγινε σε ενεργειακή περιοχή μετά από το κατώφλι. Παρ' όλ' αυτά, η απόκλιση των ενεργειών  $E_n = 2.50, 2.67 \text{ MeV}$  έως και 15% από την ENDF/B-VIII.0 εκτιμάται ότι οφείλεται σε παρασιτικά νετρόνια.



Σχήμα 5.3 : Σύγκριση της μορφής της ενεργού διατομής των αντιδράσεων  $^{233}\text{U}(n,f)$  και  $^{235}\text{U}(n,f)$ .



Σχήμα 5.4 : Σύγκριση της μορφής της ενεργού διατομής των αντιδράσεων  $^{234}\text{U}(n,f)$  και  $^{237}\text{Np}(n,f)$ .

### 5.3 Προοπτικές

Στα μελλοντικά σχέδια περιλαμβάνονται :

1. Χρήση προσομοιώσεων Monte Carlo με κώδικες MCNP5 [3] και GEANT4 [21] για τον ακριβή προσδιορισμό των παρασιτικών νετρονίων που παράγονται από αντιδράσεις (p,n) με τα υλικά του στόχου και της γραμμής μεταφοράς.
2. Μέτρηση ενεργών διατομών αντιδράσεων νετρονίων σε ισότοπα με υψηλό ενεργειακό κατώφλι στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος», με χρήση της αντίδρασης  ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ , ώστε να εμπλουτιστούν προηγούμενες μετρήσεις από την ομάδα Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π. .
3. Χρήση θεωρητικών μοντέλων μέσω του κώδικα EMPIRE [22] και σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα, για τη βελτιστοποίηση παραμέτρων.
4. Μέτρηση επιπλέον πειραματικών ενεργών διατομών για την αντίδραση  ${}^{233}\text{U}(n,f)$  σε περισσότερες ενέργειες νετρονίων με χρήση εγκατάστασης time-of-flight, για τον προσδιορισμό των παρασιτικών νετρονίων που παράγονται.
5. Εγκατάσταση συστήματος ToF στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» για να γίνει δυνατός ο ακριβής προσδιορισμός της ροής των παρασιτικών νετρονίων χαμηλών ενεργειών.



## Βιβλιογραφία

- [1] E. Birgersson et al., «Technical Report, EUR 23794 EN» *European Commission*, 2009.
- [2] J. 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* , Τόμ. 268:1818-1823, 2010.
- [3] T. Goorley et al., «Initial MCNP6 Release Overview» *Nuclear Technology* , τόμ. 180, 2012.
- [4] Generation IV International Forum, «[https://www.gen-4.org/gif/upload/docs/application/pdf/2013-10/gif\\_egthoriumpaperfinal.pdf](https://www.gen-4.org/gif/upload/docs/application/pdf/2013-10/gif_egthoriumpaperfinal.pdf)».
- [5] [https://www.oecd-nea.org/jcms/pl\\_33830/accelerator-driven-systems-ads-and-fast-reactors-fr-in-advanced-nuclear-fuel-cycles?details=true](https://www.oecd-nea.org/jcms/pl_33830/accelerator-driven-systems-ads-and-fast-reactors-fr-in-advanced-nuclear-fuel-cycles?details=true)
- [6] 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* , Τόμ. 120:272-276, 2014.
- [7] 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* , Τόμ. 888:31-43, 2018.
- [8] D. A. Brown et al., «ENDF/B-VIII.0: The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-project Cross Section, New Standards ant Thermal Scattering Data» *Nuclear Data Sheets*, Τόμ. 148:1-142, 2018.
- [9] A. Plompen et al., «The joint evaluated fission and fusion nuclear data library, JEFF-3.3» *The European Physical Journal A* , τόμ. 56, 2020.
- [10] O. Iwamoto, N. Iwamoto, S. Kunieda, F. Minato, S. Nakayama, Y. Abe, et al., « Japanese evaluated nuclear data library version 5: JENDL-5» *J. Nucl. Sci. Technol.*, 2023.
- [11] A. Laptev & T. S. Hil, F. Tovesson, «Fast Neutron–Induced Fission Cross Sections of 233, 234, 236, 238U up to 200 MeV» *Nuclear Science and Engineering*, 2014.
- [12] O. Shcherbakov, A. Donets, A. Evdokimov, A. Fomichev, T. Fukahori, A. Hasegawa. A. Laptev, et al., «Neutron-Induced Fission of 233U, 238U, 232Th, 239Pu, 237Np, natPb and 209Bi Relative to 235U in the Energy Range 1-200 MeV» *Journal of Nuclear Science and Technology*, 2002.
- [13] <https://www.mdpi.com/2076-3417/11/12/5362>
- [14] J. Cetnar, «General solution of Bateman equations for nuclear transmutations» *Annals of Nuclear Energy*, τόμ. 33, αρ. 7, pp. 640-645, 2006.
- [15] S. Cierjacks, *Neutron Sources for Basic Physics and Applications*, 1983.
- [16] H. Liskien et al., «Neutron production cross section and energies for the reactions T(p, n)3He, D(d, n)3He and T(d, n)4He» *Nuclear Data Tables*, Τόμ. 11:569-619, 1973.
- [17] A.J. Koning, D. Rochman, J. Sublet, N. Dzysiuk, M. Fleming, and S. van der Mark « TENDL: Complete Nuclear Data Library for Innovative Nuclear Science and Technology» *Nuclear Data Sheets* , τόμ.155 , 2021.
- [18] S. P. Simakov et al., «Nonmonoenergety of Neutron Source Based on the Solid Tritium Target» *XIV International Workshop on Nuclear Fission Physics*.
- [19] G. Gkatis, V. Michalopoulou, S. Chasapoglou, R. Vlastou, M. Kokkoris, M. Axiotis & A. Lagogiannis , «Study of the 3H(p,n)3He neutron producing reaction at N.C.S.R. “Demokritos” – Application on the 232Th(n,f) reaction,» *HNPS Advances in Nuclear Physics*, Τόμ. 228-233, 2022.
- [20] Y. Hongwei, Z. Youxiang, L. Tingjin, Z. Jingshang, L. Ping, W. Haicheng, Z. Zhixiang & X. H. Ge Zhigang, «The updated version of Chinese Evaluated Nuclear Data Library

(CENDL-3.1) and China nuclear data evaluation activities» *International Atomic Energy Agency (IAEA)*, 2010.

- [21] S. Agostinelli et al., «GEANT4-a simulation toolkit» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Τόμ. 506:250-303, 2003.
- [22] M. Herman et al., «EMPIRE: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation» *Nuclear Data Sheets*, Τόμ. 108:2655-2715, 2007.
- [23] N.Wheeler, J. A. BOHR, «The Mechanism of Nuclear Fission» *Physical Review*, τόμ. 56, 1939.
- [24] V. Strutinsky-Kurchatov, Shell effects in nuclear masses and deformation energies.
- [25] K. Krane, *Introductory Nuclear Physics*.
- [26] [https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-78675-5\\_6](https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-3-030-78675-5_6)