



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών
και Φυσικών Επιστημών
Τομέας Φυσικής

Μεταπτυχιακή Εργασία

**Μέτρηση ενεργού διατομής
αντίδρασης σχάσης $^{234}\text{U}(n, f)$ με
ανιχνευτές MicroMegas**

Κανελλακόπουλος Αναστάσιος

Επιβλέπων: Μιχαήλ Κόκκορης,
Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα, 2016



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών
και Φυσικών Επιστημών
Τομέας Φυσικής

Μεταπτυχιακή Εργασία

Μέτρηση ενεργού διατομής αντίδρασης σχάσης $^{234}\text{U}(n, f)$ με ανιχνευτές MicroMegas

Κανελλακόπουλος Αναστάσιος

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή

.....
Μιχαήλ Κόκκορης
Αν. Καθηγητής ΕΜΠ

.....
Ρόζα Βλαστού - Ζάννη
Καθηγήτρια ΕΜΠ

.....
Θεόδωρος Μερτζιμέκης
Επ. Καθηγητής ΕΚΠΑ

*Στην μητέρα μου, τον πατέρα μου
και τις μικρές μου αδερφές.*

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω, αρχικά τους υποψήφιους διδάκτορες Θάνο Σταματόπουλο και Αντιγόνη Καλαμαρά για τον χρόνο που αφιέρωσαν τόσο για την εκπαίδευσή μου όσο και για την βοήθειά τους στις δυσκολίες της ολοκλήρωσης αυτής της εργασίας.

Στη συνέχεια, να ευχαριστήσω από καρδιάς τον Αν. Καθηγητή Μιχάλη Κόκκορη και την Καθηγήτρια Ρόζα Βλαστού για την αμέριστη συμπαράστασή τους και την εμπιστοσύνη που μου έδειξαν κατά την διάρκεια των μεταπτυχιακών μου σπουδών αλλά και για τις πολύτιμες συμβουλές τους όχι μόνο σε ακαδημαϊκά ζητήματα αλλά και σε γενικά θέματα. Υπήρξαν κάτι παραπάνω από καθηγητές σε όλη αυτή τη διαδικασία.

Ευχαριστώ ειλικρινά όλα τα μέλη της ομάδας Πυρηνικής Φυσικής που με αγκάλιασαν σαν οικογένεια και έκαναν την διαμονή μου σε αυτή ευχάριστη και πάντα θα αποτελούν μια γλυκιά ανάμνηση.

Φυσικά, δεν μπορεί να λείπει από τις ευχαριστίες η καλή μου φίλη Βαρβάρα Λαγάκη που ανεχόταν όλες μου τις γκρίνιες και τους προβληματισμούς μου αλλά πάντα φρόντιζε να με στηρίζει με καλή διάθεση.

Ένα ευχαριστώ θα ήθελα επίσης, να απευθύνω στο προσωπικό του εργαστηρίου Επιταχυντού του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής στο ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”.

Τέλος, θέλω να ευχαριστήσω τον Επικ. Καθηγητή Θεοδωρή Μερτζιμέκη για την καθοδήγησή που μου έχει προσφέρει από την αρχή της πορείας μου μέχρι σήμερα που χωρίς την ενθάρρυνσή του δεν θα ήμουν στη θέση αυτή σήμερα.

Περιεχόμενα

| | |
|---|-----------|
| Abstract | v |
| Περίληψη | vi |
| 1 Εισαγωγή | 1 |
| 2 Προετοιμασία πειράματος | 4 |
| 2.1 Ανιχνευτές MicroMegas | 4 |
| 2.1.1 Αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή MicroMegas | 5 |
| 2.1.2 Κατασκευή ανιχνευτών MicroMegas | 7 |
| 2.1.3 Αέριο ανιχνευτή MicroMegas | 8 |
| 2.1.4 Διάταξη ανιχνευτών MicroMegas | 9 |
| 2.1.5 Διαπερατότητα ανιχνευτή MicroMegas | 9 |
| 2.1.6 Ενίσχυση ανιχνευτή MicroMegas | 12 |
| 2.2 Στόχοι Ουρανίου | 14 |
| 2.2.1 Κατασκευή στόχων Ουρανίου | 14 |
| 2.2.2 Μέτρηση μάζας στόχων | 15 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 2.3 | Αντιδράσεις παραγωγής νετρονίων | 18 |
| 2.3.1 | Η αντίδραση ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ | 18 |
| 2.3.2 | Κατασκευή πηγής ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ | 20 |
| 2.3.3 | Η πηγή νετρονίων ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ | 22 |
| 2.3.4 | Χρήση πηγής ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ | 22 |
| 3 | Πειραματική διάταξη | 25 |
| 3.1 | Ο επιταχυντής | 25 |
| 3.1.1 | Η πηγή | 25 |
| 3.1.2 | Η δεξαμενή του επιταχυντή | 26 |
| 3.1.3 | Επιλογή δέσμης | 26 |
| 3.2 | Η γραμμή μεταφοράς | 28 |
| 3.3 | Ο πειραματικός θάλαμος | 29 |
| 3.4 | Ηλεκτρονικά | 31 |
| 4 | Ανάλυση πειραματικών δεδομένων | 33 |
| 4.1 | Ενεργός διατομή σχάσης | 33 |
| 4.2 | Υπολογισμός ενεργού διατομής σχάσης στην περιοχή των εκατοντάδων keV | 34 |
| 4.2.1 | Υπολογισμός πάχους στόχου LiF και μέσης ενέργειας δέσμης νετρονίων | 35 |
| 4.2.2 | Αριθμός γεγονότων στο φάσμα της σχάσης Y^i | 37 |
| 4.2.3 | Μάζα στόχων M^i | 41 |
| 4.2.4 | Χρόνος μέτρησης φάσματος t_{live}^i | 41 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 4.2.5 | Παράγοντας διόρθωσης γεωμετρίας στόχου f_M | 41 |
| 4.2.6 | Γεωμετρικός παράγοντας διόρθωσης της ροής f_{geo} | 42 |
| 4.2.7 | Διορθωτικός παράγοντας του αριθμού των γεγονότων f_Y^i | 43 |
| 4.3 | Υπολογισμός ενεργού διατομής σχάσης στην περιοχή των MeV | 48 |
| 4.3.1 | Αριθμός γεγονότων στο φάσμα της σχάσης Y^i | 49 |
| 4.3.2 | Γεωμετρικός παράγοντας διόρθωσης της ροής f_{geo} | 49 |
| 4.3.3 | Διορθωτικός παράγοντας του αριθμού των γεγονότων f_Y^i | 50 |
| 4.3.4 | Διορθωτικός παράγοντας του αριθμού των γεγονότων f_{par}^i | 50 |
| 5 | Αποτελέσματα και συμπεράσματα | 53 |
| 5.1 | Αποτελέσματα | 53 |
| 5.1.1 | Αποτελέσματα ενεργού διατομής σχάσης στην περιοχή των εκατοντάδων keV | 53 |
| 5.1.2 | Αποτελέσματα ενεργού διατομής σχάσης στην περιοχή των MeV | 54 |
| 5.2 | Συμπεράσματα | 56 |
| 5.3 | Μελλοντικές προοπτικές | 58 |
| | Βιβλιογραφία | 59 |

Abstract

The fission cross section of ^{234}U was measured at incident neutron energies between 450 and 650 *keV* and 6.5 and 10 *MeV* with a setup based on “microbulk” MicroMegas detectors. The standard ^{235}U fission cross sections were used as reference. The neutron beams were produced via the $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ and the $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ reactions at the neutron beam facility of the 5.5 *MeV* Tandem accelerator laboratory at NCSR “Demokritos”. An extended study of the neutron beam spectra was performed coupling the NeuSDesc and MCNP codes.

Περίληψη

Η ενεργός διατομή σχάσης του ^{234}U μετρήθηκε σε ενέργεια πρόσπτωσης νετρονίων ανάμεσα στα 450 και 650 keV και 6.5 και 10 MeV με μια διάταξη βασισμένη στον ανιχνευτή “microbulk” MicroMegas. Η σχάση του ^{235}U από ταχέα νετρόνια χρησιμοποιήθηκε ως αντίδραση αναφοράς με γνωστή ενεργό διατομή, ως προς την οποία προσδιορίστηκαν τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας. Οι δέσμες νετρονίων παράχθηκαν μέσω των αντιδράσεων $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ και $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ στο εργαστήριο του 5.5 MeV επιταχυντή Tandem του ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”. Εφαρμόζοντας τον συνδυασμό των κωδίκων NeuSDesc and MCNP έγινε μια εκτενής μελέτη του ενεργειακού φάσματος της δέσμης νετρονίων.

Κεφάλαιο 1

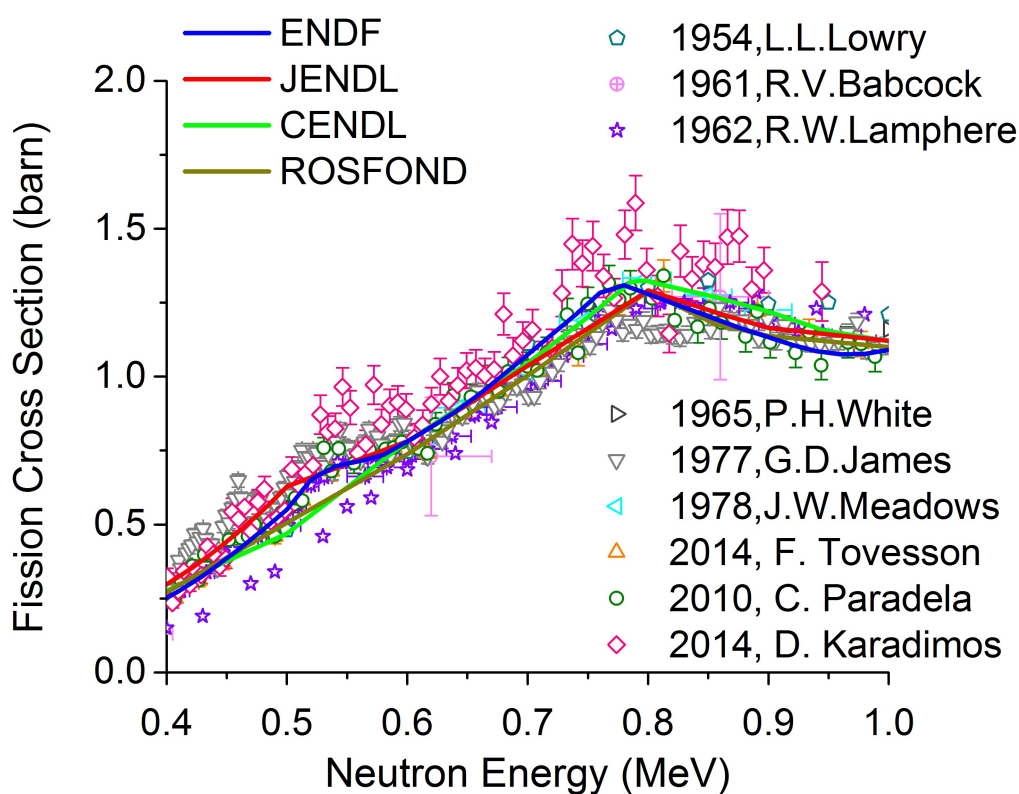
Εισαγωγή

Ένα από τα μεγαλύτερα προβλήματα του 21ου αιώνα είναι αναμφίβολα η συνεχώς αυξανόμενη ανάγκη για ενέργεια. Υπάρχουν πολλές εναλλακτικές μορφές ενέργειας και μια γενικότερη στροφή προς τις πράσινες μορφές ενέργειας. Παρ' όλα αυτά αυτές οι μορφές ενέργειας δεν μπορούν να επιλύσουν επί του παρόντος προβλήματα που απαιτούν μεγάλη ισχύ. Για το λόγο αυτό, οι σταθμοί ηλεκτροπαραγωγής υψηλής ισχύος βασίζονται αποκλειστικά, είτε στην καύση υδρογονανθράκων (η οποία επιβαρύνει σημαντικά το περιβάλλον) είτε στην πυρηνική σχάση (όπου όμως εμφανίζει σημαντικά προβλήματα παραγωγής και ασφαλούς αποθήκευσης μακρόβιων ραδιενεργών καταλοίπων).

Μια εναλλακτική πρόταση η οποία θα μπορούσε να οδηγήσει στην επίλυση του προβλήματος που αφορά στα θερμοπυρηνικά εργοστάσια, θα ήταν ο αυτοτροφοδοτούμενος συνδυασμός επιταχυντή και αντιδραστήρα, ο επονομαζόμενος “*Energy Amplifier*” (Ενισχυτής Ενέργειας) ο οποίος θα ανακύκλωνε παραγωγικά τα μακρόβια ραδιενεργά κατάλοιπα. Για τη μελέτη της βιωσιμότητας αυτής της φιλόδοξης ιδέας όμως, είναι απαραίτητη η ύπαρξη πειραματικών δεδομένων ακριβείας ενεργών διατομών σχάσης προκαλούμενης κυρίως από νετρόνια σε ακτινίδες αλλά και σε όλα τα ισότοπα του ουρανίου.

Στα πλαίσια αυτά, η παρούσα εργασία προσπαθεί να συμβάλλει στη μελέτη της σχάσης του ^{234}U . Το ^{234}U παίζει ένα μικρό ρόλο στον κύκλο του ^{235}U που είναι το καύσιμο των συμβατικών θερμοπυρηνικών αντιδραστήρων, αλλά είναι σημαντικό στον κύκλο του ^{232}Th που αποτελεί το καύσιμο στους προτεινόμενους Ενι-

σχυτές Ενέργειας. Ταυτόχρονα, τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα της ενεργού διατομής σχάσης του ^{234}U καλύπτουν συνήθως περιορισμένες ενεργειακές περιοχές και εμφανίζουν σημαντικές διαφορές μεταξύ τους. Πιο πρόσφατες μετρήσεις από τους Paradelo et al. (2010)[1] και Karadimos et al. (2014)[2] στο n_TOF του CERN και του Tovesson et al. (2014)[3] στο LANSCE του Los Alamos National Laboratory είναι γενικά σε καλή συμφωνία μεταξύ τους αλλά διαφέρουν από τα παλιότερα πειραματικά δεδομένα του James et al. (1977)[4]. Επιπλέον τα δεδομένα του Karadimos et al. είναι συστηματικά υψηλότερα, κυρίως στην περιοχή $0.5 - 1 \text{ MeV}$, αλλά και σε υψηλότερες ενέργειες νετρονίων.



Σχήμα 1.1: Ενεργός διατομή της σχάσης ^{234}U προκαλούμενη από νετρόνια στην ενεργειακή περιοχή $0.4 - 1 \text{ MeV}$. Περιλαμβάνονται τα πιο πρόσφατα πειραματικά και αξιολογημένα δεδομένα από την βάση δεδομένων ENDF. [5, 6, 7, 8]

Για το λόγο αυτό, η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{234}\text{U}(n, f)$ μετρήθηκε για ενέργειες νετρονίων στις περιοχές $450 - 650 \text{ keV}$ και $6.5 - 10 \text{ MeV}$ με μία πειραματική διάταξη βασισμένη σε ανιχνευτές “microbulk” MicroMegs και τα

ίδια δείγματα που προηγουμένως είχαν χρησιμοποιηθεί στο πείραμα n_TOF του CERN (Karadimos et al.). Η αντίδραση $^{235}\text{U}(n, f)$ χρησιμοποιήθηκε ως αντίδραση αναφοράς και οι (ημι-) μονοενεργειακές δέσμες νετρονίων παράχθηκαν από τις αντιδράσεις $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ και $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ στην εγκατάσταση δέσμης νετρονίων του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής και Στοιχειωδών Σωματιδίων στο Εθνικό Κέντρο Έρευνας Φυσικών Επιστημών “Δημόκριτος”.

Στα πλαίσια αυτής της εργασίας έγινε μια εκτενής μελέτη των ενεργειακών φασμάτων νετρονίων που παράγονται στην πηγή και προσκρούουν στους στόχους με τον συνδυασμό των λογισμικών NeuSDesc και MCNP, λαμβάνοντας υπόψιν την διασπορά ενέργειας (energy spread), την απώλεια ενέργειας (energy loss) και τον ενεργειακό και χωρικό διασκεδασμό (energy and angular straggling) των ιόντων της δέσμης στη διάταξη των στόχων παραγωγής νετρονίων. Επιπρόσθετα, η συνεισφορά από ανταγωνιστικές αντιδράσεις (competing reactions) και η σκέδαση των νετρονίων από την πειραματική διάταξη λήφθηκε υπ’ όψιν. Βοηθητικές προσομοιώσεις Monte-Carlo έγιναν, επίσης, με τον κώδικα FLUKA με σκοπό τη μελέτη της συμπεριφοράς των ανιχνευτών, εστιάζοντας στην αναπαραγωγή του φάσματος ύψους παλμών (pulse height spectra) των σωματιδίων- α και των θραυσμάτων σχάσης, χρησιμοποιώντας κατανομές θραυσμάτων που παράχθηκαν με τον κώδικα GEF, για την αξιολόγηση της απόδοσης του ανιχνευτή.

Σκοπός της παρούσας εργασίας είναι η παρουσίαση της νέας αυτής μεθοδολογίας της αντίδρασης $^{234}\text{U}(n, f)$ και των αποτελεσμάτων ενεργού διατομής που προέκυψαν αλλά και η σύγκρισή τους με τα ήδη υπάρχοντα στη διεθνή βιβλιογραφία.

Κεφάλαιο 2

Προετοιμασία πειράματος

Η διαδικασία της προετοιμασίας ενός πειράματος περιλαμβάνει πολλά βήματα και σκοπό της έχει την βελτιστοποίηση της πειραματικής διάταξης και τον έλεγχο της πειραματικής διαδικασίας. Στο κεφάλαιο αυτό θα περιγραφεί αναλυτικά η διαδικασία που αφορά στους ανιχνευτές και τη βελτιστοποίηση της λειτουργίας τους, τους στόχους ουρανίου και τον χαρακτηρισμό τους καθώς και τη μελέτη και περιγραφή των πηγών παραγωγής νετρονίων.

2.1 Ανιχνευτές MicroMegas

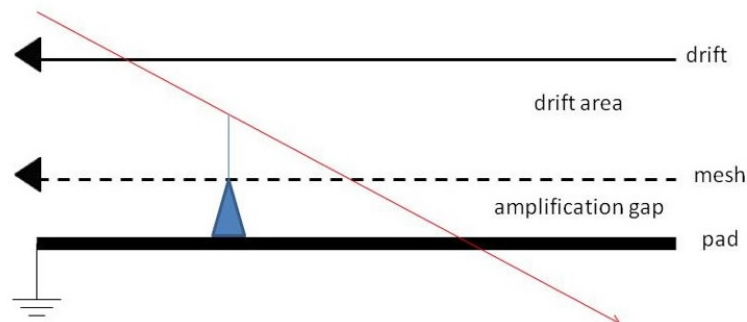
Οι απαιτήσεις των σύγχρονων επιταχυντικών διατάξεων οδήγησαν στην κατασκευή του ανιχνευτή MicroMegas, καθώς είναι ένας οικονομικός ανιχνευτής με μικρό μέγεθος, ευκολία στην κατασκευή από ελαφριά υλικά και με πολύ καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Ο ανιχνευτής MicroMegas (Micro MESH Gaseous Structure) κατασκευάστηκε από τους Ιωάννη Γιοματάρη και Georges Charpak το 1996 και ανήκει στη γενική κατηγορία των ανιχνευτών αερίου και ειδικότερα στην κατηγορία MPGD (Micro Pattern Gaseous Detectors) [9]. Οι ανιχνευτές αυτοί είναι κατάλληλοι για πειράματα σχάσης αφού ανιχνεύουν αποδοτικά φορτισμένα σωματίδια (θραύσματα σχάσης) και δεν καταστρέφονται εύκολα από την ενεργότητα- α των στόχων σχάσης. Επίσης, το μικρό τους μέγεθος και τα υλικά από τα οποία αποτελούνται τους κάνει ιδανικούς για χρήση σε νετρονικά περιβάλλ-

λοντα. Το μικρό μέγεθος τους δίνει το πρόσθετο προσόν της παράλληλης μέτρησης πολλών στόχων τοποθετημένων σε σειρά τον ένα πίσω από τον άλλο.

2.1.1 Αρχή λειτουργίας του ανιχνευτή MicroMegas

Μια σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή MicroMegas φαίνεται στο Σχ. 2.1 όπου παρουσιάζεται η δομή του από τρία διαδοχικά παράλληλα ηλεκτρόδια. Τα ηλεκτρόδια αυτά είναι

1. Η κάθοδος ή ηλεκτρόδιο ολίσθησης (drift electrode)
2. Το πλέγμα (mesh)
3. Η άνοδος (pad)



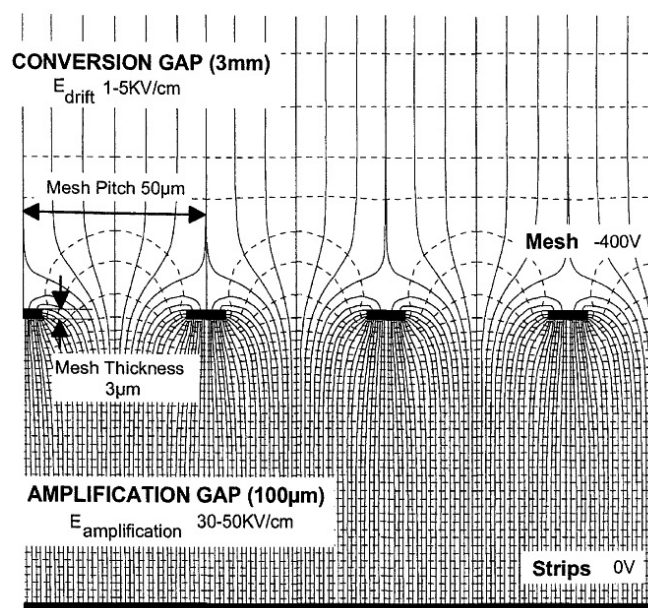
Σχήμα 2.1: Σχηματική αναπαράσταση της δομής ενός ανιχνευτή MicroMegas

Αυτά τα τρία ηλεκτρόδια χωρίζουν τον ανιχνευτή σε δύο περιοχές. Η περιοχή ανάμεσα στο drift και το mesh ονομάζεται περιοχή ολίσθησης (drift region) ή conversion gap με πλάτος της τάξης των μερικών mm . Η περιοχή ανάμεσα στο mesh και το pad ονομάζεται περιοχή ενίσχυσης (amplification gap) με πλάτος της τάξης των δεκάδων μm . Το mesh όπως υποδηλώνει και το όνομα δεν είναι ενιαίο ηλεκτρόδιο αλλά ένα πλέγμα με οπές που επιτρέπει την επικοινωνία των δύο διαφορετικών περιοχών του ανιχνευτή.

Όπως σε κάθε ανιχνευτή αερίου, έτσι και εδώ, σκοπός είναι με την πρόσπτωση

ακτινοβολίας η δημιουργία ενός ζεύγους ιόντος - ηλεκτρονίου, η επιτάχυνση του και ο πολλαπλασιασμός του φορτίου μέσα στο ηλεκτρικό πεδίο του ανιχνευτή και τέλος η καταγραφή του σήματος.

Για το λόγο αυτό, στο drift εφαρμόζεται υψηλή τάση της τάξεως των kV ενώ στο mesh εφαρμόζεται υψηλή τάση της τάξης των εκατοντάδων V . Το pad, τέλος, γειώνεται. Έτσι, το πεδίο που δημιουργείται στο drift region είναι της τάξης των εκατοντάδων V/cm ενώ το πεδίο στο conversion gap είναι της τάξης των δεκάδων kV/cm , πολύ ισχυρότερο σε σχέση με αυτό του conversion gap, όπως φαίνεται και στο Σχ.2.2.



Σχήμα 2.2: Προσομοίωση του ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό ενός ανιχνευτή MicroMegas

Συνεπώς, με την πρόσπτωση ακτινοβολίας στη περιοχή drift έχουμε τη δημιουργία ενός ζεύγους ιόντος - ηλεκτρονίου. Το ιόν που έχει δημιουργηθεί αρχίζει την επιτάχυνση του από το drift προς το mesh υπό την επήρεια του ηλεκτρικού πεδίου στην περιοχή αυτή. Μόλις το ιόν φτάσει στο mesh, περνάει στο amplification gap όπου το πεδίο είναι πολύ ισχυρότερο και προκαλεί δευτερεύοντες ιονισμούς που οδηγεί σε φαινόμενο χιονοστιβάδας. Η διαδικασία της επιτάχυνσης του ιόντος και του φαινομένου χιονοστιβάδας εξαρτάται από το είδος του ιόντος και από το ηλεκτρικό πεδίο. Με τη δημιουργία ενός ζεύγους ιόντος - ηλεκτρονίου έχουμε

την παραγωγή δύο σωματιδίων, ενός ηλεκτρονίου (με αρνητικό φορτίο) και ενός θετικού ιόντος (το άτομο που ιονίστηκε). Το ηλεκτρόνιο θα κινηθεί προς το ηλεκτρόδιο με την θετικότερη τάση ενώ το θετικό ιόν προς το ηλεκτρόδιο με την αρνητικότερη τάση. Έχοντας υπόψη αυτή τη βασική ιδιότητα του ηλεκτρομαγνητισμού μπορούμε να επιλέξουμε ποιο από τα δύο φορτισμένα σωματίδια θέλουμε να ανιχνεύσουμε. Στην περίπτωση μας θέτουμε το drift σε υψηλή τάση με αρνητική πολικότητα $V_d \simeq -1000 V$ και το mesh σε τάση με αρνητική πολικότητα $V_m \simeq -250 V$. Σε ένα ζεύγος που θα δημιουργηθεί στο drift area, το θετικό ιόν θα επιταχυνθεί προς το drift και ίσως να μην φτάσει ποτέ σε αυτό λόγω της αλληλεπίδρασής του με το αέριο, ενώ το ηλεκτρόνιο θα επιταχυνθεί προς το mesh, φθάνοντας τελικά στο amplification gap. Εκεί θα έχουμε περαιτέρω ιονισμούς που θα οδηγήσουν σε φαινόμενο χιονοστιβάδας και άρα στην παραγωγή μεγάλου αριθμού ζευγών ιόντων. Τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται στο amplification gap θα κινηθούν προς το pad, ενώ τα θετικά ιόντα προς το mesh. Η καταγραφή του σήματος επιλέγεται να γίνει μέσω των θετικών ιόντων, τα οποία συλλέγονται στο mesh. Η επιλογή αυτή γίνεται καθώς τα ηλεκτρόνια που συλλέγονται στο pad έχουν μεγάλη κινητικότητα μέσα στο gap και το σήμα στο pad θα ήταν πολύ γρήγορο. Αντίθετα, τα θετικά ιόντα έχουν μικρή κινητικότητα (mobility) και δίνουν ένα πολύ πιο αργό σήμα στο mesh, το οποίο μπορούμε πιο εύκολα να επεξεργαστούμε.

2.1.2 Κατασκευή ανιχνευτών MicroMegas

Οι ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν κατασκευάστηκαν στο CERN για το ΕΜΠ και αποτελούν μια βελτιωμένη έκδοση του τυπικού MicroMegas με την ονομασία microbulk.

Για τη δημιουργία του ανιχνευτή microbulk MicroMegas χρησιμοποιείται ένα λεπτό φύλλο krypton στο οποίο επικολλώνται δύο λεπτά φύλλα χαλκού. Ένα λεπτό στρώμα φωτοανθεκτικού υλικού επικάθεται στην πλευρά που θέλουμε να δημιουργήσουμε το mesh σε επάλληλα στρώματα (lamination). Το λεπτό αυτό στρώμα του φωτοανθεκτικού υλικού μονώνεται από την UV ακτινοβολία προκειμένου να παραχθεί η επιθυμητή μάσκα. Στην συνέχεια, ο χαλκός αφαιρείται με τυπικές διαδικασίες λιθογραφίας έτσι ώστε τα μη μονωμένα μέρη να παράγουν το σχέδιο ενός λεπτού πλέγματος (mesh). Τέλος, το krypton αφαιρείται με οξύ (etching) και σταδιακά απομακρύνεται με αποτέλεσμα να δημιουργούνται μικρές κολώνες στο σκιάδες μέρος του mesh κάτω από τον εναπομείναντα χαλκό όπως

φαίνεται και στο Σχ. 2.3 [10].



Σχήμα 2.3: Σχηματική αναπαράσταση της κάθετης τομής του amplification gap ενός microbulk MicroMegas

2.1.3 Αέριο ανιχνευτή MicroMegas

Ένα από τα βασικότερα χαρακτηριστικά της λειτουργίας του ανιχνευτή MicroMegas όπως και κάθε ανιχνευτή αερίου είναι το μείγμα αερίου που χρησιμοποιείται εντός του θαλάμου και διατίθενται προς ιονισμό.

Κυρίαρχο συστατικά κάθε μείγματος αερίου είναι συνήθως ένα ευγενές αέριο. Τα ευγενή αέρια προσφέρουν υψηλή καθαρότητα, έχουν υψηλή ενέργεια ιονισμού και είναι μονοατομικά. Όντας μονοατομικά, είναι εξαιρετικά για την ανίχνευση ιονιζουσών ακτινοβολιών καθώς η ακτινοβολία μπορεί να αποδώσει την ενέργεια της μόνο σε ιονισμό και όχι σε διέγερση ταλαντωτικών ή περιστροφικών βαθμών ελευθερίας που παρουσιάζονται στα μόρια. Το γεγονός ότι έχουν μεγάλη ενέργεια ιονισμού τα καθιστά ιδανικά για ανιχνευτές αερίου καθώς δεν ιονίζονται εύκολα από περιβαλλοντικά αίτια αλλά μόνο από την προσπίπτουσα ακτινοβολία.

Απ' την άλλη, μαζί με το ευγενές αέριο πρέπει να υπάρχει και κάποιο άλλο αέριο μέσα στο μείγμα, προκειμένου να αποφεύγεται το ανεξέλεγκτο φαινόμενο χιονοστιβάδας. Έτσι κρίνεται σκόπιμη η χρήση ενός ηλεκτραρνητικού αερίου (πχ. CO₂), το οποίο έχει την ιδιότητα να έλκει τα ηλεκτρόνια προς το μέρος του. Σαν αποτέλεσμα αυτής της ιδιότητας, η παρουσία ενός ηλεκτραρνητικού αερίου στο μείγμα του ανιχνευτή σε μικρή αναλογία θα έλκει τα ηλεκτρόνια που παράγονται κατά τον ιονισμό, μειώνοντας έτσι την ένταση του φαινομένου χιονοστιβάδας (quenching).

2.1.4 Διάταξη ανιχνευτών MicroMegas

Οι ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν για το πείραμα έχουν τα παρακάτω χαρακτηριστικά

- ▶ Πάχος drift area: 8 mm
- ▶ Πάχος amplification gap: 50 μm
- ▶ Ηλεκτρικό πεδίο drift area: $\sim 1.3 \text{ kV/cm}$
- ▶ Ηλεκτρικό πεδίο amplification gap: $\sim 50 \text{ kV/cm}$
- ▶ Μείγμα αερίου: 85% Ar - 15% CO₂

2.1.5 Διαπερατότητα ανιχνευτή MicroMegas

Η διαπερατότητα του ανιχνευτή MicroMegas αναφέρεται στην ικανότητα των ηλεκτρονίων που δημιουργούνται στην drift area να περάσουν επιτυχώς στο amplification gap.

Για τον έλεγχο αυτής της ιδιότητας, η τάση στο mesh παραμένει σταθερή όσο η τάση στο drift αλλάζει. Για κάθε διαφορετική τιμή τάσης στο drift λαμβάνουμε ένα φάσμα πηγής ακτινοβολίας- α και ελέγχουμε την θέση του κεντροειδούς της κορυφής που αντιστοιχεί στα σωματίδια- α . Ως πηγές- α χρησιμοποιήθηκαν οι στόχοι ²³⁶U (4494 keV), ²³⁵U (4395.4 keV) και ²³⁸U (4198 keV) που προϋπήρχαν εντός του πειραματικού θαλάμου από προηγούμενη μέτρηση. Σκοπός της μελέτης αυτής, είναι η εύρεση της βέλτιστης τάσης λειτουργίας drift του ανιχνευτή προκειμένου να έχουμε μέγιστη διαπερατότητα των ηλεκτρονίων που δημιουργούνται δευτερογενώς από ιονισμό προς την περιοχή του mesh (transparency).

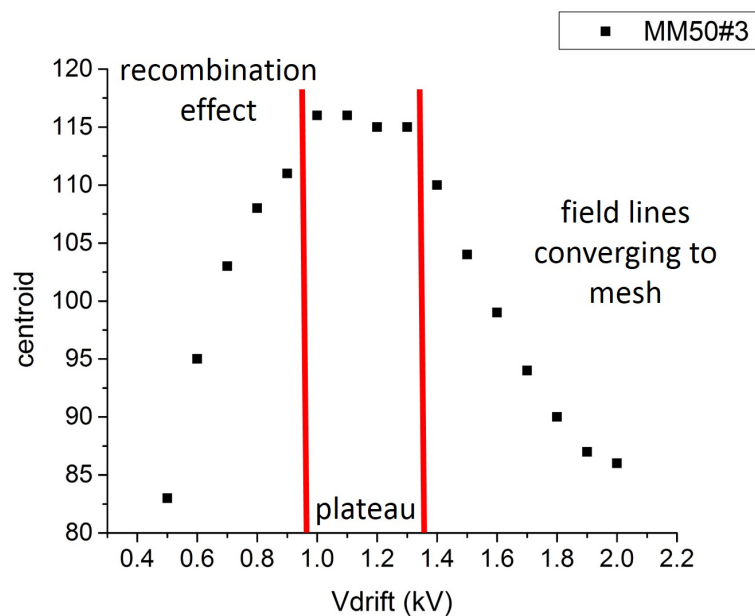
Σε μια καμπύλη διαπερατότητας (transparency curve) μπορούμε να ξεχωρίσουμε τρεις περιοχές όπως φαίνεται και στο Σχ. 2.4 και περιγράφονται στη συνέχεια.

Περιοχή Επανασύνδεσης Η περιοχή επανασύνδεσης οφείλεται στο ασθενές ηλεκτρικό πεδίο στην drift area. Τα ιόντα που προκαλούνται από τον ιονισμό υπόκεινται σε ασθενές πεδίο και έτσι έχουμε την επανασύνδεση τους προς

ατομικό Ar (recombination effect) πριν προλάβουν να περάσουν στο amplification gap. Με την αύξηση της έντασης του πεδίου το φαινόμενο γίνεται λιγότερο ισχυρό και αυξάνεται η διαπερατότητα του ανιχνευτή.

Πλατό Στην περιοχή αυτή έχουμε τη μέγιστη διαπερατότητα του ανιχνευτή δηλαδή στην περιοχή αυτή ο μέγιστος αριθμός ιόντων περνά από το drift area στο amplification gap. Η περιοχή αυτή δηλώνει τη βέλτιστη τάση λειτουργίας drift.

Περιοχή Σύγκλισης Η περιοχή σύγκλισης οφείλεται στο ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο στο drift area. Η ένταση του πεδίου είναι τέτοια ώστε οι δυναμικές γραμμές να συγκλίνουν προς το mesh και τα ιόντα που τις ακολουθούν να καταλήγουν σε αυτό αντί να καταφέρουν να περάσουν στο amplification gap όπου γίνεται το φαινόμενο χιονοστιβάδας που οδηγεί στην ανίχνευση τους. Αυτό οδηγεί σε μείωση της διαπερατότητας του ανιχνευτή.

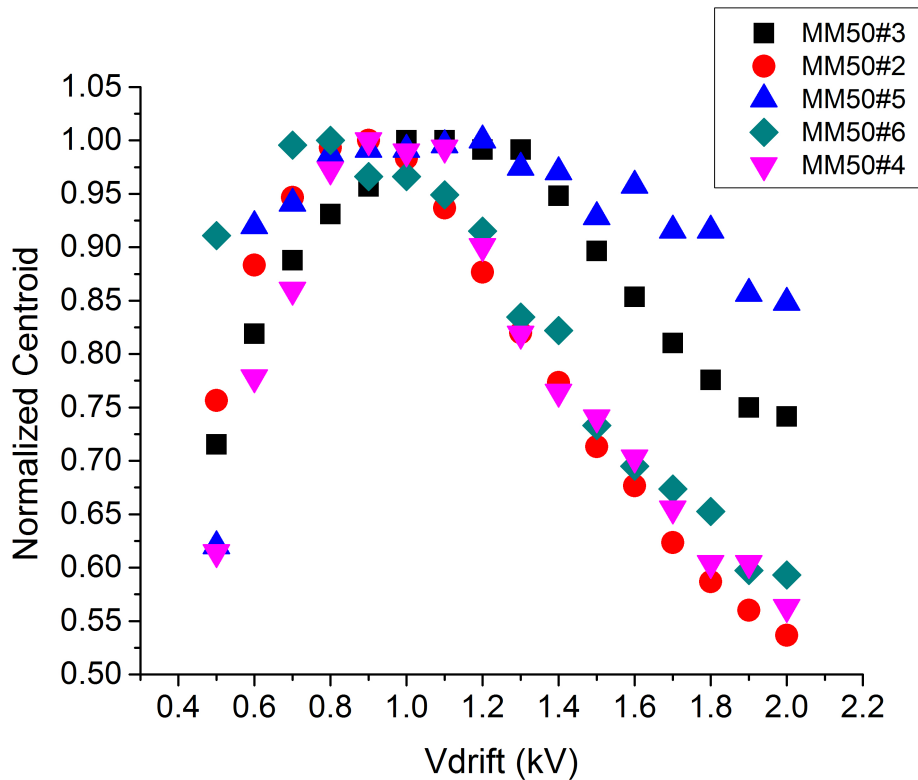


Σχήμα 2.4: Καμπύλη διαπερατότητας για έναν ανιχνευτή MicroMegas. Οι τρεις περιοχές της καμπύλης είναι εμφανείς.

Στο Σχ. 2.5 παρουσιάζονται οι καμπύλες διαπερατότητας για τους ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα. Στον οριζόντιο άξονα είναι η τάση του drift

ενώ στον κάθετο παρουσιάζεται η θέση του κεντροειδούς κανονικοποιημένη προς την μεγίστη τιμή της καμπύλης. Οι εμφανιζόμενες διαφορές στις καμπύλες διαπερατότητας οφείλονται σε μικρές διαφορές στην κατασκευή του ανιχνευτή, παρ' όλο που κατασκευάστηκαν όλοι μαζί, σε διαφορές στις περιβαλλοντικές συνθήκες (πχ. θερμοκρασία) αλλά και στην καθαρότητα του μείγματος αερίου μέσα στον ανιχνευτή.

Έχοντας, λοιπόν, την τάση σταθερή στο mesh στα $V_m = -250 \text{ V}$, η βέλτιστη τάση λειτουργίας που προκύπτει από τις καμπύλες διαπερατότητας για όλους τους ανιχνευτές είναι στην περιοχή $V_d = 1000 - 1200 \text{ V}$ με αρνητική πολικότητα.



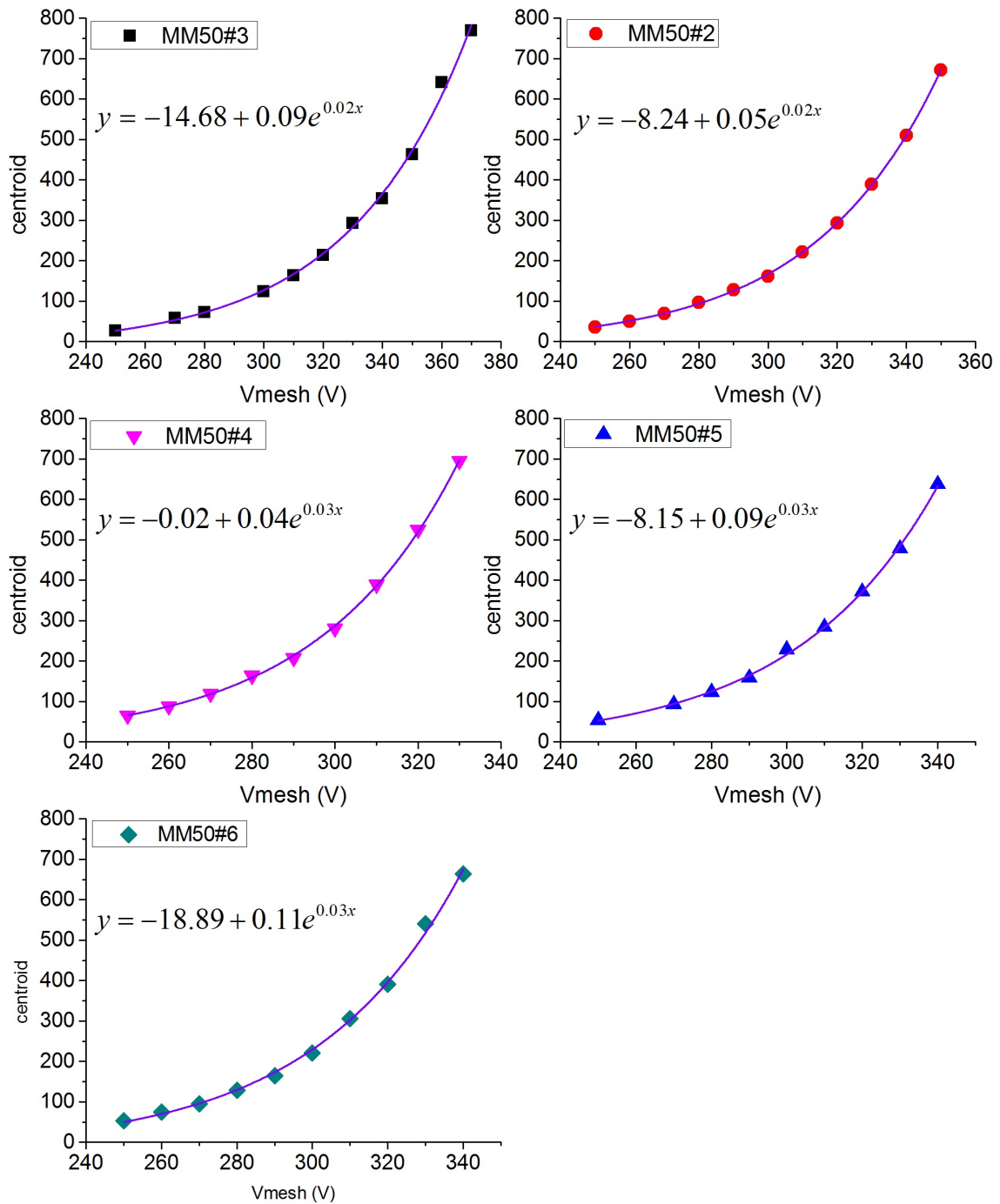
Σχήμα 2.5: Πειραματικά προσδιορισμένες καμπύλες διαπερατότητας για όλους τους ανιχνευτές με $V_m = -250 \text{ V}$

2.1.6 Ενίσχυση ανιχνευτή MicroMegas

Η ενίσχυση του ανιχνευτή MicroMegas αναφέρεται στην ικανότητα του ανιχνευτή για πολλαπλασιασμό του ιόντος που εισέρχεται στο amplification gap μέσω του φαινομένου χιονοστιβάδας.

Για τον έλεγχο αυτής της ιδιότητας του ανιχνευτή MicroMegas, η τάση στο drift παραμένει σταθερή όσο η τάση στο mesh αλλάζει. Για κάθε διαφορετική τιμή τάσης στο mesh λαμβάνουμε ένα φάσμα πηγής ακτινοβολίας- α και ελέγχουμε την θέση του κεντροειδούς της κορυφής που αντιστοιχεί στα σωματίδια- α . Σκοπός της μελέτης αυτής, είναι η εύρεση της καμπύλης ενίσχυσης (gain curve) ώστε να καθορισθεί το ενεργειακό εύρος ανίχνευσης του ανιχνευτή. Πάνω από μια συγκεκριμένη τιμή τάσης στο mesh, το ηλεκτρικό πεδίο στο amplification gap είναι τόσο ισχυρό που προκαλείται διηλεκτρική κατάρρευση του υλικού του amplification gap (karpton) και το φορτίο είναι αρκετό για να δημιουργηθεί ηλεκτρικό τόξο μεταξύ mesh και pad (spark).

Στο Σχ. 2.6 παρουσιάζονται οι καμπύλες ενίσχυσης για τους ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα έχοντας σταθερή τάση στο drift $V_d = -1050V$. Στον οριζόντιο άξονα είναι η τάση στο mesh ενώ στο κάθετο παρουσιάζεται η θέση του κεντροειδούς. Τα σημεία της καμπύλης ενίσχυσης ακολουθούν μια εκθετική συνάρτηση όπως αναμένεται για κάθε ανιχνευτή αερίου που λειτουργεί στην περιοχή χιονοστιβάδας [11], η οποία ονομάζεται συνάρτηση ενίσχυσης και μας δίνει τη θέση του κεντροειδούς κορυφής συγκεκριμένης ενέργειας συναρτήσει της τάσης του mesh. Αυτό μας δίνει τη δυνατότητα να ρυθμίσουμε την ενίσχυση του ανιχνευτή και το επιθυμητό ενεργειακό εύρος ανίχνευσης.

Σχήμα 2.6: Καμπύλες ενίσχυσης για όλους τους ανιχνευτές με $V_d = -1050$ V

2.2 Στόχοι Ουρανίου

Οι ανιχνευτές είναι ένα πολύ σημαντικό κομμάτι σε κάθε πείραμα Πυρηνικής Φυσικής. Εξίσου σημαντικοί όμως είναι και οι προς μέτρηση στόχοι. Ειδικά για τα πειράματα μέτρησης ενεργού διατομής απαραίτητοι είναι οι καλά χαρακτηρισμένοι στόχοι. Έτσι, η προετοιμασία και χαρακτηρισμός των στόχων είναι αναπόσπαστο κομμάτι κάθε μέτρησης ενεργού διατομής.

2.2.1 Κατασκευή στόχων Ουρανίου

Οι στόχοι κατασκευάστηκαν στο Institute of Physics and Power Engineering στο Obninsk και στο Joint Institute for Nuclear Research στη Dubna με την τεχνική του επιχρωματισμού (painting) και χρησιμοποιήθηκαν αρχικά στο n_TOF του CERN στην πρώτη περίοδο πειραμάτων (2002-2004).

Για τη μέτρηση της ενεργού διατομής σχάσης των ισοτόπων του ουρανίου είναι απαραίτητη η χρήση πολύ λεπτών στόχων υψηλής καθαρότητας. Οι στόχοι θα πρέπει να είναι υψηλής καθαρότητας για να αποφευχθεί η ύπαρξη ανταγωνιστικών αντιδράσεων (competing reactions) από άλλα ισότοπα που μπορεί να βρίσκονται στον στόχο και να σχάζονται. Κάτι τέτοιο είναι κρίσιμο καθώς τα περισσότερα ισότοπα του ουρανίου είναι σχάσιμα (fertile αν είναι φυσικά, fissionable αν είναι τεχνητά) ενώ κάποια είναι εύσχαστα (fissile). Έτσι, η ύπαρξη οποιουδήποτε άλλου ισοτόπου ως επιμόλυνση (ειδικά ενός fissile) θα προκαλούσε θραύσματα σχάσης που δε θα οφείλονταν στην αντίδραση προς μέτρηση. Οι στόχοι θα πρέπει να είναι πολύ λεπτοί καθώς το αποτέλεσμα της αντίδρασης που μελετάται είναι θραύσματα σχάσης, δηλαδή πυρήνες με μεγάλο Z και άρα μεγάλη ισχύ ανασχεσης (stopping power) σε όλα τα υλικά, πόσο μάλλον στον ίδιο τον στόχο που αποτελείται από ουράνιο με $Z = 92$. Για να μπορεί, λοιπόν, το θραύσμα σχάσης να διαφύγει από τον στόχο και να ανιχνευθεί, θα πρέπει ο στόχος να είναι πολύ λεπτός ($\sim 0.1 \text{ mgr/cm}^2$).

Οι ραδιενεργές πηγές βρίσκονται σε μορφή οξειδίων και πιο συγκεκριμένα στη μορφή U_3O_8 . Οι στόχοι είναι τοποθετημένοι σε ένα υπόστρωμα αλουμινίου με πάχος $50 \mu\text{m}$ και έχουν διάμετρο 5.2 cm . Οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν είναι ^{234}U , ^{235}U και ^{238}U .

2.2.2 Μέτρηση μάζας στόχων

Η μάζα των προς μέτρηση στόχων δεν ήταν γνωστή με μεγάλη ακρίβεια, με μόνο δεδομένο την ονομαστική τιμή που δίνεται από τον κατασκευαστή. Για την επίλυση αυτού του προβλήματος χρησιμοποιήθηκε η τεχνική της φασματοσκοπίας- α με δεδομένο ότι η ανιχνευόμενη ενεργότητα θα είναι ανάλογη της μάζας του ραδιενεργού ισότοπου. Η μάζα που θα προκύψει δεν είναι η συνολική μάζα του στόχου αλλά η μάζα που οφείλεται μόνο στο ισότοπο που μετράμε, όπως είναι το ζητούμενο.

Οι υπό μελέτη στόχοι εκπέμπουν κυρίως ακτινοβολία- α . Η μάζα του στοιχείου του ουρανίου είναι ο λόγος της ενεργότητας- α σε 4π (C) προς την αντίστοιχη ειδική ενεργότητα C_{mg} ανά mg ισότοπου. Η ειδική ενεργότητα είναι ένα χαρακτηριστικό μέγεθος του κάθε ισότοπου, το οποίο εξαρτάται από τον χρόνο ημιζωής $t_{1/2}$ και τον μαζικό αριθμό A και ισχύει

$$C_{mg} = \frac{\ln 2 N_A}{1000 t_{1/2} A}$$

όπου N_A ο αριθμός Avogadro.

Η ενεργότητα σε 4π δεν μπορεί να μετρηθεί άμεσα αλλά μπορεί να προσδιοριστεί από τη μέτρηση της ενεργότητας σε μια στερεά γωνία Ω που καταγράφει ένας ανιχνευτής, C_Ω . Καθώς η εκπομπή της ακτινοβολίας- α είναι ισοτροπική, η ενεργότητα σε 4π θα είναι

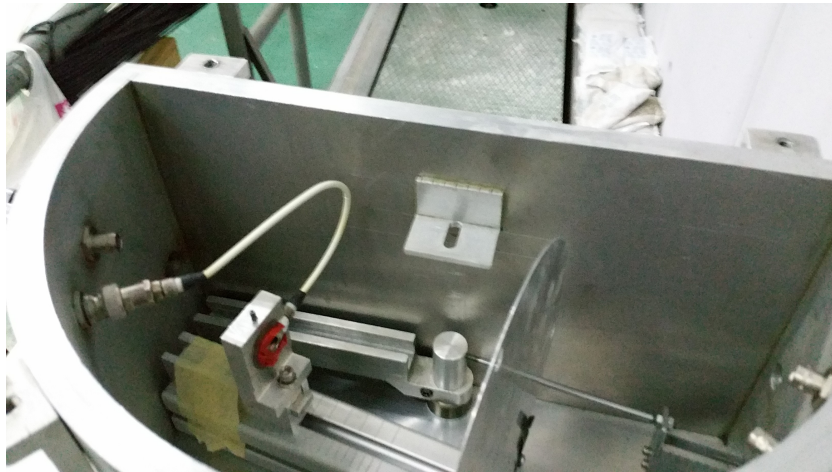
$$C = \frac{4\pi C_\Omega}{\Omega}$$

Και έτσι η μάζα, τελικά, για ένα ισότοπο δίνεται από την σχέση

$$m = \frac{4\pi C_\Omega}{\Omega} \frac{1000 t_{1/2} A}{\ln 2 N_A} \quad (2.1)$$

Η ενεργότητα κάθε στόχου μετρήθηκε με έναν ανιχνευτή πυριτίου επιφανειακού φραγμού (SSB) με επιφάνεια 50 mm^2 ώστε να επιτευχθεί πολύ καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα. Εξαιτίας της μεγάλης ενεργότητας του στόχου ^{234}U , ένας ανιχνευτής μεγαλύτερης επιφάνειας δεν θα βοηθούσε αφού θα αύξανε την στατιστική αλλά θα οδηγούσε παράλληλα σε μεγάλο dead time. Χρησιμοποιήθηκε μια ειδική διάταξη για τον στόχο και τον ανιχνευτή έτσι ώστε να εξασφαλίσουμε ότι η επιφάνεια του ανιχνευτή και του στόχου θα είναι ομοαξονικές και ότι οι συνθήκες της γεωμετρίας θα έχουν επαναληψιμότητα [12]. Ολόκληρη η διάταξη

μέτρησης παρουσιάζεται στο Σχ. 2.7.



Σχήμα 2.7: Πειραματική διάταξη α -φασματοσκοπίας

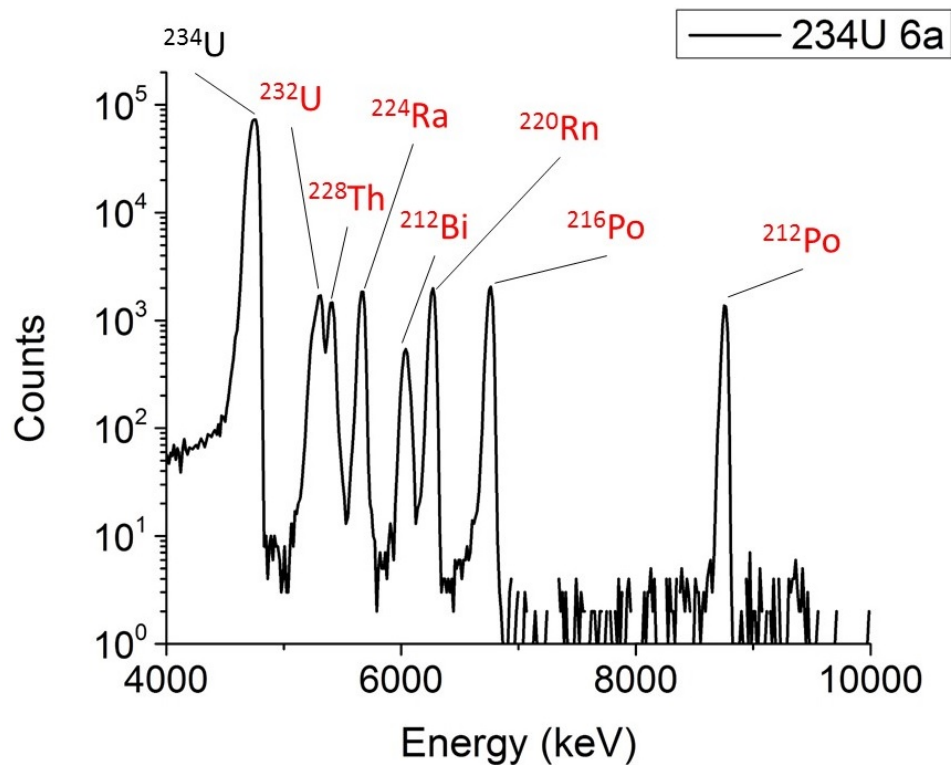
Μάσκες από ταντάλιο διαμέτρου 7 mm τοποθετήθηκαν μπροστά από τον ανιχνευτή έτσι ώστε να αποφευχθούν φαινόμενα αιχμής και φαινόμενα σκίασης από τα μη ενεργά μέρη στα άκρα του ανιχνευτή.

Η ενεργειακή βαθμονόμηση του φάσματος έγινε με μια τριπλή πηγή $^{239}\text{Pu} - ^{241}\text{Am} - ^{244}\text{Cm}$. Ο υπολογισμός της στερεάς γωνίας σε γεωμετρία “δίσκο προς δίσκο” έγινε με το Monte-Carlo πρόγραμμα SACALC [13] ενώ ταυτόχρονα προσδιορίστηκε πειραματικά μέσω της απόλυτης απόδοσης μιας βαθμονομημένης πηγής ^{241}Am με ενεργότητα $C_0 = 4.025\text{ kBq}$ και ημερομηνία κατασκευής 1/12/2016 (κωδ. DKD-K-36901).

Ένα φάσμα ακτινοβολίας- α στόχου ^{234}U παρουσιάζεται στο Σχ. 2.8. Η κύρια κορυφή που οφείλεται στα σωματίδια- α που εκπέμπονται από το ^{234}U με ενέργεια 4.77 MeV είναι κυρίαρχη στο φάσμα. Παρ’ όλα αυτά παρατηρούμε την ύπαρξη μικρότερων κορυφών σε μεγαλύτερες ενέργειες. Οι κορυφές αυτές δεν μπορούν να οφείλονται σε προϊόντα της αλυσίδας διάσπασης του ^{234}U καθώς αυτό έχει χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 2.455 \cdot 10^5\text{ yr}$. Στην διάρκεια των δεκαπέντε ετών που έχουν κατασκευαστεί οι στόχοι, δεν θα έχει αποκατασταθεί η ραδιενεργός ισορροπία και άρα τα παράγωγα της αλυσίδας του ^{234}U θα είναι κάτω από τα όρια ανίχνευσης. Άρα οι κορυφές αυτές θα οφείλονται σε επιμόλυνση του στόχου από άλλα ισότοπα. Λαμβάνοντας υπόψιν το σφάλμα που υπάρχει στη διαδικασία ισοτοπικού διαχωρισμού, η επιμόλυνση στον στόχο μπορεί να είναι από

- ▶ ^{236}U , $t_{1/2} = 2.342 \cdot 10^7 \text{ yr}$
- ▶ ^{235}U , $t_{1/2} = 7.04 \cdot 10^8 \text{ yr}$
- ▶ ^{233}U , $t_{1/2} = 1.592 \cdot 10^5 \text{ yr}$
- ▶ ^{232}U , $t_{1/2} = 68.9 \text{ yr}$

Από τους χρόνους ημιζωής των παραπάνω ισότοπων γίνεται κατανοητό ότι το μόνο ισότοπο που θα έχει προλάβει να έλθει σε ραδιενεργό ισορροπία μέσα στα δεκαπέντε χρόνια ζωής του στόχου είναι το ^{232}U , που είναι το μόνο που μπορεί να είναι πάνω από τα όρια ανίχνευσης σε αυτό το χρόνο. Έτσι, οι κορυφές που εμφανίζονται στο φάσμα του Σχ. 2.8 οφείλονται στο ^{234}U αλλά και στην επιμόλυνση από το ^{232}U και τα παράγωγα της ραδιενεργής του αλυσίδας όπως σημειώνονται.



Σχήμα 2.8: Φάσμα ακτινοβολίας-α ενός στόχου ^{234}U . Η κύρια κορυφή που οφείλεται στο ^{234}U είναι εμφανής καθώς και η επιμόλυνση του στόχου από το ^{232}U και όλα τα παράγωγα της αλυσίδας διάσπασής του.

Τελικά, τα αποτελέσματα παρουσιάζονται για κάθε στόχο στον παρακάτω πίνακα.

| | ^{234}U 6a | ^{235}U | ^{238}U |
|---------------------------|---|--|------------------------|
| Οξείδιο | U_3O_8 | U_3O_8 | U_3O_8 |
| Διάμετρος (cm) | 5.2 | 5.2 | 5.2 |
| Χρόνος ημιζωής (yr) | $2.455 \cdot 10^5$ | $7.04 \cdot 10^8$ | $4.468 \cdot 10^9$ |
| Ειδική ενεργότητα (Bq/mg) | $2.3 \cdot 10^5$ | 79.98 | 12.44 |
| Μάζα (mg) | 2.58 ± 0.03 | 4.96 ± 0.06 | 9.90 ± 0.13 |
| Επιμόλυνση (mg) | ^{232}U ($7.69 \cdot 10^{-5}$) | ^{234}U ($9 \cdot 10^{-5}$) | - |

2.3 Αντιδράσεις παραγωγής νετρονίων

Έχοντας πλήρως βελτιστοποιήσει τους ανιχνευτές μας και έχοντας χαρακτηρίσει τους προς μέτρηση στόχους, το τελευταίο βήμα που μένει να γίνει πριν το πείραμα είναι η εύρεση μιας αξιόπιστης πηγής νετρονίων. Για την ακριβή μελέτη των ενεργών διατομών που προκαλούνται από νετρόνια, απαιτούνται μονοενεργειακές ή σχεδόν μονοενεργειακές δέσμες νετρονίων. Για την παραγωγή τέτοιων δεσμών χρησιμοποιούνται κατάλληλες πυρηνικές αντιδράσεις φορτισμένων σωματιδίων. Οι αντιδράσεις αυτές θα αναφέρονται στη συνέχεια ως πηγές νετρονίων. Κύριο χαρακτηριστικό των αντιδράσεων αυτών είναι η παραγωγή ισχυρής ροής μονοενεργειακών νετρονίων σε αυστηρά καθορισμένες ενεργειακές περιοχές.

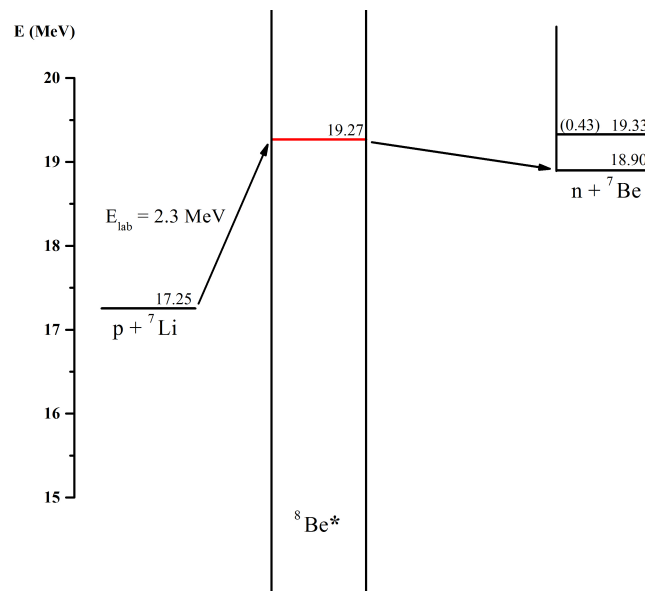
2.3.1 Η αντίδραση $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$

Η αντίδραση αυτή έχει Q-τιμή $Q = -1.644 \text{ MeV}$ και κατώφλι $T_{th} = 1.880 \text{ MeV}$ ¹ όπως φαίνεται στο ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης στο Σχ. 2.9, ενώ η παραγωγή νετρονίων στις μπροστινές γωνίες αυξάνεται γρήγορα με την αύξηση της ενέργειας των πρωτονίων. Όμως ανάμεσα στην ενέργεια κατώφλιου και την ενέργεια

¹Για μια αντίδραση $a+X \rightarrow b+Y$ με $Q < 0$ υπάρχει ένα απόλυτο ελάχιστο στην τιμή της κινητικής ενέργειας T_a κάτω από την οποία δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί η αντίδραση και ονομάζεται ενέργεια κατώφλιου

$$T_{th} = -Q \frac{m_Y + m_b}{m_Y + m_b - m_a}$$

$T_a = 1.92 \text{ MeV}$ ¹βρισκόμαστε στην περιοχή διπλών τιμών (double-valued region) και η ενέργεια των νετρονίων σε μία γωνία στο σύστημα του εργαστηρίου έχει δύο δυνατές τιμές αντιστοιχώντας στις δύο γωνίες εκπομπής στο σύστημα του κέντρου μάζας. Η αντίδραση πραγματοποιείται κυρίως μέσω του άμεσου μηχανισμού αντιδράσεων (direct reaction mechanism) και γι' αυτό το λόγο η εκπομπή νετρονίων γίνεται κυρίως στις μπροστινές γωνίες (forward-peaked reaction). Αυτό δικαιολογεί τη μεγάλη ροή νετρονίων που υπάρχει στις μπροστινές γωνίες (μέχρι 20°) στη γωνιακή κατανομή των προϊόντων της αντίδρασης όπως φαίνεται στο Σχ. 2.10. Σε ενέργειες πρωτονίων πάνω από 2.37 MeV , είναι δυνατή η εκπομπή νετρονίων από την πρώτη διεγερμένη στάθμη του ${}^7\text{Be}$ στα 429 keV και παράγεται μια δεύτερη μονοενεργειακή δέσμη. Οπότε, μια καθαρά μονοενεργειακή δέσμη παράγεται τελικά, μόνο μεταξύ ενεργειών πρωτονίων $1.92 - 2.37 \text{ MeV}$ που αντιστοιχεί σε ενέργειες νετρονίων στις 0° μεταξύ $120 - 650 \text{ keV}$ [15].



Σχήμα 2.9: Ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$

Η ροή νετρονίων στις 0° για τη δεύτερη οικογένεια νετρονίων n_1 δεν υπερ-

συνθήκη κατωφλίου ισχύει για $\theta = 0^\circ$ και τα προϊόντα Y και b κινούνται σε μία κοινή κατεύθυνση αλλά ως ξεχωριστοί πυρήνες.

Η περιοχή διπλών τιμών (double valued region) είναι για ενέργειες πρόσπτωσης μεταξύ του T_{th} και του άνω ορίου

$$T_a = -Q \frac{m_Y}{m_Y - m_a}$$

[14]

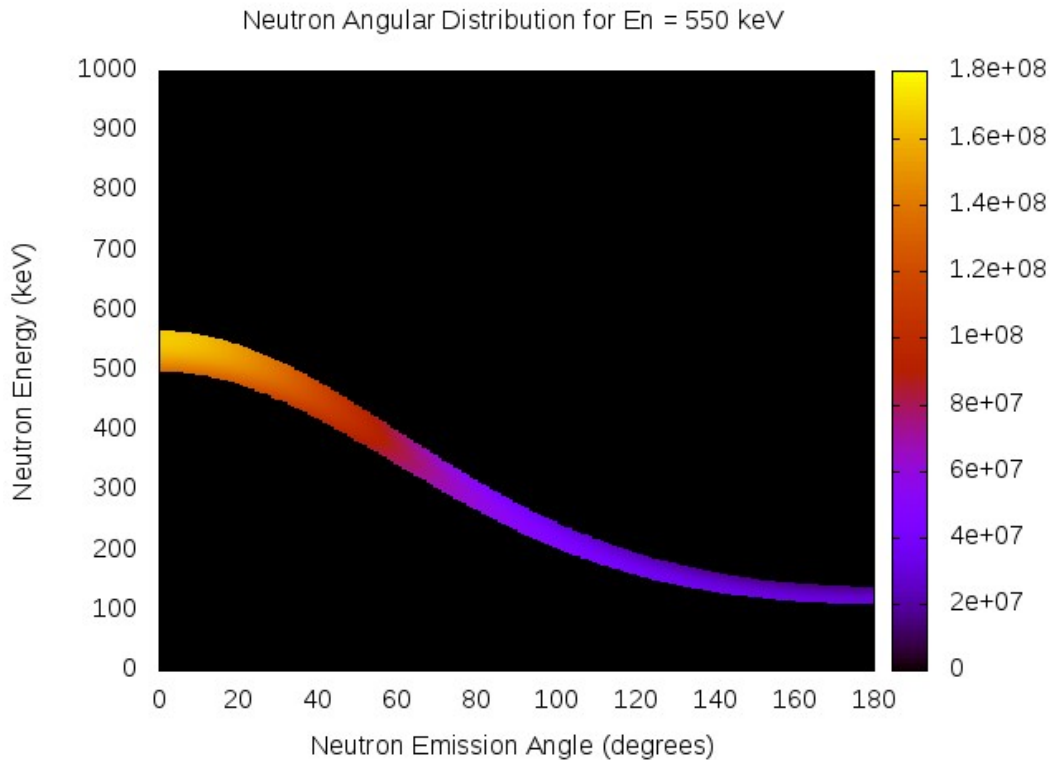
βαίνει ποτέ το 10% της ροής της βασικής στάθμης για ενέργειες πρωτονίων μέχρι τα 5.5 MeV , οπότε και η ενέργεια των νετρονίων της βασικής στάθμης στις 0° είναι 3.8 MeV . Για μεγαλύτερες ενέργειες πρωτονίων η χρησιμότητα της αντίδρασης ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ σαν μονοενεργειακή πηγή νετρονίων μειώνεται καθώς έχουμε απότομη αύξηση της ροής των νετρονίων από την ${}^7\text{Li}(p, n_1){}^7\text{Be}$, καθώς επίσης συνεισφορά από νετρόνια που προέρχονται από την αντίδραση τριών σωμάτων ${}^7\text{Li}(p, n{}^3\text{He}){}^4\text{He}$ με κατώφλι στα 3.69 MeV και εμφάνιση της τρίτης οικογενείας νετρονίων n_2 στην ενέργεια πρωτονίων 7.11 MeV εξαιτίας της διέγερσης της στάθμης 4.57 MeV του ${}^7\text{Be}$.

Για την αντίδραση αυτή συνήθως χρησιμοποιούνται ισοτοπικά εμπλουτισμένοι μεταλλικοί στόχοι ${}^7\text{Li}$, αλλά και μεταλλικοί στόχοι φυσικού λιθίου (ισοτοπική αφθονία ${}^6\text{Li}$: 7.5%) είναι ικανοποιητικοί για χαμηλές ενέργειες πρωτονίων επειδή η αντίδραση ${}^6\text{Li}(p, n){}^6\text{Be}$ έχει κατώφλι στα 5.92 MeV . Πιο συχνά παρ' όλα αυτά, χρησιμοποιούνται στόχοι LiF γιατί είναι πιο σταθεροί χημικά, αλλά μειώνεται η ροή των νετρονίων στο $1/3$ σε σχέση με τον μεταλλικό στόχο.

2.3.2 Κατασκευή πηγής ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$

Η επιλογή της αντίδρασης ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ ως πηγή νετρονίων απαιτεί, για τη συγκεκριμένη εργασία, την κατασκευή ενός στόχου LiF . Το πάχος του στόχου αυτού είναι κρίσιμο χαρακτηριστικό για την ενεργειακή κατανομή της παραγόμενης δέσμης νετρονίων. Καθώς η προσπίπτουσα δέσμη είναι πρωτόνια (φορτισμένα σωματάρια) με την είσοδο στο στόχο LiF θα υπάρχει διεύρυνση προς τις χαμηλές ενέργειες της ενεργειακής κατανομής της δέσμης πρωτονίων. Η διεύρυνση αυτή οφείλεται στις ηλεκτρομαγνητικές ανελαστικές σκεδάσεις των πρωτονίων με το ηλεκτρονιακό νέφος του στόχου και η απώλεια ενέργειας ανά μονάδα διαδρομής περιγράφεται από τη σχέση Bethe-Bloch. Έτσι, η ενέργεια του κάθε πρωτονίου που αντιδρά μέσω της ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ δεν είναι ακριβώς αυτή που έχουμε επιλέξει αλλά λίγο μικρότερη, ανάλογα με το βάθος διείσδυσης μέσα στο στόχο, όπως καθορίζεται από την ισχύ ανασχεσης των πρωτονίων σε στόχο LiF , συναρτήσει της ενέργειας. Επίσης, ο ενεργειακός διασκεδασμός της δέσμης (energy straggling), που υποδηλώνει τη στατιστική αβεβαιότητα στο πλήθος των ανελαστικών σκεδάσεων Coulomb με τα ηλεκτρόνια του στόχου πρωτονίων ίδιας αρχικής ενέργειας, μέσα στον στόχο προκαλεί μια επιπλέον αβεβαιότητα στην ενέργεια των τελικά παραγόμενων νετρονίων.

Για την κατασκευή των στόχων επιλέχθηκε η διαδικασία της εξάχνωσης. Σε ένα μεταλλικό έλασμα από Ταντάλιο στο οποίο έχουμε δημιουργήσει μια εσοχή, τοποθετούμε το υλικό προς εξάχνωση, στην περίπτωσή μας προζυγισμένη σκόνη υψηλής καθαρότητας LiF. Το έλασμα προσαρμόζεται ανάμεσα σε δύο ηλεκτρόδια και η όλη διάταξη τίθεται υπό κενό ($\sim 10^{-6}$ mbar). Τα ηλεκτρόδια ενώνονται με μια πηγή συνεχούς ρεύματος και αυξάνοντας το ρεύμα σταδιακά, το έλασμα από ταντάλιο ζεσταίνεται μέχρι που το LiF φτάνει στο σημείο βρασμού και εξαχνώνεται. Το υλικό, σε μορφή αερίου πλέον, συμπυκνώνεται πάνω σε υποστρώματα που έχουν τοποθετηθεί από την πάνω πλευρά του ελάσματος τανταλίου σε κάποια απόσταση. Τελικά, καταλήγουμε με ένα λεπτό στρώμα εξαχνωμένου LiF πάνω σε υπόστρωμα της επιλογής μας. Μια φωτογραφία της διάταξης του εξαχνωτήρα φαίνεται στο Σχ. 2.11.



Σχήμα 2.10: Γωνιακή κατανομή των νετρονίων που παράγονται από την αντίδραση ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ για ενέργεια νετρονίων $E_n = 550$ keV που υπολογίστηκε με το πρόγραμμα CONY [16]

Για τον υπολογισμό της ποσότητας υλικού που θα μας έδινε στόχο επιθυμητού

πάχους χρησιμοποιήθηκε η σχέση:

$$d = \frac{m}{2\pi r^2} \quad (2.2)$$

όπου d το πάχος του στόχου, m η μάζα του υλικού προς εξάχνωση και r η απόσταση από το έλασματος - υποστρώματος.

Ο στόχος LiF κατασκευάστηκε με πάχος που αντιστοιχεί σε $\sim 12 \text{ keV}$ (απώλεια ενέργειας στο μέσο του στόχου) για δέσμη πρωτονίων ενέργειας $E_p = 2200 - 2300 \text{ keV}$ το οποίο αντιστοιχεί σε στόχο πάχους $124 \mu\text{gr}/\text{cm}^2 = 470 \text{ nm}$ πάνω σε υπόστρωμα Πυριτίου. Η απόσταση ελάσματος - υποστρώματος τέθηκε στα 8 cm για να είναι λιγότερο το υλικό που χρειάζεται να εξαχνωθεί θυσιάζοντας όμως έτσι την ομοιογένεια του στόχου εξαιτίας των διαφορών που προκύπτουν από τη στερεά γωνία.

2.3.3 Η πηγή νετρονίων ${}^2\text{H}(\text{d}, \text{n}){}^3\text{He}$

Η αντίδραση ${}^2\text{H}(\text{d}, \text{n}){}^3\text{He}$, με Q -value 3.27 MeV , παρέχει μια μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων μέχρι το κατώφλι για τη διάσπαση του δευτερίου (deuteron breakup) στα 4.45 MeV με μέγιστη ενέργεια νετρονίων στις 0° περίπου 7.74 MeV . Η ροή των νετρονίων που προέρχονται από τη διάσπαση των δευτερίων αυξάνεται ραγδαία με την αύξηση της ενέργειας της προσπίπτουσας δέσμης και γίνεται ίση με αυτή της πρωταρχικής δέσμης σε ενέργεια νετρονίων περίπου 9.5 MeV .

Νετρόνια από τη διάσπαση του δευτερίου ($Q = -2.225 \text{ MeV}$) εμφανίζονται μαζί με τα πρωταρχικά νετρόνια για ενέργειες δευτερίου πάνω από τα 4.45 MeV . Έτσι, δέσμες νετρονίων πάνω από τα 7.7 MeV στις 0° δεν είναι μονοενεργειακές και η απότομη αύξηση της ενεργού διατομής της διάσπασης ${}^2\text{H}(\text{d}, \text{np}){}^2\text{H}$ σε σχέση με την ενεργό διατομή της ${}^2\text{H}(\text{d}, \text{n}){}^3\text{He}$ μειώνει πολύ το εύρος της ενεργειακής περιοχής που μπορεί να χρησιμοποιηθεί αυτή η πηγή νετρονίων [15].

2.3.4 Χρήση πηγής ${}^2\text{H}(\text{d}, \text{n}){}^3\text{He}$

Για τη χρήση της αντίδρασης ${}^2\text{H}(\text{d}, \text{n}){}^3\text{He}$ ως πηγής νετρονίων χρησιμοποιήθηκε ως στόχος μια κυψελίδα αερίου (gas cell) η οποία περιέχει αέριο δευτέριο σε πίεση $\sim 1.2 \text{ bar}$. Η κυψελίδα αυτή είναι ένας κύλινδρος από ανοξείδωτο χάλυβα



Σχήμα 2.11: Η διάταξη του εξαχνωτήρα

διαμέτρου 1 cm και μήκους 3.7 cm όπου στο ένα άκρο υπάρχει ένα φύλλο πλατίνας πάχους 0.2 mm που χρησιμεύει για να σταματάει η προσπίπτουσα δέσμη (beam stop) ενώ στο άλλο άκρο υπάρχει ένα λεπτό φύλλο μολυβδενίου πάχους $5\mu\text{m}$ που χρησιμεύει για να συγκρατείται το αέριο δευτέριο μέσα στην κυψελίδα και να μην διαφεύγει στη γραμμή μεταφοράς της δέσμης στην οποία επικρατεί υψηλό κενό [17]. Στο Σχ. 2.12 μπορούμε να δούμε μια φωτογραφία της κυψελίδας αερίου που χρησιμοποιήθηκε για την μέτρηση.



Σχήμα 2.12: Φωτογραφία της κυψελίδας που χρησιμοποιήθηκε

Για να μετρήσουμε τη συνεισφορά από παρασιτικά νετρόνια που προέρχονται από την πειραματική διάταξη, δηλαδή γενικά την αλληλεπίδραση των δευτερίων με τα υλικά που την περιβάλλουν και ειδικότερα αυτά που προέρχονται από την διάσπαση του δευτερίου με τα υλικά της διάταξης, για κάθε μέτρηση λαμβάνουμε τόσο ένα κανονικό φάσμα με αέριο στην κυψελίδα (gas in) όσο και ένα χωρίς αέριο (gas out). Η αφαίρεση αυτών των δύο φασμάτων μας δίνει με πολύ ικανοποιητική ακρίβεια τα νετρόνια που προέρχονται μόνο από την αντίδραση της δέσμης δευτερίου με το αέριο δευτέριο της κυψελίδας.

Κεφάλαιο 3

Πειραματική διάταξη

Στο κεφάλαιο αυτό θα συζητηθεί η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την εκπόνηση του πειράματος. Η διάταξη αυτή περιλαμβάνει τον ηλεκτροστατικό επιταχυντή Tandem Van de Graaf του ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”, τη γραμμή μεταφοράς της δέσμης και τέλος τον θάλαμο στον οποίο έλαβε χώρα το πείραμα. Επίσης, θα αναφερθεί η ηλεκτρονική διάταξη για την καταγραφή και επεξεργασία του σήματος.

3.1 Ο επιταχυντής

Το πείραμα έλαβε χώρα στον ηλεκτροστατικό γραμμικό επιταχυντή Tandem Van de Graaff 5.5 MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής και Στοιχειωδών Σωματιδίων στο ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”.

3.1.1 Η πηγή

Το επιταχυντικό σύστημα περιλαμβάνει δύο πηγές ιόντων. Η πηγή sputter χρησιμοποιείται για την παραγωγή δεσμών βαρέων ιόντων (πχ. ^{12}C , ^{16}O) ενώ η

πηγή duoplasmatron, η οποία χρησιμοποιήθηκε στο παρόν πείραμα, είναι κατάλληλη για την παραγωγή δεσμών ελαφρών ιόντων όπως ^1H , ^2H και ^4He . Το αέριο εισέρχεται στην κοιλότητα της πηγής όπου βρίσκεται ένα έλασμα πλατίνας επικαλυμμένο με BaCO_3 . Το όλο σύστημα βρίσκεται μέσα σε ισχυρό μαγνητικό πεδίο. Με τη διέλευση ρεύματος μερικών δεκάδων Ampere από το έλασμα, προκαλείται θερμιονική εκπομπή ηλεκτρονίων και δημιουργείται ηλεκτρικό τόξο εντός της κοιλότητας. Ο συνδυασμός της θερμότητας από το ηλεκτρικό τόξο με τη χαμηλή πίεση του αερίου στην κοιλότητα οδηγεί στην δημιουργία πλάσματος. Μερικά από τα δημιουργούμενα ιόντα αντί να αποβάλλουν ηλεκτρόνιο, συλλαμβάνουν ένα ηλεκτρόνιο, δημιουργώντας αρνητικά ιόντα. Τα ιόντα αυτά έλκονται εκτός της κοιλότητας της πηγής, στον προεπιταχυντικό σωλήνα, από το ηλεκτρικό πεδίο που οφείλεται στην τάση που εφαρμόζεται σε αυτόν και είναι $\sim 60 \text{ kV}$. Έτσι, στον προεπιταχυντικό σωλήνα λαμβάνουν την πρώτη τους επιτάχυνση και στη συνέχεια εισέρχονται σε έναν ηλεκτροστατικό φακό όπου και εστιάζονται. Ολόκληρο το σύστημα της πηγής βρίσκεται σε γωνία 30° ως προς τον άξονα του κύριου σωλήνα [18].

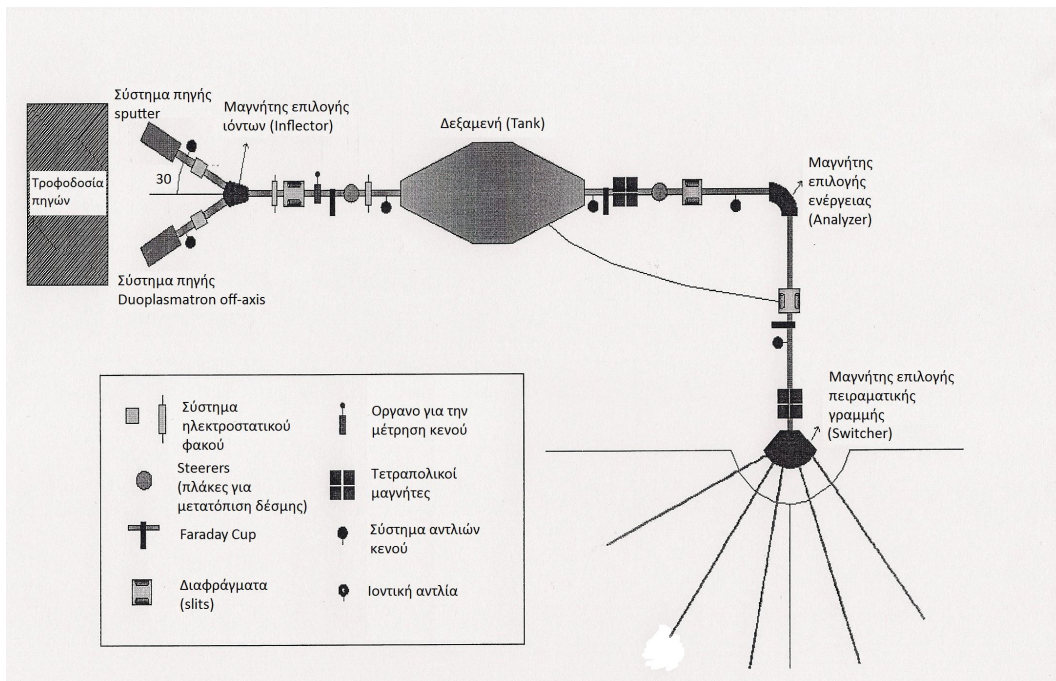
3.1.2 Η δεξαμενή του επιταχυντή

Τα αρνητικά ιόντα εισέρχονται στον επιταχυντικό σωλήνα, στο κέντρο του οποίου βρίσκεται μια γεννήτρια Van de Graff. Τα ιόντα έλκονται από το ηλεκτρικό πεδίο που προκαλεί η ύπαρξη τάσης μέχρι $\sim 5 \text{ MV}$ στο τερματικό της γεννήτριας VdG και λαμβάνουν το πρώτο μέρος της επιτάχυνσής τους. Με την είσοδό τους στη δεξαμενή του επιταχυντή τα αρνητικά ιόντα διέρχονται από ένα λεπτό υμένιο άνθρακα που οδηγεί στην απογύμνωση των ιόντων από τα ηλεκτρόνια τους και στην μετατροπή τους σε θετικά ιόντα. Το ίδιο ηλεκτρικό πεδίο που πριν τα έλκυε, τώρα τα απωθεί δίνοντάς τους το δεύτερο βήμα της επιτάχυνσής τους (εξού και Tandem - γεννήτρια VdG διπλής επιτάχυνσης) [19].

3.1.3 Επιλογή δέσμης

Όλη αυτή η διαδικασία παράγει μια σχεδόν μονοενεργειακή δέσμη. Τα θετικά ιόντα διέρχονται από ηλεκτροστατικά πλακίδια απόκλισης και μαγνητικά τετράπολα που λειτουργούν ως φακοί και εστιάζουν την δέσμη. Η επιλογή της κατάλλη-

λης ενέργειας γίνεται στο μαγνήτη - αναλυτή (analyzer). Ρυθμίζοντας το μαγνητικό πεδίο του μαγνήτη, επιλέγονται μόνο τα ιόντα με την επιθυμητή ενέργεια, μάζα και φορτίο, τα οποία και αλλάζουν διεύθυνση κατά 90° υπό την επίδραση του μαγνητικού πεδίου του αναλυτή, ακολουθώντας τον επιταχυντικό σωλήνα. Τα ιόντα που δεν πληρούν τις επιλεγμένες προϋποθέσεις αλλάζουν διευθύνσεις σε γωνίες που οδηγούν εκτός του επιταχυντικού σωλήνα. Στο τέλος του επιταχυντικού σωλήνα υπάρχει ο μαγνήτης - επιλογέας (switcher), ο οποίος στέλνει την παραγόμενη δέσμη στην επιθυμητή πειραματική γραμμή.



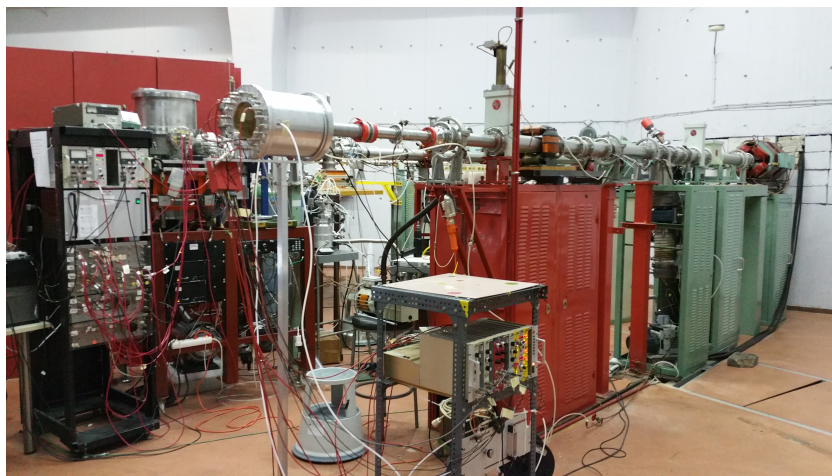
Σχήμα 3.1: Σχηματική αναπαράσταση της επιταχυντικής διάταξης

Ολόκληρη η διάταξη του επιταχυντή βρίσκεται υπό υψηλό κενό 10^{-6} mbar με σκοπό την εξάλειψη των συγκρούσεων μεταξύ των σωματιδίων της δέσμης και των σωματιδίων του αέρα. Για την επίτευξη αυτού υπάρχουν πολλές αντλίες κενού κατά μήκος του επιταχυντή καθώς και μετρητές κενού για τον έλεγχο του [20].

Στο Σχ. 3.1 φαίνεται μια σχηματική αναπαράσταση ολόκληρου του επιταχυντικού συστήματος.

3.2 Η γραμμή μεταφοράς

Η γραμμή μεταφοράς είναι η προέκταση του επιταχυντικού σωλήνα που οδηγεί στην πειραματική διάταξη. Προς το τέλος της γραμμής υπάρχουν δύο κατευθυντήρες από ταντάλιο (collimators) που εξασφαλίζουν την ευθυγράμμιση της δέσμης. Με την ύπαρξη δύο collimators, τα ιόντα που θα καταφέρουν να περάσουν από τον πρώτο θα πρέπει να έχουν πολύ μικρή γωνιακή απόκλιση (διάνυσμα ορμής σχεδόν παράλληλο με τον άξονα της γραμμής) για να περάσουν και από τον δεύτερο.



Σχήμα 3.2: Άποψη της πειραματικής διάταξης. Η γραμμή μεταφοράς και ο πειραματικός θάλαμος παρουσιάζονται στην εικόνα.

Η γραμμή μεταφοράς, και ειδικότερα το τέλος αυτής, λειτουργεί και ως ένας κλωβός Faraday (Faraday cup) που χρησιμοποιείται για τη μέτρηση του φορτίου (αριθμού ιόντων) που έχει προσκρούσει τον στόχο. Για τη σωστή μέτρηση του φορτίου θα πρέπει το Faraday cup να είναι μονωμένο από την υπόλοιπη πειραματική γραμμή. Το Faraday cup συνδέεται με έναν μετρητή ρεύματος (αμπερόμετρο) συζευγμένο με έναν ολοκληρωτή φορτίου (current integrator) που αποδίδει το συνολικό φορτίο που προσέπεσε στον στόχο, υπό τη μορφή πλήθους τετραγωνικών παλμών σταθερού ύψους (κάθε παλμός ισοδυναμεί με συγκεκριμένο φορτίο στο στόχο, ανάλογα με την επιλεγόμενη κλίμακα του αμπερομέτρου), οι οποίοι καταγράφονται από τυπικό ηλεκτρονικό καταμετρητή (counter).

Στο τέλος της γραμμής τοποθετείται η πηγή νετρονίων (βλ. 2.3). Στην περι-

πτωση που ως πηγή χρησιμοποιείται η αντίδραση ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, ο στόχος LiF τοποθετείται στην εσωτερική πλευρά φλάντζας η οποία κλείνει αεροστεγώς πάνω στην γραμμή για να διατηρείται το κενό σε αυτή. Η φλάντζα στο εξωτερικό κομμάτι φέρει σωληνάκι έτσι ώστε να ψύχεται με αέρα για να αποφευχθεί η πιθανή αλλοίωση (μερική εξάχνωση) του στόχου LiF από την θερμότητα που εναποθέτει η δέσμη. Στην περίπτωση που σαν πηγή χρησιμοποιείται η αντίδραση ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$, στο τέλος της γραμμής προσαρμόζεται η κυψελίδα αερίου (gas cell) η οποία ψύχεται με πεπιεσμένο αέρα εξωτερικά. Η πίεση του αερίου δευτερίου μέσα στη κυψελίδα ρυθμίζεται με κλειστό κύκλωμα που συνοδεύεται από μικρομετρική βαλβίδα εισροής αερίου, η οποία ελέγχεται μέσω λογισμικού από υπολογιστή.

3.3 Ο πειραματικός θάλαμος

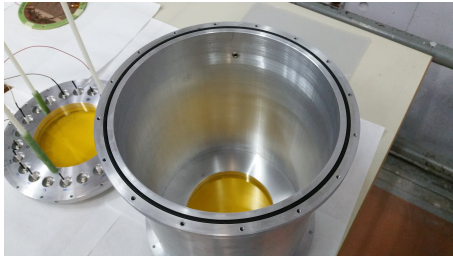
Τα ιόντα της δέσμης καταλήγουν στον στόχο στον οποίο λαμβάνει χώρα η αντίδραση παραγωγής νετρονίων και τα νετρόνια οδεύουν προς τον πειραματικό θάλαμο. Στον θάλαμο αυτό περιέχονται οι ανιχνευτές και οι στόχοι που κάνουν δυνατή τη μελέτη τηςσχάσης του ουρανίου.

Ο πειραματικός θάλαμος είναι ένα μεγάλο κυλινδρικό δοχείο από αλουμίνιο κατασκευασμένο στο CERN για το ΕΜΠ. Η εξωτερική του διάμετρος είναι 25 cm ενώ η εσωτερική 24 cm με ύψος 28.5 cm . Σε κάθε πλευρά του κυλίνδρου υπάρχουν δύο πανομοιότυπα καπάκια, επίσης από Αλουμίνιο, τα οποία έχουν ένα παράθυρο από karton διαμέτρου 15 cm και πάχους $50\ \mu\text{m}$. Τα καπάκια έχουν την δυνατότητα να βιδώνουν πάνω στον θάλαμο και να κλείνουν αεροστεγώς. Μια άποψη του πειραματικού θαλάμου φαίνεται στο σχ. 3.3.

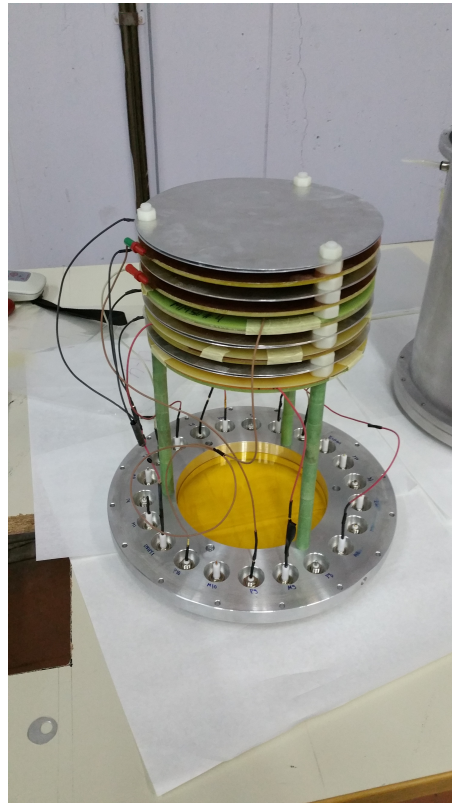
Η διάταξη του θαλάμου επιτρέπει την τοποθέτηση πολλαπλών στόχων και ανιχνευτών. Στο σχ. 3.4 παρουσιάζεται μια φωτογραφία της διάταξης των ανιχνευτών και των στόχων ενώ στο σχ. 3.5 παρουσιάζεται η διαδοχική σειρά των ανιχνευτών και των στόχων όπως χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα. Για να εξασφαλίσουμε την ακρίβεια στην απόσταση μεταξύ των στοιχείων κάθε ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκαν αποστάτες (spacers) με πλάτος 8 mm .

Ο θάλαμος φέρει επίσης και δύο οπές από τις οποίες έχουμε την είσοδο και έξοδο του αερίου μείγματος του ανιχνευτή. Ο ανιχνευτής βρίσκεται σε συνεχή ροή αερίου. Το αέριο μείγμα παρέχεται από μια φιάλη όπου η παροχή ρυθμίζεται με έναν ρυθμιστή (regulator) στα $\sim 2\text{ bar}$. Για μεγαλύτερη ακρίβεια, πριν τον θάλαμο

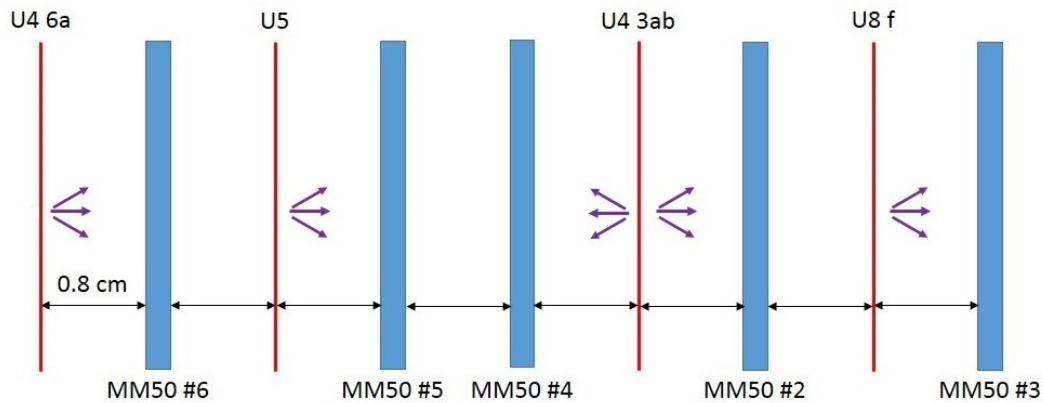
υπάρχει ροόμετρο (flowmeter) ο οποίος ελέγχει με μεγάλη ακρίβεια την ροή του αερίου η οποία και επιλέχθηκε να ίση περίπου με 2 lt/hr . Το αέριο από εκεί καταλήγει στον θάλαμο όπου και διατηρείται σε πίεση $\sim 1 \text{ bar}$. Στην έξοδο από το θάλαμο υπάρχει ένα φυσαλιδογόνο (bubbler) που ελέγχει αν η ροή του αερίου γίνεται με συνεχή και σταθερό τρόπο. Στο Σχ. 3.6 μπορούμε να δούμε σχηματικά στο κόκκινο (είσοδος) και πράσινο (έξοδος) πλαίσιο το σύστημα κυκλοφορίας του αερίου [21].



Σχήμα 3.3: Άποψη του πειραματικού θαλάμου



Σχήμα 3.4: Άποψη της συστοιχίας ανιχνευτών - στόχων



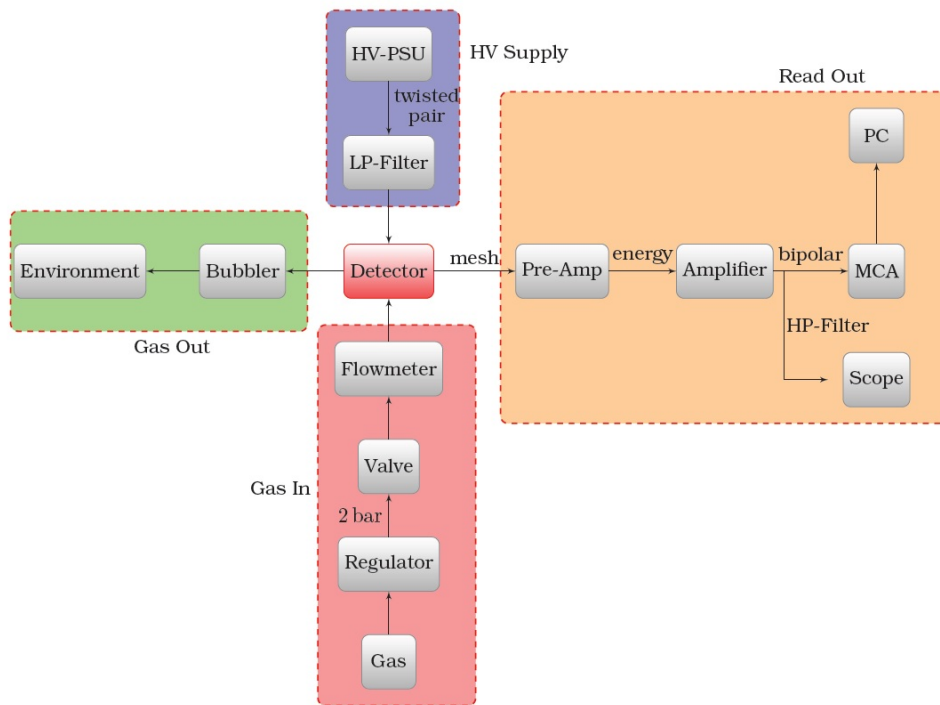
Σχήμα 3.5: Σχηματική αναπαράσταση της διαδοχής ανιχνευτών και στόχων

3.4 Ηλεκτρονικά

Το ανιχνευτικό σύστημα συνοδεύεται από μια ηλεκτρονική διάταξη για τη μετατροπή του σήματος του ανιχνευτή σε αναγνωρίσιμο σήμα από τον παλμογράφο και τους υπολογιστές.

Στο Σχ. 3.6 στο μωβ (είσοδος) και στο πορτοκαλί (έξοδος) πλαίσιο φαίνεται μια αναπαράσταση της διάταξης των ηλεκτρονικών που χρησιμοποιήθηκαν [21]. Η λειτουργία του ανιχνευτή απαιτεί την παροχή υψηλής τάσης (high voltage) σε αυτόν, η οποία προσφέρεται μέσω τροφοδοτικών τα οποία τοποθετούνται σε κατάλληλο υποδοχέα ηλεκτρονικών διατάξεων (NIM crate) συνδεδεμένο με το ηλεκτρικό δίκτυο. Σε ολόκληρη την ηλεκτρονική διάταξη, μπορεί να έχουμε και την ύπαρξη ανεπιθύμητων υψηλών συχνοτήτων που θα πρόσθεταν ηλεκτρονικό θόρυβο στο σύστημά μας. Έτσι, ανάμεσα στην έξοδο κάθε τροφοδοτικού και τους ανιχνευτές παρεμβάλλουμε ένα βαθυπερατό (low pass) φίλτρο, το οποίο κατασκευάστηκε ειδικά γι' αυτό το λόγο. Στην έξοδο, η διάταξη των ηλεκτρονικών είναι η τυπική που χρησιμοποιείται στα περισσότερα πειράματα φασματοσκοπίας Πυρηνικής Φυσικής. Το σήμα που δημιουργείται στον ανιχνευτή είναι πάρα πολύ μικρό και περνά στον προενισχυτή (preamplifier) όπου λαμβάνει την πρώτη του ενίσχυση. Για τις ανάγκες αυτού του πειράματος χρησιμοποιήσαμε έναν πολύ χαμηλού λόγου ενίσχυσης CAEN Mod. A1422 preamplifier. Το σήμα στη συνέχεια φτάνει στον ενισχυτή (amplifier) όπου και λαμβάνει την τελική του ενίσχυση μετά από κατάλληλη διαμόρφωση. Η χαμηλή ενίσχυση είναι απαραίτητη για να μπορεί να επιτευχθεί η μελέτη σημάτων θραυσμάτων σχάσης με τυπικές ενέργειες της

τάξης των $\sim 100 \text{ MeV}$. Στο τελευταίο βήμα βρίσκεται ο αναλογοψηφιακός μετατροπέας (ADC - Analog to Digital Converter) και ο πολυδιαυλικός αναλυτής (MCA - Mutli-Channel Analyzer) όπου γίνεται η ψηφιοποίηση του σήματος και η ταξινόμησή του σε κανάλια. Το σύστημα συνοδεύεται από ηλεκτρονικό υπολογιστή στο οποίο γίνεται η καταγραφή και αποθήκευση του φάσματος [22].



Σχήμα 3.6: Σχηματική αναπαράσταση των συνδεσμολογιών του ανιχνευτή

Κεφάλαιο 4

Ανάλυση πειραματικών δεδομένων

Στο κεφάλαιο αυτό θα γίνει μια αναφορά στον ορισμό της ενεργού διατομής, και μια εκτενής αναφορά στην ανάλυση που έγινε στα πειραματικά δεδομένα για την εξαγωγή των αποτελεσμάτων. Παρ' όλο που η διαδικασία της ανάλυσης είναι αρκετά παρόμοια και για τις δύο ενεργειακές περιοχές που μελετήθηκε η αντίδραση $^{234}\text{U}(n, f)$, η παρουσίαση χωρίστηκε ανάλογα με την πηγή νετρονίων που χρησιμοποιήθηκε σε κάθε ενεργειακή περιοχή.

4.1 Ενεργός διατομή σχάσης

Η ενεργός διατομή εκφράζει γενικά την ουσιαστική πιθανότητα να πραγματοποιηθεί μια αλληλεπίδραση όταν μια εισερχόμενη δέσμη προσπίπτει σε ένα στόχο, που αποτελείται από πυρήνες ενός ισότοπου. Η ολική ενεργός διατομή σ εκφράζει τη συνολική πιθανότητα ώστε να συμβεί μια συγκεκριμένη αλληλεπίδραση, ενώ η διαφορική ενεργός διατομή $d\sigma/d\Omega$ εκφράζει την πιθανότητα να συμβεί μια αλληλεπίδραση σε μια συγκεκριμένη γωνία ανίχνευσης θ και για μια συγκεκριμένη στερεά γωνία $d\Omega$ που καλύπτει ένας ανιχνευτής. Το ολοκλήρωμα της διαφορικής ενεργού διατομής σε σφαιρικές συντεταγμένες, για συνολική στερεά γωνία 4π , δί-

νει την ολική ενεργό διατομή.

Για την ολική ενεργό διατομή μιας αντίδρασης γενικά ισχύει:

$$\sigma = \frac{Y}{\Phi M} f$$

όπου σ η ενεργός διατομή σε cm^{-2} , Y ο πειραματικός αριθμός γεγονότων των προϊόντων της αντίδρασης (yield), Φ η ροή της εισερχόμενης δέσμης σε *αριθμό σωματιδίων δέσμης/cm²*, M η μάζα του στόχου σε αριθμό πυρήνων (*nuclei*) και f διάφοροι διορθωτικοί παράγοντες.

Στο πείραμα αυτό, η στερεά γωνία που καλύπτεται από τον χρησιμοποιούμενο ανιχνευτή είναι $\sim 2\pi$ όπως υποδεικνύεται από τη γεωμετρία της ανιχνευτικής μας διάταξης. Παρ' όλα αυτά, εξαιτίας της ισοτροπικής εκπομπής των προϊόντων της σχάσης και της αντιδιαμετρικότητας στις τροχιές τους, κάθε θραύσμα που ανιχνεύεται αντιστοιχεί σε ένα γεγονός σχάσης και συνεπώς, όταν ανιχνεύονται γεγονότα στο ένα ημισφαίριο καταμετράται επί της ουσίας κάθε συμβάν σχάσης. Συνεπώς, κατ' αυτόν τον τρόπο, μετράται και η συνολική ενεργός διατομή της σχάσης.

4.2 Υπολογισμός ενεργού διατομής σχάσης στην περιοχή των εκατοντάδων *keV*

Σε κάθε μέτρηση που περιλαμβάνει δέσμες νετρονίων το βασικό πρόβλημα είναι ο προσδιορισμός της νετρονικής ροής στον στόχο, καθώς και της ενεργειακής κατανομής αυτών. Ως επίλυση στο πρόβλημα αυτό, χρησιμοποιούνται νετρονικές αντιδράσεις αναφοράς (reference reactions), δηλαδή αντιδράσεις με νετρόνια των οποίων η ενεργός διατομή είναι πειραματικά μετρημένη και θεωρητικά ή φαινομενολογικά υπολογισμένη και ελεγμένη.

Στο παρόν πείραμα, για ακριβώς αυτόν τον λόγο χρησιμοποιήθηκαν οι στόχοι ^{235}U και ^{238}U , οι οποίοι τοποθετήθηκαν εντός του πειραματικού θαλάμου όπως αναφέρθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο (βλ. 3.3). Η ενεργός διατομή σχάσης των ισοτόπων ^{235}U και ^{238}U έχει μελετηθεί πολλές φορές και από πολλές ομάδες και σήμερα θεωρούνται αντιδράσεις αναφοράς και οι τιμές των αξιολογημένων δεδομένων (evaluation) μπορούν να βρεθούν από την online βιβλιοθήκη ENDF (Evaluated Nuclear Data File) της IAEA (International Atomic Energy Agency) [23].

Ως πηγή νετρονίων στην ενεργειακή περιοχή των μερικών εκατοντάδων keV χρησιμοποιήθηκε η αντίδραση ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ (βλ. 2.3.1). Έχοντας τη δυνατότητα να υπολογιστεί η νετρονική ροή στους στόχους από την ενεργό διατομή σχάσης του ${}^{235}\text{U}$, για την σχάση του ${}^{234}\text{U}$ προκύπτει

$$\Phi^{U5} = \frac{Y^{U5}}{\sigma_{ENDF}^{U5} M^{U5} t_{live}^{U5} f_M (f_Y^{U5} + 1)} \quad (4.1)$$

$$\sigma^{U4} = \frac{Y^{U4}}{\Phi^{U5} M^{U4} t_{live}^{U4} f_M f_{geo} (f_Y^{U4} + 1)} \quad (4.2)$$

όπου

- ▶ σ^i η ενεργός διατομή του εκάστοτε ισότοπου (στην περίπτωση του ${}^{235}\text{U}$ από την online βιβλιοθήκη ENDF)
- ▶ Φ^{U5} ο ρυθμός της νετρονικής ροής πάνω στον στόχο του ${}^{235}\text{U}$ σε $n/cm^2 s$
- ▶ Y^i ο αριθμός των γεγονότων στο φάσμα σχάσης (βλ. 4.2.2)
- ▶ M^i η μάζα του στόχου σε αριθμό πυρήνων (βλ. 4.2.3)
- ▶ t_{live}^i ο live χρόνος λήψης του φάσματος σχάσης σε s (βλ. 4.2.4)
- ▶ f_M ο διορθωτικός παράγοντας γεωμετρίας στόχου (βλ. 4.2.5)
- ▶ f_{geo} ο γεωμετρικός παράγοντας διόρθωσης της ροής (βλ. 4.2.6)
- ▶ f_Y^i ο διορθωτικός παράγοντας του αριθμού των γεγονότων (βλ. 4.2.7)

όπου i είναι οι διαφορετικοί στόχοι.

4.2.1 Υπολογισμός πάχους στόχου LiF και μέσης ενέργειας δέσμης νετρονίων

Με τη χρήση της πηγής ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ μπορεί να προσδιοριστεί το πάχος του στόχου και κατ' επέκταση η μέση ενέργεια της δέσμης νετρονίων.

Ο παραγόμενος πυρήνας από την αντίδραση ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ αποδιεγείρεται με σύλληψη ηλεκτρονίου με χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 53.24 d$ και εκπομπή ακτίνας- γ

με ενέργεια $E_\gamma = 477.6 \text{ keV}$. Με την λήψη ενός φάσματος ακτινοβολίας- γ σε έναν ανιχνευτή HPGe, όπως αυτό του Σχ. 4.1 και τη μέθοδο της ενεργοποίησης μπορεί να βρεθεί ο αριθμός των νετρονίων που παράχθηκαν και άρα η ροή. Είναι

$$N_n = \frac{N_\gamma}{\epsilon I F F_c D}$$

όπου N_n ο αριθμός των νετρονίων που παράχθηκαν, N_γ ο αριθμός των φωτονίων που ανιχνεύθηκαν στο φάσμα ακτινοβολίας- γ , ϵ η απόλυτη απόδοση (efficiency) του ανιχνευτή HPGe, I η ένταση της ακτίνας- γ (10.44%), F η ενδοαπορρόφηση στον στόχο, F_c παράγοντας ανάλογος των πυρήνων που αποδιεγέρθηκαν κατά τη διάρκεια της ακτινοβολήσης και D παράγοντας ανάλογος των πυρήνων που αποδιεγέρθηκαν κατά την μεταφορά του στόχου από τον χώρο ακτινοβολήσης στον χώρο μέτρησης.

Για τον παράγοντα F_c ισχύει

$$F_c = \frac{\int_0^{t_{irr}} e^{\lambda t} f(t) dt}{\int_0^{t_{irr}} f(t) dt} e^{-\lambda t_{irr}}$$

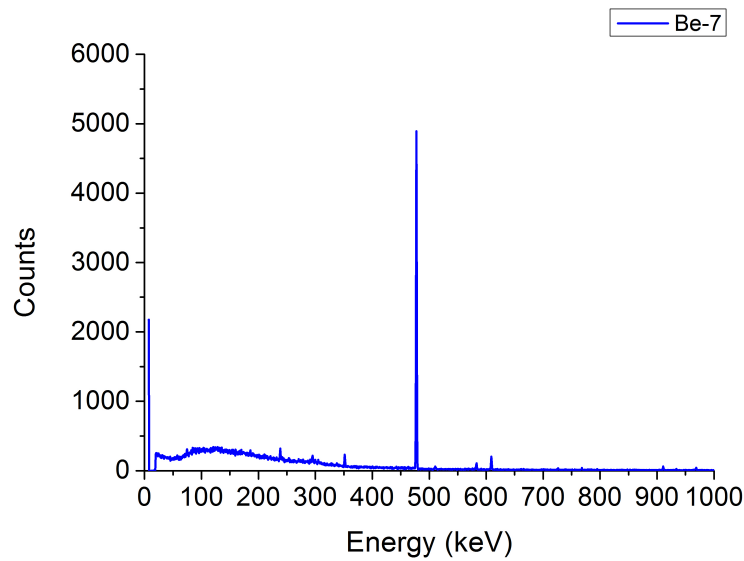
όπου t_{irr} ο χρόνος ακτινοβολήσης, λ η σταθερά αποδιέγερσης του πυρήνα και $f(t)$ η συνάρτηση της ροής νετρονίων συναρτήσει του χρόνου που θεωρείται σταθερή.

Για τον παράγοντα D αντίστοιχα θα έχουμε

$$D = (1 - e^{\lambda t_m}) - e^{\lambda t_w}$$

όπου t_m ο χρόνος μέτρησης και t_w ο χρόνος μεταφοράς από τον χώρο ακτινοβολήσης στον χώρο μέτρησης.

Συνδυάζοντας τον αριθμό των παραγόμενων νετρονίων με το φορτίο που προσέκρουσε στον στόχο και την βοήθεια του πακέτου NeuSDesc, το οποίο θα αναλυθεί διεξοδικά στις επόμενες ενότητες, είναι δυνατός ο υπολογισμός του πάχους του στόχου. Με δεδομένο το πάχος του στόχου και προσομοιώσεις μέσω του πακέτου SRIM επιτυγχάνεται η εύρεση της κατανομής της ενέργειας τη δέσμης, δηλαδή της μέσης ενέργειας της δέσμης και της αβεβαιότητά της.



Σχήμα 4.1: Φάσμα ακτίνων- γ αποδιέγερσης του πυρήνα ${}^7\text{Be}$

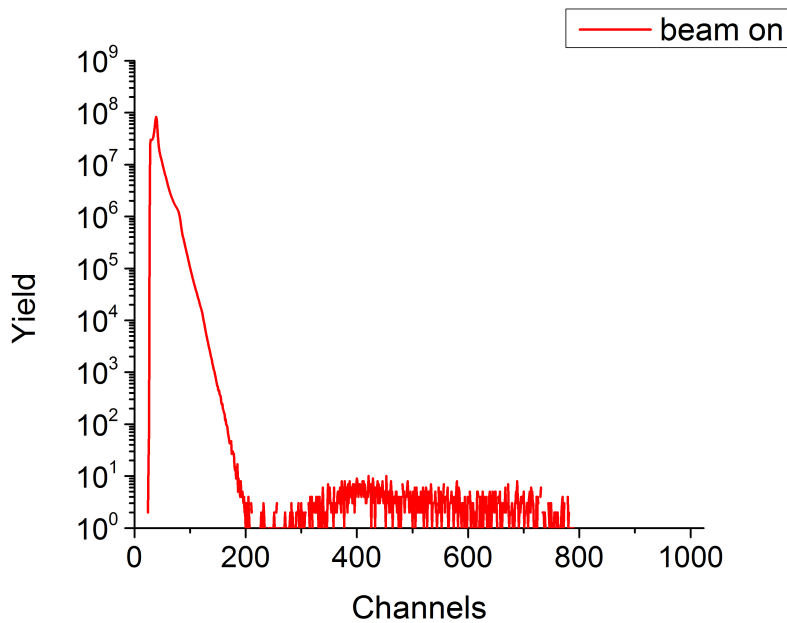
Τελικά, για ενέργειες δέσμης επιλέχθηκαν

| Ενέργεια πρωτονίων (keV) | Ενέργεια νετρονίων (keV) |
|-----------------------------|-----------------------------|
| 2200 | 452 ± 8 |
| 2292 | 550 ± 8 |
| 2300 | 651 ± 8 |

4.2.2 Αριθμός γεγονότων στο φάσμα της σχάσης Y_i

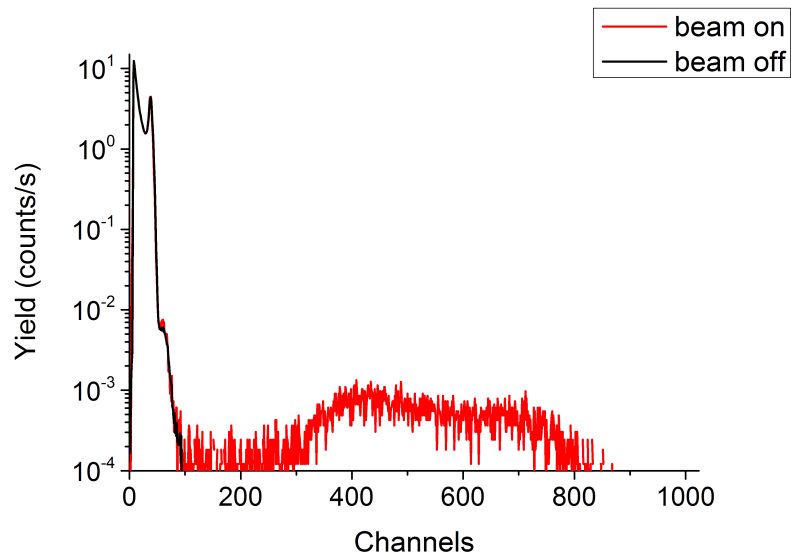
Όπως μπορεί να παρατηρηθεί στο τυπικό φάσμα σχάσης του Σχ. 4.2, σε αυτό παρουσιάζονται δύο περιοχές ενδιαφέροντος όπου η κάθε μια οφείλεται σε διαφορετική πηγή. Η κορυφή στα αριστερά οφείλεται στην ίδια την ενεργότητα- α των στόχων ουρανίου ενώ η περιοχή στα δεξιά (από το κανάλι ~ 250 και δεξιά) οφείλεται στα θραύσματα σχάσης. Για τον προσδιορισμό του συνολικού πληθους των γεγονότων σχάσης επιλέγεται η μέθοδος της ολοκλήρωσης από το κανάλι χαμηλών ενεργειών όπου η συνεισφορά των σωματιδίων- α είναι πρακτικά αμελητέα, μέχρι τη μέγιστη ενέργεια του φάσματος. Το στατιστικό σφάλμα του Y_i προσδιορίζεται

συνεπώς από την τετραγωνική ρίζα του πλήθους των ολοκληρωμένων καταγεγραμμένων θραυσμάτων σχάσης όπως προκύπτει από την κατανομή Poisson. Παρ' όλα αυτά δεν είναι δυνατό να βρεθεί ακριβώς το όριο μεταξύ των δύο περιοχών, το οποίο και θα καθορίσει το κάτω όριο ολοκλήρωσης για τον προσδιορισμό του Y_i . Για το λόγο αυτό, το φάσμα σχάσης (beam on) το υπερθέτουμε με ένα φάσμα που λήφθηκε χωρίς δέσμη (beam off), στο οποίο αναμένεται να υπάρχει συνεισφορά μόνο από την ενεργότητα- α του στόχου. Με την υπέρθεση αυτή λαμβάνεται το φάσμα του Σχ. 4.3, στο οποίο διαχωρίζονται οι δύο περιοχές με μεγάλη ευκολία, καθώς η συνεισφορά των σωματιδίων- α θα πρέπει να περιορίζεται στα ίδια κανάλια και για τα δύο φάσματα αφού δεν υπάρχει αλλαγή στις πειραματικές συνθήκες λήψης των δύο φασμάτων. Τελικά, καταλήγουμε σε ένα φάσμα σαν αυτό του Σχ. 4.4, όπου ο διαχωρισμός των δύο περιοχών εμφανίζεται με διαφορετικό χρώμα. Με ολοκλήρωση της περιοχής των θραυσμάτων σχάσης καθορίζεται ο αριθμός γεγονότων Y_i που χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής σχάσης.



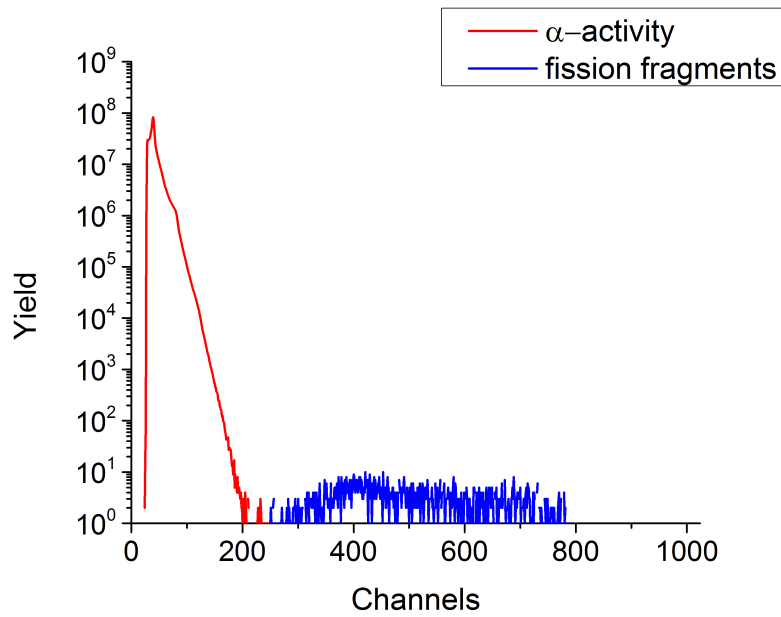
Σχήμα 4.2: Πειραματικό φάσμα σχάσης του ^{234}U για ενέργεια νετρονίων $E_n = 550 \text{ keV}$. Στο φάσμα έχουμε και σωματίδια- α και θραύσματα σχάσης.

Παρά τη μέθοδο της υπέρθεσης και πάλι κάποια γεγονότα σχάσης ενεργειακά θα εμφανίζονται κάτω από την κορυφή των σωματιδίων- α . Για την εκτίμηση της συνεισφοράς αυτής θα χρησιμοποιηθεί το πλατό που παρουσιάζεται στο αριστερό



Σχήμα 4.3: Υπέρθεση φασμάτων *beam on* και *beam off*. Η ενεργότητα- α του *beam on* φάσματος θα πρέπει να περιορίζεται στα ίδια κανάλια με το *beam off*.

άκρο της περιοχής σχάσης. Ολοκληρώνοντας την περιοχή του πλατό και διαιρώντας με το πλήθος των καναλιών της ολοκληρωθείσας περιοχής, μπορεί να βρεθεί ο μέσος όρος γεγονότων σχάσης ανά κανάλι. Εκτιμώντας το εύρος της κορυφής των σωματιδίων- α σε κανάλια και θεωρώντας ότι το πλατό συνεχίζεται κάτω από την κορυφή των σωματιδίων- α , θα αποδοθεί ο κατάλληλος αριθμός θραυσμάτων σχάσης που περιέχονται στην κορυφή των σωματιδίων- α ως συστηματικό σφάλμα.



Σχήμα 4.4: Διαχωρισμός σωματιδίων- α και θραυσμάτων σχάσης μετά την υπέρθεση *beam on* και *beam off* φασμάτων

Έτσι, τελικά, προκύπτουν οι παρακάτω πίνακες:

| $E_n = 450 \text{ keV}$ | Yield | Στατιστικό | Συστηματικό |
|-------------------------|-------|------------|----------------|
| ^{234}U 6a | 1063 | ± 33 | $\uparrow 8\%$ |
| ^{235}U | 6159 | ± 153 | $\uparrow 4\%$ |
| $E_n = 550 \text{ keV}$ | Yield | Στατιστικό | Συστηματικό |
| ^{234}U 6a | 1583 | ± 70 | $\uparrow 8\%$ |
| ^{235}U | 3700 | ± 125 | $\uparrow 4\%$ |
| $E_n = 650 \text{ keV}$ | Yield | Στατιστικό | Συστηματικό |
| ^{234}U 6a | 1706 | ± 41 | $\uparrow 8\%$ |
| ^{235}U | 3341 | ± 71 | $\uparrow 4\%$ |

Η φορά που έχουν τα βέλη στον πίνακα υποδηλώνει ότι το συγκεκριμένο συστηματικό σφάλμα τείνει να προκαλέσει άνοδο στις εκτιμώμενες τιμές του yield.

4.2.3 Μάζα στόχων M^i

Η μάζα των στόχων υπολογίστηκε με τη μέθοδο της φασματοσκοπίας- α όπως αναλύθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο (βλ. 2.2.2).

4.2.4 Χρόνος μέτρησης φάσματος t_{live}^i

Για κάθε φάσμα υπάρχει ο real χρόνος και ο live χρόνος. Ο real χρόνος αποτελεί τον ωρολογιακό χρόνο της μέτρησης ενώ ο live χρόνος αποτελεί τον χρόνο κατά τον οποίο ο ADC ήταν ικανός να καταγράψει και δεν ήταν απασχολημένος με την επεξεργασία άλλου σήματος. Ο λόγος t_{live}/t_{real} αποτελεί τον νεκρό χρόνο (dead time), τον χρόνο που ο ADC δεν ήταν σε θέση να καταγράψει νέα σήματα.

Καθώς το μετρούμενο yield θα πρέπει να αναχθεί στην ίδια μονάδα χρόνου, ως χρόνος μέτρησης των φασμάτων επιλέχθηκε ο live χρόνος. Με τον τρόπο αυτό ενσωματώνεται ταυτόχρονα και η διόρθωση για τον νεκρό χρόνο (dead time) του ανιχνευτή, ο οποίος είναι σημαντικός στην περίπτωση που έχουμε μεγάλη ενεργότητα- α σε κάποιον στόχο, όπως σε αυτόν του ^{234}U . Έτσι, τελικά, προκύπτει ο παρακάτω πίνακας:

| Στόχος | Dead time |
|------------------|-----------|
| ^{234}U | 11.91% |
| ^{235}U | 0.02% |
| ^{238}U | 0.00% |

Παρατηρείται ότι η επιλογή του real χρόνου στην περίπτωση των ισοτόπων ^{235}U και ^{238}U δεν θα είχε ιδιαίτερη διαφορά. Αντίθετα όμως, για το ^{234}U θα προσέθετε ένα σημαντικό συστηματικό σφάλμα στην μέτρησή.

4.2.5 Παράγοντας διόρθωσης γεωμετρίας στόχου f_M

Καθώς οι στόχοι ^{234}U έχουν μεγάλη ενεργότητα, τοποθετήθηκαν μάσκες από αλουμίνιο διαμέτρου 4 cm μπροστά από τους στόχους που μειώνουν την ενεργό του

επιφάνεια. Για να αποφύγουμε την ύπαρξη κακώς ορισμένων γεωμετρικών συνθηκών, όπως ανομοιομορφίες στην περίμετρο του στόχου, τοποθετήθηκαν μάσκες και στους στόχους ^{235}U και ^{238}U . Ο παράγοντας αυτός υπολογίστηκε γεωμετρικά.

Στον παράγοντα αυτόν περιέχονται και οι διορθώσεις ενδοαπορρόφησης (self-absorption) των θραυσμάτων σχάσης μέσα στον ίδιο τον στόχο καθώς και φαινόμενα αιχμής (edge effects) από την ύπαρξη της μάσκας. Για τον υπολογισμό αυτής της συνεισφοράς χρησιμοποιήθηκαν πακέτα προσομοίωσης Monte-Carlo. Για την παραγωγή μια πηγής θραυσμάτων σχάσης χρησιμοποιήθηκε το λογισμικό GEF [24], το οποίο αποτελεί ένα ειδικό λογισμικό για τον υπολογισμό της κατανομής μάζας και ενέργειας των θραυσμάτων σχάσης. Το αρχείο εξόδου του GEF χρησιμοποιήθηκε στη συνέχεια για την περιγραφή της πηγής εκπομπής θραυσμάτων σχάσης στον κώδικα FLUKA [25] όπου παράγονται θραύσματα σχάσης σε τυχαίες θέσεις του όγκου του στόχου με τυχαίες ορμές και ανιχνεύεται το ποσοστό των σωματιδίων που καταφέρνουν να ξεφύγουν από τον στόχο και να φτάσουν στο αέριο του ανιχνευτή. Η διόρθωση αυτή εκτιμήθηκε ότι έχει πολύ μικρή συνεισφορά στο τελικό αποτέλεσμα (< 1%).

Έτσι, τελικά, προκύπτει ο παρακάτω πίνακας:

| | διόρθωση γεωμετρικά | διόρθωση με FLUKA |
|-------|---------------------|-------------------|
| f_M | 0.59172 | 0.59195 |

Ο παράγοντας αυτός μπορεί να έχει συνεπώς μόνο ένα μικρό συστηματικό σφάλμα (< 0.5%) το οποίο και μπορεί να αγνοηθεί με ασφάλεια στο συνολικό υπολογισμό της πειραματικής αβεβαιότητας.

4.2.6 Γεωμετρικός παράγοντας διόρθωσης της ροής f_{geo}

Ο γεωμετρικός παράγοντας διόρθωσης της ροής περιέχει τις διορθώσεις για τη γεωμετρική αναγωγή της νετρονικής ροής από τον στόχο του ^{235}U , στον οποίο έχει υπολογιστεί, στον στόχο του ^{234}U καθώς και για τα νετρόνια που φτάνουν στον κάθε στόχο μετά από σκεδάσεις σε οποιοδήποτε στοιχείο της πειραματικής διάταξης. Ο παράγοντας αυτός προσδιορίστηκε χρησιμοποιώντας προσομοιώσεις Monte Carlo μέσω του λογισμικού NeuSDesc [26] και του κώδικα MCNP [27]. Ολοκληρώνοντας την νετρονική ροή που προκύπτει ως αποτέλεσμα για την κάθε ενέργεια και κάθε

στόχο, γίνεται στη συνέχεια κανονικοποίηση ως προς τον στόχο του ^{235}U .

Έτσι, τελικά, προκύπτει ο παρακάτω πίνακας:

| ^{234}U 6a | f_{geo} |
|-------------------------|-----------|
| $E_n = 450 \text{ keV}$ | 1.563 |
| $E_n = 550 \text{ keV}$ | 1.523 |
| $E_n = 650 \text{ keV}$ | 1.567 |

Η συμπεριφορά αυτού του παράγοντα συναρτήσει της ενέργειας είναι αποτέλεσμα της συνέλιξης της ενεργού διατομής της αντίδρασης παραγωγής νετρονίων (σε αυτή την περίπτωση της $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$) με την ενεργό διατομή της ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης νετρονίων με τα υλικά της πειραματικής διάταξης.

4.2.7 Διορθωτικός παράγοντας του αριθμού των γεγονότων f_Y^i

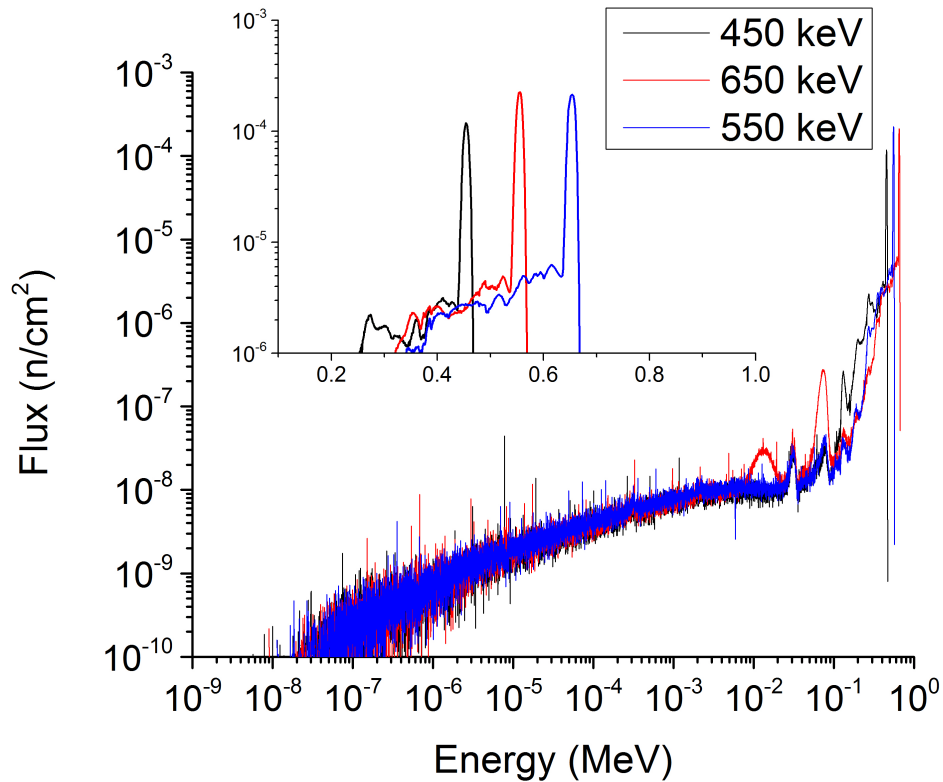
Ο παράγοντας αυτός αποτελεί μια διόρθωση του αριθμού των γεγονότων που οφείλονται σε νετρόνια διαφορετικής ενέργειας από την επιθυμητή. Για να γίνει αυτή η διόρθωση είναι απαραίτητη η ύπαρξη του ενεργειακού φάσματος των νετρονίων.

Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιήθηκε ο συνδυασμός των λογισμικών NeuSDesc-MCNP. Το λογισμικό NeuSDesc (Neutron Source Description), το οποίο αναπτύχθηκε στο JRC-IRMM (Geel, Belgium), χρησιμοποιήθηκε για την παραγωγή του ενεργειακού φάσματος και της γωνιακής κατανομής των παραγόμενων νετρονίων στην πηγή για κάθε διάταξη και ενέργεια δέσμης. Το λογισμικό NeuSDesc κάνει χρήση του λογισμικού SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) [28] για την απώλεια ενέργειας και τον ενεργειακό και χωρικό διασκεδασμό (energy and angular straggling) των ιόντων στο εσωτερικό του στόχου παραγωγής νετρονίων (πχ. λίθιο, κυψελίδα αερίου δευτερίου κλπ.) και στα περιβάλλοντα υλικά όπως παράθυρα εισόδου και υλικά για να σταματά η δέσμη (beam stop), όπως ορίζονται από τον χρήστη. Τα αποτελέσματα αυτά, στη συνέχεια, συνδυάζονται με τις διαθέσιμες διπλές διαφορικές ενεργές διατομές ($d\sigma/dE d\Omega$) της αντίδρασης παραγωγής νετρονίων για την παραγωγή μια αξιόπιστης νετρονικής πηγής, συμπεριλαμβανομένων ανταγωνιστικών αντιδράσεων (competing reactions), όπως η διάσπαση του δευτερίου (deuteron break up) και η $^7\text{Li}(p, n_1)$. Τα δεδομένα της διπλής διαφο-

ρικής ενεργού διατομής λαμβάνονται από τους πίνακες του Liskien et al. όπου περιέχονται οι παράγοντες των πολυωνύμων Legendre για τις αντιδράσεις παραγωγής νετρονίων σε ένα μεγάλο εύρος ενεργειών με μικρό ενεργειακό βήμα [29, 30]. Στην περίπτωση που για μια ενέργεια δεν είναι διαθέσιμη η τιμή των παραγόντων Legendre, πραγματοποιείται γραμμική παρεμβολή. Για τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής της ανταγωνιστικής αντίδρασης ${}^2\text{H}(d, np){}^2\text{H}$ για μια συγκεκριμένη γωνία και ενέργεια στο σύστημα εργαστηρίου, έχουμε τη μετατροπή τους στο σύστημα του κέντρου μάζας. Η διπλή διαφορική ενεργός διατομή υπολογίζεται για την εμπρόσθια διεύθυνση στο κέντρο μάζας μέσα από φαινομενολογία και για άλλες γωνίες και στο κέντρο μάζας υπολογίζεται πολλαπλασιάζοντας την διπλή διαφορική ενεργό διατομή με συνάρτηση που εξαρτάται από τη γωνία [31]. Τελικά, η διπλή διαφορική ενεργός διατομή μετατρέπεται και πάλι στο σύστημα του εργαστηρίου. Ένα ακόμα χρήσιμο χαρακτηριστικό του πακέτου NeuSDesc είναι η δυνατότητα εξαγωγής των παραπάνω στοιχείων σαν κάρτα ορισμού πηγής (source definition card - sdef) για τον κώδικα MCNP.

Η μεταφορά της δέσμης νετρονίων γίνεται διαμέσου της γεωμετρίας της πηγής και της πειραματικής διάταξης (θάλαμος με στόχους, ανιχνευτές, στηρίγματα κα.) που κατασκευάστηκε στο MCNP, το οποίο περιέχει τις απαραίτητες ενεργές διατομές για αλληλεπίδραση των νετρονίων με όλα τα υλικά της διάταξης και κυρίως αυτές των ελαστικών και ανελαστικών σκεδάσεων που έχουν κυρίαρχη συμπεριφορά. Η νετρονική ροή καταγράφεται στον όγκο κάθε στόχου μέχρι την ενεργειακή περιοχή των θερμικών νετρονίων, έτσι ώστε να εκτιμηθεί η συνεισφορά νετρονίων με ενέργειες χαμηλότερες της επιθυμητής στον αριθμό των γεγονότων στο φάσμα σχάσης. Ένα παράδειγμα του αποτελέσματος που λαμβάνεται ως ενεργειακό φάσμα νετρονίων φαίνεται στο Σχ. 4.5, όπου παρουσιάζεται η νετρονική ροή του πρώτου στόχου ${}^{234}\text{U}$ για τρεις διαφορετικές τιμές ενέργειας νετρονίων. Υπάρχει εμφανής διαχωρισμός μεταξύ της κύριας κορυφής (που φαίνεται στο ένθετο του Σχ. 4.5) και της ουράς παρασιτικών νετρονίων μέχρι πολύ χαμηλές ενέργειες.

Ο αριθμός των γεγονότων που προκαλείται από αυτά τα παρασιτικά νετρόνια εκτιμήθηκε με τη σύζευξη της νετρονικής ροής που προβλέπεται από τον συνδυασμό NeuSDesc-MCNP με την αξιολογημένη ενεργό διατομή από την online βιβλιοθήκη ENDF για το κάθε ισότοπο. Έστω Y_0 ο αριθμός των γεγονότων (θραύσματα σχάσης) που οφείλονται στην κύρια κορυφή του φάσματος της ροής, δηλαδή τα χρήσιμα γεγονότα, Y_i ο αριθμός των γεγονότων που οφείλονται στο i -ιοστό bin (διαμέριση) του φάσματος των παρασιτικών νετρονίων και Y_t ο ο συνολικός αριθμός



Σχήμα 4.5: Ενεργειακό φάσμα ροής νετρονίων στον πρώτο στόχο του ^{234}U σε ολοκληρωμένο ενεργειακό εύρος

γεγονότων στο φάσμα σχάσης. Τότε θα ισχύει

$$Y_t = \sum_i Y_i + Y_0 \quad \frac{Y_i}{Y_0} = f_i$$

όπου f_i ο διορθωτικός παράγοντας που οφείλεται στο i -οστό bin της ροής των παρασιτικών νετρονίων και για τον οποίο ισχύει

$$f_i = \frac{Y_i}{Y_0} = \frac{\sigma_i \Phi_i M}{\sigma_0 \Phi_0 M} = \frac{\sigma_i \Phi_i}{\sigma_0 \Phi_0}$$

όπου Φ_i η ροή στο i -οστό bin του φάσματος των νετρονίων, σ_i η ενεργός διατομή στην ενέργεια που αντιστοιχεί στο i -οστό bin του φάσματος νετρονίων, Φ_0 η ροή του ολοκληρώματος της κύριας κορυφής του φάσματος και σ_0 η ενεργός διατομή

που αντιστοιχεί στην ενέργεια της κορυφής. Άρα

$$Y_t = \sum_i f_i Y_0 + Y_0 \Leftrightarrow Y_t = Y_0 \sum_i f_i + Y_0 \Leftrightarrow Y_t = f_Y Y_0 + Y_0 \Leftrightarrow Y_t = (f_Y + 1) Y_0$$

$$Y_0 = \frac{Y_t}{f_Y + 1} \quad (4.3)$$

Τέλος, στον υπολογισμό του παράγοντα χρησιμοποιήθηκαν τα δεδομένα από τρεις online βιβλιοθήκες για να καθοριστεί το επίπεδο αξιοπιστίας της μεθόδου. Οι βιβλιοθήκες αυτές είναι οι

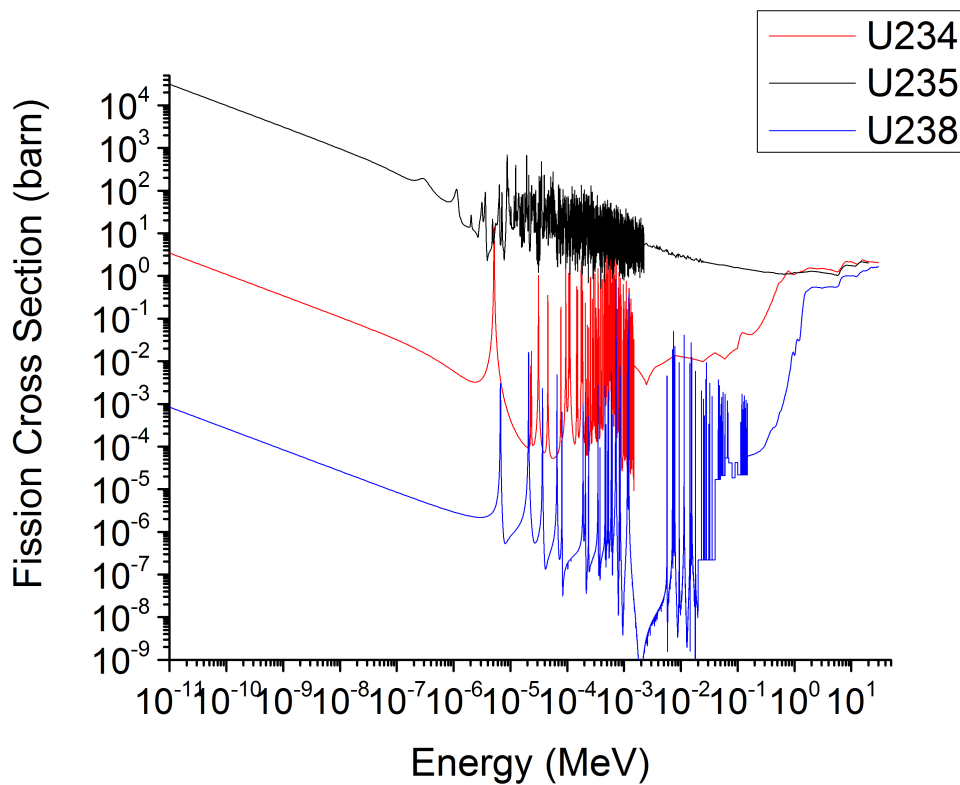
- ▶ ENDF (Αμερικάνικη βιβλιοθήκη)
- ▶ JEFF (Ευρωπαϊκή βιβλιοθήκη)
- ▶ JENDL (Ιαπωνική βιβλιοθήκη)

Η συνέλιξη του σφάλματος της νετρονικής ροής από το MCNP με την ενεργό διατομή της εκάστοτε βιβλιοθήκης ορίζει έναν ρυθμό αντίδρασης (reaction rate) $RR_i = \delta\Phi_i \sigma_i$. Ο λόγος του ρυθμού αντίδρασης RR_i των παρασιτικών νετρονίων προς τον ρυθμό αντίδρασης της ολικής ροής μας δίνει ένα συστηματικό σφάλμα στην αξιοπιστία αυτού του παράγοντα.

Έτσι, τελικά, προκύπτει ο πίνακας:

| Ενέργεια | f_Y^{U4} | f_Y^{U5} |
|-------------------------|--------------|---------------|
| $E_n = 450 \text{ keV}$ | 0.152 ±1.99% | 0.809 ±15.11% |
| $E_n = 550 \text{ keV}$ | 0.133 ±1.67% | 0.597 ±14.23% |
| $E_n = 650 \text{ keV}$ | 0.213 ±0.50% | 0.774 ±11.68% |

Για ενέργεια $E_n = 450 \text{ keV}$ παρατηρείται έντονη σκέδαση της παραγόμενης δέσμης νετρονίων με τα υλικά της διάταξης που έχει σαν συνέπεια τη μείωση της ενέργειας αρκετών νετρονίων καθιστώντας τα παρασιτικά, γεγονός που αυξάνει την επίδραση αυτής της διόρθωσης. Από την άλλη, για ενέργεια $E_n = 650 \text{ keV}$ εμφανίζεται η ανταγωνιστική αντίδραση ${}^7\text{Li}(p, n_1){}^7\text{Be}$ που αυξάνει τα παρασιτικά νετρόνια, αυξάνοντας κατ' επέκταση και την επίδραση αυτής της διόρθωσης. Στην περίπτωση του ${}^{235}\text{U}$ παρατηρείται ότι η επίδραση αυτής της διόρθωσης είναι πολύ



Σχήμα 4.6: Ενεργός διατομή των ^{235}U , ^{234}U και ^{238}U από την online βιβλιοθήκη ENDF

σημαντική. Αυτό συμβαίνει καθώς η ενεργός διατομή του ^{235}U είναι πολύ μεγάλη σε χαμηλές ενέργειες και πάντα μεγαλύτερη απ' όλα τα ισότοπα του ουρανίου σε ολόκληρο το ενεργειακό εύρος. Το γεγονός αυτό κάνει το ^{235}U πολύ ευαίσθητο στα παρασιτικά νετρόνια κάτι που αποτυπώνεται με την μεγάλη τιμή αυτού του διορθωτικού παράγοντα. Οι τιμές του παράγοντα αυτού δείχνουν πόσο κρίσιμη είναι η διόρθωση αυτή για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής με ακρίβεια σε αυτή την ενεργειακή περιοχή.

4.3 Υπολογισμός ενεργού διατομής σχάσης στην περιοχή των MeV

Για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής της σχάσης του ^{234}U στην περιοχή των MeV , ως πηγή νετρονίων χρησιμοποιήθηκε η αντίδραση $^2H(d, n)^3He$ (βλ. 2.3.3) ενώ σαν αντίδραση αναφοράς χρησιμοποιείται ο συνδυασμός της σχάσης των ισοτόπων ^{235}U και ^{238}U . Έτσι, εδώ ισχύει

$$\Phi^{U5} = \frac{Y^{U5} (1 - f_{par}^{U5})}{\sigma_{ENDF}^{U5} M^{U5} t_{live}^{U5} f_M (f_Y^{U5} + 1)} \quad (4.4)$$

$$\sigma^{U4} = \frac{Y^{U4} (1 - f_{par}^{U4})}{\Phi^{U5} M^{U4} t_{live}^{U4} f_M f_{geo} (f_Y^{U4} + 1)} \quad (4.5)$$

όπου

- ▶ σ^i η ενεργός διατομή του εκάστοτε ισοτόπου (στην περίπτωση του ^{235}U από την online βιβλιοθήκη ENDF)
- ▶ Φ^{U5} ο ρυθμός της νετρονικής ροής πάνω στον στόχο του ^{235}U σε $n/cm^2 s$
- ▶ Y^i ο αριθμός των γεγονότων στο φάσμα σχάσης (βλ. 4.2.2)
- ▶ M^i η μάζα του στόχου σε αριθμό πυρήνων (βλ. 4.2.3)
- ▶ t_{live}^i ο live χρόνος του φάσματος σχάσης σε s (βλ. 4.2.4)
- ▶ f_M ο διορθωτικός παράγοντας γεωμετρίας στόχου (βλ. 4.2.5)
- ▶ f_{geo} ο γεωμετρικός παράγοντας διόρθωσης της ροής (βλ. 4.2.6)
- ▶ f_Y^i ο διορθωτικός παράγοντας του αριθμού των γεγονότων (βλ. 4.2.7)
- ▶ f_{par}^i ο διορθωτικός παράγοντας του αριθμού των γεγονότων από τα παρασιτικά νετρόνια που προέρχονται από την γραμμή μεταφοράς (βλ. 4.3.4)

όπου i είναι οι διαφορετικοί στόχοι.

Όλοι οι παράγοντες είναι ίδιοι όπως εξηγούνται στην περίπτωση παραγωγής νετρονίων μέσω της αντίδρασης $^7Li(p, n)^7Be$ (βλ. 4.2) με εξαίρεση τον παράγοντα f_{par}^i που θα εξηγηθεί παρακάτω.

4.3.1 Αριθμός γεγονότων στο φάσμα της σχάσης Y^i

Για τον προσδιορισμό του αριθμού γεγονότων στο φάσμα της σχάσης σε αυτή την ενεργειακή περιοχή ακολουθήθηκε η ίδια μέθοδος όπως στην περίπτωση της ενεργειακής περιοχής των μερικών εκατοντάδων keV (βλ. 4.2.2). Έτσι, τελικά, προκύπτουν οι παρακάτω πίνακες:

| $E_n = 6.5 MeV$ | Yield | Στατιστικό | Συστηματικό |
|-----------------|-------|------------|----------------|
| ^{234}U 6a | 320 | ± 18 | $\uparrow 8\%$ |
| ^{235}U | 485 | ± 22 | $\uparrow 4\%$ |

| $E_n = 7.5 MeV$ | Yield | Στατιστικό | Συστηματικό |
|-----------------|-------|------------|----------------|
| ^{234}U 6a | 4187 | ± 65 | $\uparrow 8\%$ |
| ^{235}U | 6351 | ± 80 | $\uparrow 4\%$ |

| $E_n = 8.7 MeV$ | Yield | Στατιστικό | Συστηματικό |
|-----------------|-------|------------|----------------|
| ^{234}U 6a | 16291 | ± 128 | $\uparrow 8\%$ |
| ^{235}U | 24153 | ± 155 | $\uparrow 4\%$ |

| $E_n = 10 MeV$ | Yield | Στατιστικό | Συστηματικό |
|----------------|-------|------------|----------------|
| ^{234}U 6a | 9694 | ± 98 | $\uparrow 8\%$ |
| ^{235}U | 14473 | ± 120 | $\uparrow 4\%$ |

4.3.2 Γεωμετρικός παράγοντας διόρθωσης της ροής f_{geo}

Για την αναγωγή της ροής από τον στόχο του ^{235}U στον στόχο του ^{234}U χρησιμοποιείται ο γεωμετρικός παράγοντας διόρθωσης όπως υπολογίστηκε και στην 4.2.6. Έτσι, προκύπτει

| ^{234}U 6a | f_{geo} |
|-----------------|-----------|
| $E_n = 6.5 MeV$ | 1.245 |
| $E_n = 7.5 MeV$ | 1.242 |
| $E_n = 8.7 MeV$ | 1.237 |
| $E_n = 10 MeV$ | 1,231 |

4.3.3 Διορθωτικός παράγοντας του αριθμού των γεγονότων f_Y^i

Και εδώ παρουσιάζονται παρασιτικά νετρόνια και ανταγωνιστικές αντιδράσεις που απαιτούν τις απαραίτητες διορθώσεις όπως προαναφέρθηκε (βλ. 4.2.7). Έτσι, προκύπτει

| Ενέργεια | f_Y^{U4} | | f_Y^{U5} | |
|-------------------------|------------|---------------|------------|---------------|
| $E_n = 6.5 \text{ MeV}$ | 0.042 | $\pm 21.53\%$ | 0.069 | $\pm 34.53\%$ |
| $E_n = 7.5 \text{ MeV}$ | 0.029 | $\pm 22.45\%$ | 0.050 | $\pm 26.56\%$ |
| $E_n = 8.7 \text{ MeV}$ | 0.063 | $\pm 10.84\%$ | 0.094 | $\pm 21.62\%$ |
| $E_n = 10 \text{ MeV}$ | 0.0242 | $\pm 3.91\%$ | 0.309 | $\pm 11.66\%$ |

Παρατηρείται ότι οι τιμές των παραγόντων αυτών είναι πολύ μικρότερες από τις αντίστοιχες στην περιοχή των εκατοντάδων keV. Αυτό συμβαίνει γιατί η ενέργεια των νετρονίων σε αυτή την περίπτωση είναι πολύ μεγαλύτερη με αποτέλεσμα τον περιορισμένο αριθμό σκεδάσεων με τα υλικά της διάταξης και μείωση του αριθμού των παρασιτικών νετρονίων. Και εδώ η επίδραση του παράγοντα αυτού για το ^{235}U είναι μεγαλύτερη.

4.3.4 Διορθωτικός παράγοντας του αριθμού των γεγονότων f_{par}^i

Τα δευτέρια της δέσμης έχουν την ιδιότητα να διασπώνται (break up) όταν αλληλεπιδρούν με τα υλικά της γραμμής μεταφοράς (επιταχυντικός σωλήνας, σύστημα κατευθυντήρων κλπ.) ή και να προκαλούν πυρηνικές αντιδράσεις τύπου (d, n) οι οποίες οδηγούν σε εκπομπή νετρονίων, άρα και σε πιθανή παραγωγή θραυσμάτων σχάσης μετά από πρόσπτωση στους υπό μελέτη στόχους. Για το λόγο αυτό, όπως έχει ήδη αναφερθεί (βλ. 2.3.4), για κάθε μέτρηση λαμβάνουμε δύο φάσματα. Στο ένα φάσμα έχουμε αέριο δευτέριο στην κυψελίδα (gas in) και έχουμε την παραγωγή της επιθυμητής νετρονικής δέσμης μαζί με παρασιτικά νετρόνια, ενώ στην άλλη περίπτωση αφαιρούμε το αέριο δευτέριο από την κυψελίδα (gas out) και λαμβάνουμε ένα φάσμα στο οποίο όλα τα γεγονότα σχάσης θα οφείλονται στα παρασιτικά νετρόνια που προκαλούνται από την αλληλεπίδραση της δέσμης δευτερίου με τα υλικά της γραμμής μεταφοράς (τοιχώματα επιταχυντικού σωλήνα, κατευθυντήρες, κυψελίδα κλπ.).

Για να γίνει η διόρθωση αυτή πρέπει να ανάγουμε τον μετρούμενο αριθμό γεγονότων στην ίδια μονάδα φορτίου δευτερίων που πέφτουν στον στόχο (κυψελίδα). Έτσι ισχύει

$$f_{par}^i = \frac{Y_{gas\ out}/q_{gas\ out}}{Y_{gas\ in}/q_{gas\ in}} \quad (4.6)$$

όπου $Y_{gas\ in}$ ο αριθμός γεγονότων στο φάσμα σχάσης gas in, $q_{gas\ in}$ το φορτίο που συλλέγεται στο στόχο στη μέτρηση gas in, $Y_{gas\ out}$ ο αριθμός των γεγονότων στο φάσμα σχάσης gas out και $q_{gas\ out}$ το φορτίο που συλλέγεται στο στόχο κατά τη μέτρηση gas out. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα :

| Ενέργεια | f_{par}^{U4} | | f_{par}^{U5} | |
|------------------|----------------|--------------|----------------|--------------|
| $E_n = 6.5\ MeV$ | 0.331 | $\pm 6.07\%$ | 0.378 | $\pm 4.65\%$ |
| $E_n = 7.5\ MeV$ | 0.073 | $\pm 4.97\%$ | 0.094 | $\pm 3.60\%$ |
| $E_n = 8.7\ MeV$ | 0.117 | $\pm 1.17\%$ | 0.153 | $\pm 0.84\%$ |
| $E_n = 10\ MeV$ | 0.113 | $\pm 3.00\%$ | 0.157 | $\pm 2.12\%$ |

Με εξαίρεση την τιμή του λόγου f_{par} για ενέργεια $E_n = 6.5\ keV$ που οφείλεται σε χαμηλή στατιστική της συγκεκριμένης μέτρησης, παρατηρούμε μια αύξηση της επίδρασης αυτού του παράγοντα συναρτήσει της αύξησης της ενέργειας τη δέσμη νετρονίων. Παρατηρούμε ότι παρά το ότι με την αύξηση της ενέργειας αυξάνεται απολύτως ο αριθμός των παρασιτικών νετρονίων από εξωγενή αίτια, η συνεισφορά του διορθωτικού αυτού παράγοντα επί του συνόλου των γεγονότων δείχνει να φθάνει σε κορεσμό, διότι σε μεγάλες ενέργειες η σημαντικότερη συνεισφορά παρασιτικών νετρονίων προέρχεται από την αντίδραση ${}^2\text{H}(d, n\text{p}){}^2\text{H}$ η οποία πραγματοποιείται εντός του αέριου στόχου δευτερίου της κυψελίδας και συνεπώς δε συμπεριλαμβάνεται στη διόρθωση μέσω της τεχνικής gas in - gas out.

Με τη μέθοδο gas in -gas out αφαιρούνται όλα τα παρασιτικά νετρόνια τα οποία προέρχονται από την επιταχυντική γραμμή και δεν μπορεί να λάβει υπόψη του το λογισμικό NeuSDEsc. Θα πρέπει επίσης να σημειωθεί ότι στον διορθωτικό αυτό παράγοντα δε συμπεριλαμβάνονται παρασιτικά νετρόνια τα οποία μπορεί να προέρχονται από πιθανές προσμείξεις ή/και CO_2 και υδρογονανθράκων στο αέριο μείγμα της κυψελίδας του στόχου. Υπάρχει δε επιπλέον συνεισφορά παρασιτικών νετρονίων από αντιδράσεις σε δευτέρια εμφυτευμένα στην πλατίνα της κυψελίδας (beam stop) από προηγούμενες μετρήσεις, τα οποία δεν αφαιρούνται πλήρως με την gas-out μέτρηση, διότι δε λαμβάνεται υπόψη πειραματικά η ελαφρά αλλαγή

της ενέργειας της δέσμης δευτερίων η οποία προσκρούει στην πλατίνα λόγω της επίδρασης της ισχύος ανάσχεσης του αέριου στόχου. Συνεπώς η πειραματική και φαινομενολογική αδυναμία πλήρους αφαίρεσης των παρασιτικών νετρονίων από εξωγενή αίτια, μπορεί να οδηγήσει σε συστηματικό σφάλμα έως και $\sim 10\%$ στον προσδιορισμό του διορθωτικού αυτού παράγοντα.

Κεφάλαιο 5

Αποτελέσματα και συμπεράσματα

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας καθώς και συμπεράσματα. Τέλος, θα αναφερθούν μελλοντικές προοπτικές για τη συνέχεια αυτής της εργασίας.

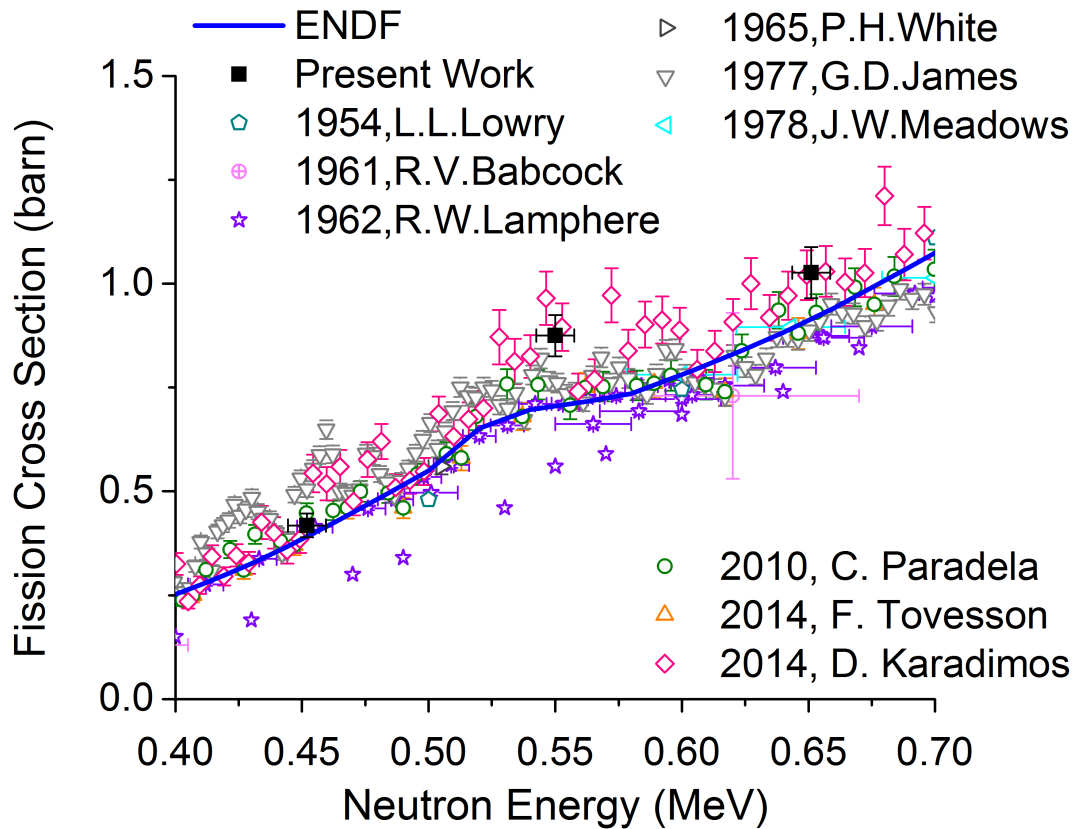
5.1 Αποτελέσματα

Τα αποτελέσματα θα παρουσιαστούν χωριστά για κάθε ενεργειακή περιοχή όπως και στο προηγούμενο κεφάλαιο.

5.1.1 Αποτελέσματα ενεργού διατομής σχάσης στην περιοχή των εκατοντάδων *keV*

Τα αποτελέσματα της μέτρησης της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{234}\text{U}(n, f)$ στην ενεργειακή περιοχή 400–700 *keV* παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα ενώ στο Σχ. 5.1 παρουσιάζονται σε σύγκριση με τα υπάρχοντα πειραματικά αποτελέσματα από την βιβλιογραφία και την online βιβλιοθήκη ENDF.

| Ενέργεια | σ (barn) | $\delta\sigma$ |
|-------------------------|-----------------|----------------|
| $E_n = 452 \text{ keV}$ | 0.429 | ± 0.028 |
| $E_n = 550 \text{ keV}$ | 0.87 | ± 0.05 |
| $E_n = 651 \text{ keV}$ | 1.03 | ± 0.06 |

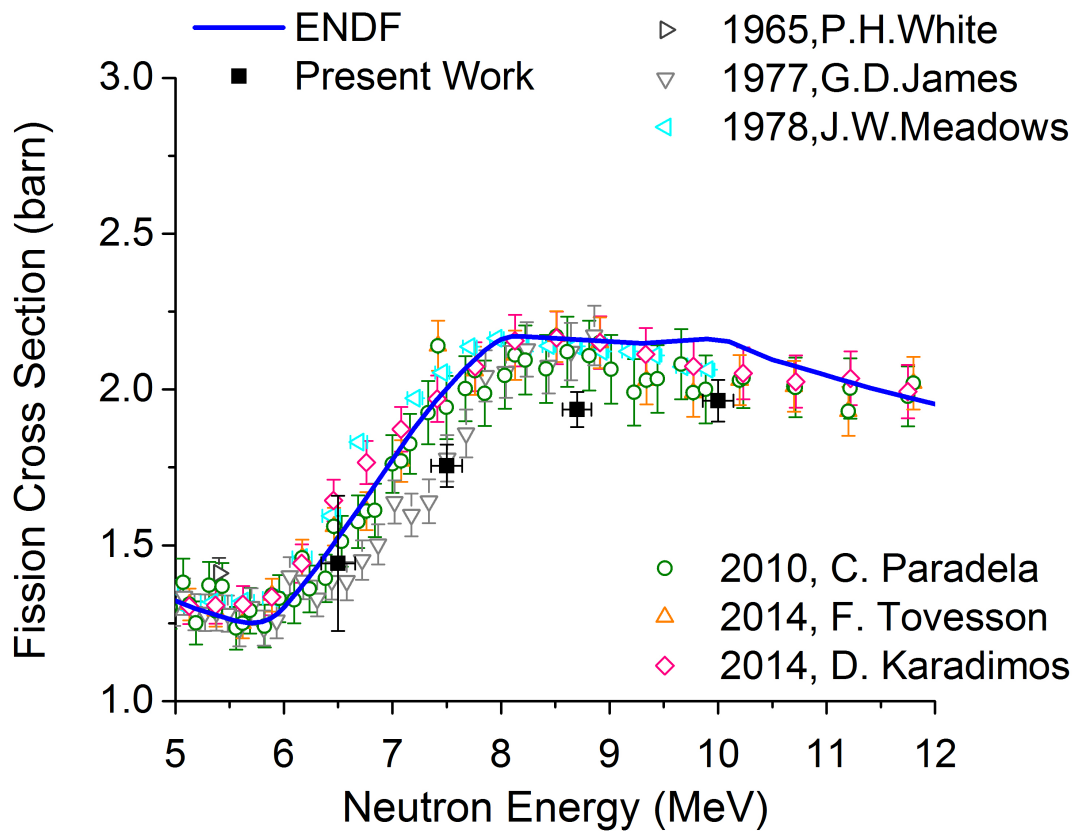


Σχήμα 5.1: Ενεργός διατομή αντίδρασης $^{234}\text{U}(n, f)$ για ενέργειες 400 – 700 keV

5.1.2 Αποτελέσματα ενεργού διατομής σχάσης στην περιοχή των MeV

Τα αποτελέσματα της μέτρησης της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{234}\text{U}(n, f)$ στην ενεργειακή περιοχή 5 – 12 MeV παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα ενώ στο Σχ. 5.2 παρουσιάζονται σε σύγκριση με τα υπάρχοντα πειραματικά αποτελέσματα από την βιβλιογραφία και την online βιβλιοθήκη ENDF.

| Ενέργεια | σ (barn) | $\delta\sigma$ |
|-------------------------|-----------------|----------------|
| $E_n = 6.5 \text{ MeV}$ | 1.44 | ± 0.22 |
| $E_n = 7.5 \text{ MeV}$ | 1.73 | ± 0.15 |
| $E_n = 8.7 \text{ MeV}$ | 1.90 | ± 0.09 |
| $E_n = 10 \text{ MeV}$ | 1.93 | ± 0.12 |

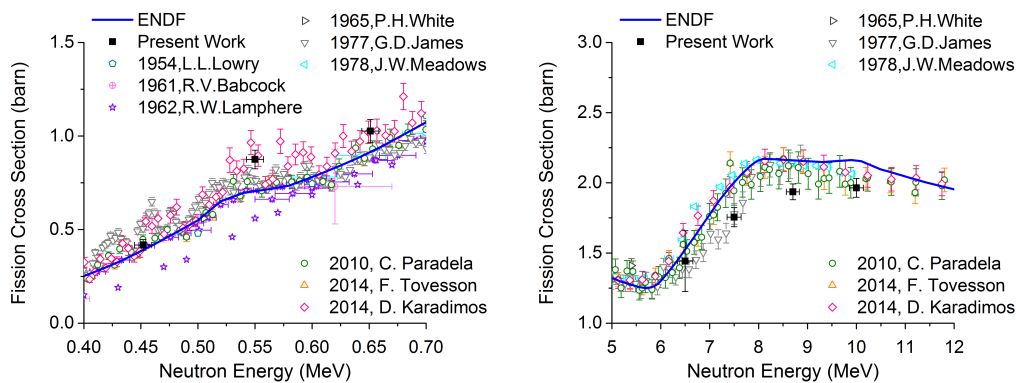


Σχήμα 5.2: Ενεργός διατομή αντίδρασης $^{234}\text{U}(n, f)$ για ενέργειες 5 – 12 MeV

5.2 Συμπεράσματα

Στα σχήματα 5.1 και 5.2, αλλά και στο σχ. 5.3 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα αυτής της εργασίας σε σύγκριση με πρόσφατα πειραματικά δεδομένα και την online βιβλιοθήκη ENDF.

Για ενέργεια $E_n = 450 \text{ keV}$ η συμφωνία με τα υπόλοιπα πειραματικά δεδομένα είναι πολύ καλή και η τιμή της ενεργού διατομής ελαφρώς μεγαλύτερη από αυτή της βιβλιοθήκης ENDF. Η αντίστοιχη τιμή για ενέργεια $= 550 \text{ keV}$ είναι λίγο μεγαλύτερη από αυτές των Paradela και Tovesson αλλά σε καλή συμφωνία με τις μεγαλύτερες τιμές των Karadimos et al. Αντίθετα, για ενέργεια $E_n = 650 \text{ keV}$ η συμφωνία με τους Paradela και Tovesson είναι πολύ καλύτερη και εντός των στατιστικών αβεβαιοτήτων, αλλά και πάλι η συμφωνία με τους Karadimos et al. είναι καλύτερη.



Σχήμα 5.3: Ενεργός διατομή αντίδρασης $^{234}\text{U}(n,f)$ στις δύο ενεργειακές περιοχές του πειράματος

Η τιμή της ενεργού διατομής για ενέργεια $E_n = 6.5 \text{ MeV}$ είναι σε καλή συμφωνία με τα δεδομένα των Paradela και Tovesson εντός των ορίων των στατιστικών αβεβαιοτήτων ενώ η μεγάλη αβεβαιότητα της μέτρησης οφείλεται σχεδόν αποκλειστικά στην χαμηλή στατιστική της μέτρησης. Για ενέργεια $E_n = 7.5 \text{ MeV}$ η συμφωνία είναι επίσης πολύ καλή και το σημείο βρίσκεται λίγο χαμηλότερα από την αξιολόγηση της βιβλιοθήκης ENDF. Για ενέργεια $E_n = 8.7 \text{ MeV}$ η συμφωνία με την βιβλιοθήκη ENDF είναι προφανής ενώ οι Paradela και Tovesson έχουν προβλέψει ελαφρώς μικρότερη τιμή της ενεργού διατομής. Τέλος, στην περίπτωση της ενεργού διατομής για ενέργεια $E_n = 10 \text{ MeV}$ εμφανίζονται σημαντικές αποκλίσεις

ανάμεσα στην παρούσα εργασία και σε προηγούμενα πειράματα, γεγονός που θα μπορούσε πιθανόν να αποδοθεί σε ατέλειες στην αφαίρεση *gas-in* και *gas-out* φασμάτων ή στον υπολογισμό και την γωνιακή κατανομή των παρασιτικών νετρονίων που παράγονται από την αντίδραση $^2\text{H}(d, n\text{p})$, όπως αυτά αποδίδονται από το πρόγραμμα NeuSDesc.

Σε κάθε περίπτωση η πολύ καλή συμφωνία των αποτελεσμάτων της παρούσας εργασίας με αποτελέσματα από πρόσφατες μετρήσεις με την τεχνική *time-of-flight* σε ευρύ φάσμα ενεργειών είναι ενδεικτική της εγκυρότητας της μεθοδολογίας της ανάλυσης που ακολουθήθηκε. Βασικό χαρακτηριστικό της μεθοδολογίας αυτής είναι η διόρθωση για την συνεισφορά των παρασιτικών χαμηλοενεργειακών νετρονίων που εκτιμήθηκε με τους υπολογισμούς και τις προσομοιώσεις που έγιναν με τον συνδυασμό των κωδίκων NeuSDesc και MCNP. Η προτεινόμενη μεθοδολογία φαίνεται να αποτελεί έναν ισχυρό τρόπο προσδιορισμού ενεργών διατομών σχάσης σε περίπτωση έλλειψης συστημάτων *time-of-flight (ToF)* με πολύ καλά και αξιόπιστα αποτελέσματα. Στην περίπτωση δε της μελέτης σχάσης με χρήση νετρονίων χαμηλής ενέργειας, τα Monte Carlo αποτελέσματα θα μπορούσαν μάλιστα να θεωρηθούν και ως πιο αξιόπιστα από τα αντίστοιχα *ToF*, διότι συμπεριλαμβάνουν στους αναλυτικούς υπολογισμούς και όλες τις πιθανές συνεισφορές από σκεδάσεις νετρονίων σε όλα τα στοιχεία της πειραματικής διάταξης.

5.3 Μελλοντικές προοπτικές

Στα μελλοντικά σχέδια, ως συνέχεια της τρέχουσας εργασίας, περιλαμβάνεται η μελέτη της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{234}\text{U}(n, f)$ στην ενεργειακή περιοχή $15 - 20 \text{ MeV}$. Η μελέτη αυτή θα γίνει με τη χρήση της αντίδρασης παραγωγής νετρονίων $^3\text{H}(d, n)^4\text{He}$ και τη μεθοδολογία που αναπτύχθηκε σε αυτή την εργασία.

Αυτή η εκτενής μελέτη σε ευρεία ενεργειακή περιοχή της αντίδρασης σχάσης του ^{234}U και εγκυροποίηση της μεθοδολογίας θα επιτρέψει την εφαρμογή της για την μέτρηση λιγότερο γνωστών ενεργών διατομών αντιδράσεων σχάσης στο μέλλον, με πολύ καλό έλεγχο της νετρονικής δέσμης για διαφορετικές διατάξεις και ενεργειακές περιοχές.

Βιβλιογραφία

- [1] C. Paradela et al. “Neutron-induced fission cross section of ^{234}U and ^{237}Np measured at the CERN Neutron Time-of-Flight (n_TOF) facility”. In: *Phys. Rev. C* 82 (3 2010), p. 034601. doi: [10.1103/PhysRevC.82.034601](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.034601). url: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.82.034601>.
- [2] D. Karadimos et al. “Neutron-induced fission cross section of ^{234}U measured at the CERN n_TOF facility”. In: *Phys. Rev. C* 89 (4 2014), p. 044606. doi: [10.1103/PhysRevC.89.044606](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.044606). url: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.89.044606>.
- [3] F. Tovesson, A. Laptev, and T. S. Hill. “Fast Neutron-Induced Fission Cross Sections of $^{233,234,236,238}\text{U}$ up to 200 MeV”. In: *Nuclear Science and Engineering* 178.1 (2014), pp. 57–65. doi: [dx.doi.org/10.13182/NSE13-56](https://doi.org/10.13182/NSE13-56).
- [4] G. D. James et al. “Intermediate structure studies of ^{234}U cross sections”. In: *Phys. Rev. C* 15 (6 1977), pp. 2083–2097. doi: [10.1103/PhysRevC.15.2083](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.15.2083). url: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.15.2083>.
- [5] R. W. Lamphere. “Fission Cross Section of Uranium-234”. In: *Phys. Rev.* 91 (3 1953), pp. 655–658. doi: [10.1103/PhysRev.91.655](https://doi.org/10.1103/PhysRev.91.655). url: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.91.655>.
- [6] R.W Lamphere. “Fission cross section and fragment angular distribution for fast neutron-induced fission of U234”. In: *Nuclear Physics* 38 (1962), 561 –IN2. issn: 0029-5582. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0029-5582\(62\)91066-0](https://doi.org/10.1016/0029-5582(62)91066-0). url: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558262910660>.
- [7] P.H. White and G.P. Warner. “The fission cross sections of ^{233}U , ^{234}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{240}Pu and ^{241}Pu relative to that of ^{235}U for neu-

- trons in the energy range 1–14 MeV”. In: *Journal of Nuclear Energy* 21.8 (1967), pp. 671 –679. issn: 0022-3107. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0022-3107\(67\)90082-2](http://dx.doi.org/10.1016/0022-3107(67)90082-2). url: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022310767900822>.
- [8] J.W. Meadows. “The fission cross sections of ^{230}Th , ^{232}Th , ^{233}U , ^{234}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu and ^{242}Pu relative to ^{235}U at 14.74 MeV neutron energy”. In: *Annals of Nuclear Energy* 15.8 (1988), pp. 421 –429. issn: 0306-4549. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0306-4549\(88\)90038-2](http://dx.doi.org/10.1016/0306-4549(88)90038-2). url: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0306454988900382>.
- [9] Y. Giomataris et al. “MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 376.1 (1996), pp. 29 –35. issn: 0168-9002. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00175-1](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(96)00175-1). url: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900296001751>.
- [10] S Andriamonje et al. “Development and performance of Microbulk Micromegas detectors”. In: *Journal of Instrumentation* 5.02 (2010), P02001. doi: [10.1088/1748-0221/5/02/p02001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/5/02/p02001). url: <http://stacks.iop.org/1748-0221/5/i=02/a=P02001>.
- [11] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 4th Edition. John Wiley & Sons, Inc., 2012.
- [12] M. Diakaki et al. “Characterization of actinide targets for fission cross section measurements”. In: HNPS2012. 2012.
- [13] R Whitcher. SACALC3. 2012. url: <https://sites.google.com/site/averagesolidangle2/dow/sacalc3>.
- [14] K. S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, 1988.
- [15] S. Cierjacks, ed. *Neutron Source for Basic Physics and Applications*. Vol. 2. Neutron physics and Nuclear Data in Science and Technology. Pergamon Press, 1982.
- [16] G. Grigoriadou and N. Patronis. *CONY, Computer code for Neutron Yield calculations*.

- [17] Α. Καλαμαρά. “Μέτρηση της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{241}\text{Am}(n, 2n)^{240}\text{Am}$ ”. Διπλωματική Εργασία. Τομέας Φυσικής, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, 2011. url: <https://dspace.lib.ntua.gr/handle/123456789/5082>.
- [18] Β. Ρακόπουλος. “Μελέτη των ενεργών διατομών των αντιδράσεων $^{19}\text{F}(d, p)^{20}\text{F}$ και $^{19}\text{F}(d, \alpha)^{17}\text{O}$ ”. Διπλωματική Εργασία. Τομέας Φυσικής, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, 2011. url: <https://dspace.lib.ntua.gr/handle/123456789/5598>.
- [19] Α. Σταματοπουλος. “Έλεγχος Αξιοπιστίας Διαφορικών Ενεργών Διατομών Ελαστικής Σκέδασης Πρωτονίων σε Στόχο Φυσικού Βορίου”. Μεταπτυχιακή Εργασία. Τομέας Φυσικής, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, 2014. url: <https://dspace.lib.ntua.gr/handle/123456789/40535>.
- [20] Π. Γάσης. “Μέτρηση διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης $\text{D}(d, p)\text{T}$ σε ενέργειες και γωνίες κατάλληλες για NRA”. Διπλωματική Εργασία. Τομέας Φυσικής, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, 2013. url: <https://dspace.lib.ntua.gr/handle/123456789/8467>.
- [21] Α. Α. Κύρτσος. “Μελέτη και χαρακτηρισμός ανιχνευτών MicroMegas για την μέτρηση της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{237}\text{Np}(n, f)$ ”. Διπλωματική Εργασία. Τομέας Φυσικής, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, 2013. url: <https://dspace.lib.ntua.gr/handle/123456789/8456>.
- [22] Α. Κανελλακόπουλος. “Εφαρμογή Οπισθοσκέδασης Rutherford και φασματοσκοπίας NRA για τη μελέτη στόχων και λεπτών υμενίων”. Πτυχιακή Εργασία. Εθνικό Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών, 2012.
- [23] *ENDF, Evaluated Nuclear Data File*. IAEA, International Atomic Energy Agency. 2016. url: <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>.
- [24] *GEF, GEneral Fission model*. url: <http://www.cenbg.in2p3.fr/-GEF->.
- [25] A. Ferrari et al. *FLUKA: A multi-particle transport code*. 2005. url: <http://www.fluka.org/fluka.php>.
- [26] E. Birgersson and G. Lovestam. *NeuSDesc, Neutron Source Description*. JRC-IRMM. 2009. url: <http://publications.jrc.ec.europa.eu/repository/handle/JRC51437>.

- [27] X-5 Monte Carlo Team, *MCNP - Version 5, Vol. I: Overview and Theory*. LA-UR-03-1987. 2003.
- [28] J. Ziegler. *SRIM, Stopping and Range of Ions in Matter*. 2013. url: www.srim.org.
- [29] H. Liskien and A. Paulsen. “Neutron production cross sections and energies for the reactions $T(p, n)^3\text{He}$, $D(d, n)^3\text{He}$, and $T(d, n)^4\text{He}$ ”. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 11.7 (1973), pp. 569–619. issn: 0092-640X. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0092-640X\(73\)80081-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0092-640X(73)80081-6). url: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X73800816>.
- [30] H. Liskien and A. Paulsen. “Neutron production cross section and energies for the reaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ and ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}^*$ ”. In: *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 15.1 (1975), pp. 57–84. doi: [10.1016/0092-640x\(75\)90004-2](http://dx.doi.org/10.1016/0092-640x(75)90004-2). url: [http://dx.doi.org/10.1016/0092-640X\(75\)90004-2](http://dx.doi.org/10.1016/0092-640X(75)90004-2).
- [31] A. B. Kagalenko and N.V. Kornilov. “The differential neutron production cross-section in the $D(d, np)$ reaction”. In: *IAEA-tecdoc-410* (1980), pp. 115–119. url: <https://www-nds.iaea.org/publications/tecdocs/iaea-tecdoc-0410/>.
- [32] 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 MicroMegas detector assembly”. In: *The European Physical Journal A* 49.5 (2013), p. 62. issn: 1434-601X. doi: [10.1140/epja/i2013-13062-3](http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2013-13062-3). url: <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2013-13062-3>.
- [33] M. Diakaki et al. “Measurement of the ${}^{236}\text{U}(n, f)$ Cross Section with the MicroMegas Detector”. In: *Acta Physica Polonica B* 47 (2016), p. 789. doi: [10.5506/APhysPolB.47.789](https://doi.org/10.5506/APhysPolB.47.789).
- [34] Α. Σταματοπουλος. “Μελέτη Ανιχνευτή MicroMegas”. Διπλωματική Εργασία. Τομέας Φυσικής, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, 2012. url: <https://dspace.lib.ntua.gr/handle/123456789/7197>.
- [35] Α. Σ. Παναγιωτόπουλος. “Μελέτη ενεργού διατομής αντίδρασης σχάσης ${}^{236}\text{U}(n, f)$ με ανιχνευτές MicroMegas”. Διπλωματική Εργασία. Τομέας Φυσικής, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, 2015.

-
- [36] *NuDat 2*. National Nuclear Data Center. url: <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/chartNuc.jsp>.
- [37] *Wikipedia, the free encyclopedia*. Wikimedia Foundation. url: <https://en.wikipedia.org/>.