



ΑΡΙΣΤΟΤΕΛΕΙΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗΣ
ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΦΥΣΙΚΗΣ
ΤΟΜΕΑΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΗΣ ΣΤΟΙΧΕΙΩΔΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

**Μελέτη των χαρακτηριστικών της δέσμης νετρονίων και
προσδιορισμός παραμέτρων συντονισμού της σύλληψης νετρονίων στο
 ^{234}U με την μέθοδο της ολικής απορρόφησης, στην πειραματική διάταξη
n_TOF του CERN**

**ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ
ΧΡΙΣΤΟΣ ΛΑΜΠΟΥΔΗΣ**

ΙΑΝΟΥΑΡΙΟΣ 2007

CERN-THESIS-2007-116
01/01/2007



Στον φίλο και συνάδελφο

Γιάνη Κουτσογιάννο

Περίληψη

Ο κλάδος της πυρηνικής φυσικής και πιο συγκεκριμένα οι εφαρμογές της, συνοδεύονται σε διεθνές επίπεδο από διάφορα ζητήματα, όπως: η διαχείριση των πυρηνικών αποβλήτων, ο σχεδιασμός νέων πυρηνικών αντιδραστήρων, η θέσπιση νέων κανόνων ασφαλείας κλπ. Τα παραπάνω δημιούργησαν την ανάγκη κατασκευής εξελιγμένων συστημάτων και ενίσχυσαν την προσπάθεια επέκτασης και βελτίωσης των βιβλιοθηκών δεδομένων πυρηνικής φυσικής, όπως για παράδειγμα αυτά που σχετίζονται με τις αντιδράσεις σύλληψης νετρονίων σε διάφορα ισότοπα που συμμετέχουν στον κύκλο του Θορίου.

Το παρόν περιλαμβάνει και παρουσιάζει τα αποτελέσματα των μετρήσεων της αντίδρασης (n,γ) στο ^{234}U , που πραγματοποιήθηκαν στην πειραματική διάταξη n_TOF του CERN. Περιγράφεται με λεπτομέρεια η διάταξη και το βασικό σύστημα ανίχνευσης, ενώ τα αποτελέσματα δίνονται στη μορφή παραμέτρων συντονισμού της θεωρίας R – matrix και συγκρίνονται με τις υπάρχουσες βιβλιοθήκες δεδομένων.

Abstract

At an international level several issues accompany the long-term development of nuclear science and its applications: nuclear waste management, new reactor design, increasingly safety requirements, public acceptance etc. This has triggered many sophisticated R&D activities, such as Accelerator Driven Systems or next generation reactor concepts and enhanced the ongoing effort to expand and improve the existing nuclear data. Among other measurements of special interest, is the neutron capture cross section determination for several isotopes related to the nuclear fuel cycle.

This text mainly presents the obtained results from the (n,γ) cross section measurement of ^{234}U that was performed at n_TOF facility (CERN). In detail we describe the main features of the facility, the TAC (Total Absorption Calorimeter) detection arrangement and its performance under specific experimental conditions. Results in the form of R-matrix resonance parameters and cross sections are discussed in parallel with the existing ENDF data.

Ευχαριστίες

Βασική προϋπόθεση για την ολοκλήρωση του παρόντος ήταν η φυσική μου παρουσία σε διάφορα εργαστήρια και η αποδοτική συνεργασία και αλληλεπίδραση με πλήθος ανθρώπων, τόσο σε επιστημονικό όσο και σε προσωπικό επίπεδο, τους οποίους και οφείλω να ευχαριστήσω θερμά.

Καταρχάς πρέπει να ευχαριστήσω ιδιαίτερος τον επιβλέποντα επίκ.καθηγητή Ηλία Σαββίδη, για την γενικότερη καθοδήγηση και συμβολή του στην εκπόνηση της διατριβής.

Ευχαριστώ επίσης τα μέλη της τριμελούς επιτροπής, επίκ.καθηγητή Χρήστο Ελευθεριάδη και αναπ.καθηγητή Γεώργιο Κίτη, για την καθοριστική βοήθεια που μου προσέφεραν στην ολοκλήρωση της εργασίας.

Επίσης πρέπει να ευχαριστήσω την αναπ.καθηγήτρια Χαρίκλεια Πετρίδου, τον λέκτορα Σαμψωνίδη Δημήτριο και τον επικ.καθηγητή Αναστάσιο Λιόλιο για την συνεργασία που είχαμε αλλά και για την προθυμία που επέδειξαν, όποτε και αν ζήτησα την βοήθειά τους.

Η συνεργασία με τους: Ρόζα Βλαστού (αναπ.καθηγήτρια), Μιχάλη Κόκκορη (λέκτορα) και Γεώργιο Περδικάκη στα εργαστήρια του Δημοκρίτου και του CERN, ήταν σημαντική και τους ευχαριστώ πολύ. Ιδιαίτερος θα πρέπει να ευχαριστήσω την αναπ.καθηγήτρια Ρόζα Βλαστού για την συμπαράστασή της σε εξόχως κρίσιμες φάσεις της διατριβής μου.

Ακόμη πρέπει να ευχαριστήσω τους: Eric Berthoumieux, Frank Gunsing, Walid Dridi, Daniel Can Ott, Alberto Mengoni, Δημήτρη Καραδήμο και Liam Fitzpatrick για την ανεκτίμητη συμβολή τους στα στάδια λήψης και ανάλυσης δεδομένων κατά την παραμονή μου τόσο στο CERN όσο και στο Saclay.

Οφείλω να ευχαριστήσω θερμά τους συναδέλφους Θωμά Παπαευαγγέλου, Γεώργιο Πολυμέρη και Κωνσταντίνο Μπαχά για τις εποικοδομητικές συζητήσεις, την στήριξη και συμπαράστασή τους.

Τέλος πρέπει να ευχαριστήσω τους γονείς μου για όλα.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	1
ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	1
1.1 <i>Κίνητρα και στόχοι</i>	3
1.1.1 Αντιδράσεις νετρονίων και βασικές τεχνολογικές εφαρμογές.....	4
1.1.1(α) Συστήματα μεταστοιχείωσης αποβλήτων.....	5
1.1.1(β) Δοσιμετρία και ιατρικές εφαρμογές.....	6
1.1.2 Πυρηνική Αστροφυσική.....	7
1.1.3 Θέματα βασικής έρευνας.....	10
1.2 <i>Βιβλιοθήκες Δεδομένων (Neutron Data Libraries)</i>	11
1.3 <i>Πειραματικές Διατάξεις</i>	12
1.4 <i>Η δομή του παρόντος συγγράμματος</i>	13
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 ΘΕΩΡΙΑ ΕΝΕΡΓΩΝ ΔΙΑΤΟΜΩΝ	15
2.1 <i>Η έννοια της ενεργού διατομής</i>	15
2.2 <i>Ελαστική σκέδαση και υποβιβασμός ενέργειας των νετρονίων</i>	17
2.3 <i>Μέση λογαριθμική μείωση της ενέργειας και ληθαργία</i>	18
2.4 <i>Ροή νετρονίων</i>	20
2.4.1 Ροή νετρονίων και μονάδες ληθαργίας.....	20
2.5 <i>Συναρτήσεις διέγερσης</i>	21
2.6 <i>R – Matrix Theory</i>	27
2.6.1 Εισαγωγή.....	27
2.6.2 Σύνθετος Πυρήνας.....	28
2.6.3 Resolved Resonance Region (RRR).....	30
2.6.3(α) R-Matrix formalism.....	30
2.6.3(β) Προσέγγιση κατά Reich-Moore.....	34
2.6.3(γ) Single Level Breit – Wigner προσέγγιση.....	35
2.6.3(δ) Διαπλάτωση Doppler.....	36
2.6.4 Unresolved Resonance Region.....	37
2.6.5 Πειραματική διαδικασία.....	39
2.6.5(α) Αναγκαιότητα προσδιορισμού των παραμέτρων συντονισμού.....	39
2.6.5(β) Μετρήσιμες ποσότητες.....	39
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ.....	43
3.1 <i>Οι εγκαταστάσεις του περάματος n TOF (CERN)</i>	43
3.1.1 Η δέσμη πρωτονίων PS (Proton Synchrotron).....	43
3.1.2 Ο στόχος μολύβδου.....	45
3.1.3 Το μέσο ‘πτήσης’ των νετρονίων (TOF tube).....	47
3.1.4 Χαρακτηριστικά της δέσμης νετρονίων.....	50
3.2 <i>Μετρήσεις ενεργών διατομών σύλληψης νετρονίων</i>	51
3.2.1 Η μέθοδος ολικής απορρόφησης.....	51
3.2.2 Καλορίμετρο Ολικής Απορρόφησης – TAC.....	52
3.2.2(α) Κρύσταλλος BaF ₂	53
3.2.2(β) Απορροφητής νετρονίων – Neutron absorber.....	56
3.2.2(γ) Ηλεκτρονικές μονάδες.....	59
3.2.3 Στόχοι.....	59
3.2.4 Σύστημα Λήψης Δεδομένων – DAQ.....	62

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4	ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΧΩΡΙΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΗΣ ΔΕΣΜΗΣ	65
4.1	Εισαγωγή	65
4.2	Μέτρηση	66
4.2.1	Ανιχνευτής	66
4.2.2	Ακτινοβόληση δείγματος	67
4.2.3	Διαδικασία ανάδειξης και καταμέτρησης ιχνών	67
4.3	Αποτελέσματα	69
4.4	Μελέτη υποστρώματος ταχέων νετρονίων εντός και εκτός του χώρου μετρήσεων	71
4.4.1	Διαμόρφωση ανιχνευτή και ακτινοβολήσεις	72
4.4.2	Διαδικασία ανάδειξης και καταμέτρησης ιχνών	73
4.4.3	Αποτελέσματα - Συμπεράσματα	74
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5	ΑΝΑΛΥΣΗ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ	79
5.1	Μεθοδολογία μετρήσεων	79
5.1.1	Βασικές αρχές	79
5.1.2	Τεχνικές μετρήσεων αλληλεπίδρασης (n,γ)	81
5.2	Επεξεργασία ρυθμού γεγονότων	86
5.2.1	Αναλογία σύλληψης	86
5.2.2	Πηγές υποστρώματος	87
5.2.3	Ενεργειακή βαθμολόγηση	89
5.2.4	Σχέση ενέργειας - χρόνου πτήσης νετρονίου	89
5.2.5	Ροή νετρονίων	91
5.2.6	Συντελεστής πρόσπτωσης δέσμης ϵ_{beam}	95
5.3	Συνάρτηση διακριτικής ικανότητας (n_{TOF} Resolution Function)	95
5.4	Τεχνική 'κορεσμένου συντονισμού' – Saturated resonance technique	98
5.5	Μελέτη λειτουργίας TAC με προσομοιώσεις Monte Carlo	99
5.5.1	Εσωτερική ακτίνα R_{TAC}	100
5.5.2	Απορροφητής νετρονίων	101
5.5.3	Γεννήτορας διαδοχικών μεταπτώσεων	102
5.5.4	Αναπαραγωγή γεγονότων ισοτόπων ^{197}Au και ^{234}U και απόκριση του TAC	103
5.5.5	Απόδοση ανίχνευσης	106
5.6	Μετρήσεις	107
5.6.1	Υπόστρωμα χώρου (Ambient)	107
5.6.2	Υπόστρωμα παρουσία δέσμης νετρονίων (Just_Beam)	108
5.6.3	Πλαίσιο στήριξης στόχου (Empty_Frame)	109
5.6.4	Κέλυφος τιτανίου (Empty_canning)	109
5.6.5	Ευαισθησία TAC στα νετρόνια (neutron sensitivity)	110
5.6.6	Μόλυβδος (In_Beam_Gammas)	112
5.6.7	Μέτρηση αναφοράς – ^{197}Au	114
5.6.8	Ενεργότητα δείγματος ^{234}U (Activity)	116
5.6.9	Στόχος ^{234}U	116
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6	ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ	119
6.1	Εισαγωγή	119
6.2	Προσαρμογή Αναλογίας Σύλληψης του ^{234}U	120
6.3	Στατιστική ανάλυση	124
6.3.1	Μέση τιμή πλάτους ακτινοβολίας (Average radiative width)	124
6.3.2	'Ακτινοβολών Πυρήνας' - (Radiative Kernel)	125
6.3.3	Μέση τιμή διαστήματος μεταξύ ενεργειακών σταθμών	126
6.4	Ακρίβεια προσδιορισμού των παραμέτρων συντονισμού	127
6.4.1	Ροή δέσμης νετρονίων	128
6.4.2	Συνάρτηση Διακριτικής Ικανότητας	128
6.4.3	Μήκος Πτήσης	128
6.4.4	Πάχος Στόχου	128
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ - ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ	133

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α ΜΕΛΕΤΗ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΤΑC	135
<i>Εισαγωγή.....</i>	<i>135</i>
<i>A1 Διαμόρφωση σήματος κρυστάλλου BaF₂.....</i>	<i>136</i>
A1α Μορφή παλμού αναφοράς	136
A1β Αναλυτική έκφραση παλμού	138
<i>A2 Αλγόριθμος διάκρισης κορυφών.....</i>	<i>139</i>
A2α Αναγνώριση κορυφών	139
A2β Χαρακτηρισμός κορυφής (χωρίς προσαρμογή)	142
A2γ Συνθήκη απόρριψης	144
A2δ Αντιμετώπιση αλληλεπικάλυψης	144
<i>A3 Διαδικασία προσαρμογής.....</i>	<i>144</i>
A3α Προσαρμογή βασικής γραμμής	145
A3β Ολοκλήρωση του σήματος κρυστάλλου BaF ₂	145
<i>A4 Παράμετροι.....</i>	<i>145</i>
<i>A5 Χαρακτηριστικά λειτουργίας κρυστάλλου.....</i>	<i>147</i>
A5α Αντιμετώπιση αλληλεπικάλυψης.....	147
A5β Διάκριση μορφής παλμού (Pulse Shape Discrimination).....	149
A5γ Μετατροπή σήματος σε ενέργεια.....	150
<i>A6 Λειτουργία TAC.....</i>	<i>152</i>
A6α Παράθυρο σύμπτωσης.....	152
A6β Ενεργειακή διακριτική ικανότητα του TAC	152
ΑΝΑΦΟΡΕΣ.....	155
Λίστα σχημάτων.....	163
Λίστα εικόνων-πινάκων.....	171

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

Τα νετρόνια και τα πρωτόνια ως συστατικά του πυρήνα αποτελούν αντικείμενο έρευνας από την στιγμή της ανακάλυψής τους έως και σήμερα. Η αλληλεπίδραση των νετρονίων με την ύλη συνεχίζεται να μελετάται σε πολλούς τομείς της φυσικής και της τεχνολογίας όπως: βασική πυρηνική φυσική, αστροφυσική, σχεδιασμό και ασφάλεια αντιδραστήρων, ADS συστήματα (Accelerator Driven Systems), ιατρικές εφαρμογές κλπ.. Βασική πληροφορία για όλες αυτές τις εφαρμογές, είναι η γνώση της ενεργού διατομής (cross section) για δεδομένη ενέργεια του νετρονίου, δηλαδή της πιθανότητας να πραγματοποιηθεί συγκεκριμένη αλληλεπίδραση μεταξύ νετρονίου και πυρήνα.

Η διαρκώς αυξανόμενη ζήτηση ενέργειας σε παγκόσμιο επίπεδο με την ταυτόχρονη απαίτηση για καθαρότερες πηγές ενέργειας, αλλά και τους δεδομένους περιορισμούς αποθεμάτων των παραδοσιακών ορυκτών καυσίμων, οδήγησε σε αναθεώρηση της στάσης απέναντι στην παραγωγή ενέργειας από σχάσιμα υλικά. Οι σημερινοί αντιδραστήρες ελαφρού ύδατος (LWRs – Light Water Reactors) είναι σε θέση να ικανοποιήσουν τις ενεργειακές απαιτήσεις των επόμενων ετών. Η κάλυψη των ενεργειακών απαιτήσεων όμως, σε κλίμακα χρόνου πολλών δεκαετιών προκάλεσε το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας για εύρεση εναλλακτικών καινοτόμων λύσεων. Οι σημαντικότερες παράμετροι προς αυτή την κατεύθυνση είναι: η φιλικότητα προς το περιβάλλον, η λειτουργικότητα, το κόστος, αλλά και διάφορα πολιτικο-κοινωνικά ζητήματα, όπως για παράδειγμα η αύξηση του παγκόσμιου πληθυσμού. Συνεπώς, η ανάπτυξη τέτοιων προηγμένων συστημάτων θα πρέπει να πραγματοποιηθεί ικανοποιώντας πλήρως τους κανόνες και τις απαιτήσεις για μειωμένη παραγωγή, αποτελεσματική διαχείριση και μεταστοιχείωση (transmutation) των ραδιενεργών αποβλήτων, το εύρος χρόνου ζωής των συστημάτων κλπ. Όλα τα παραπάνω ενίσχυσαν το ενδιαφέρον για την μελέτη και την έρευνα της τεχνολογίας ADS όπως αυτό του ‘Ενισχυτή Ενέργειας’ (Energy Amplifier) [1].

Ο σωστός μηχανολογικός σχεδιασμός ενός τέτοιου συστήματος, καθώς και

όλα τα ζητήματα ασφαλείας που προκύπτουν, προϋποθέτουν πλήρη και ακριβή γνώση δεδομένων (nuclear data sets) [2], όπως αυτά των ενεργών διατομών αλληλεπίδρασης των νετρονίων με την ύλη. Τα υπάρχοντα δεδομένα προέρχονται από τον συνδυασμό των αποτελεσμάτων πλήθους διαφορετικών πειραμάτων, τα οποία στην πλειοψηφία τους πραγματοποιούνταν διαφορετικά στοιχεία του περιοδικού πίνακα και διαφορετικά τμήματα του ενεργειακού φάσματος των νετρονίων. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την μη απόλυτη ταύτιση ή ασυμφωνία μεταξύ τους. Οι ασάφειες αυτού του είδους, γίνονται εντονότερες για τα δεδομένα που αφορούν τη σειρά των ακτινιδών, των παραγώγων της σχάσης και των ισοτόπων που σχετίζονται με τον κύκλο του Θορίου (Th-cycle).

Αρκετές από τις ενεργές διατομές που χρήζουν διερεύνησης, σχετίζονται με το αντικείμενο της πυρηνικής αστροφυσικής. Η αστροφυσική πλέον βρίσκεται στο στάδιο ποσοτικοποίησης των περισσοτέρων από τα θεμελιώδη ερωτήματα που αφορούν το Σύμπαν και την εξέλιξή του. Το λεγόμενο 'καθιερωμένο πρότυπο' (standard model), περιγράφει ικανοποιητικά τη θεωρία της μεγάλης έκρηξης και της κοσμολογίας γενικότερα. Θέματα της αρχέγονης πυρηνοσύνθεσης, της προέλευσης στοιχείων όπως το ^2H , ^3He , ^4He και ^7Li (που δημιουργήθηκαν 200s μετά την μεγάλη έκρηξη), είναι υψίστης σημασίας για την κοσμολογία και τη φυσική στοιχειωδών σωματιδίων. Επίσης η παρουσία βαρέων στοιχείων, πέραν του σιδήρου, καταμαρτυρεί την ύπαρξη διαδικασιών πυρηνοσύνθεσης μέσω σύλληψης νετρονίων (neutron capture) σε αστέρες και σε εκρήξεις υπερκαινοφανών. Η κατανόηση αυτών των διαδικασιών είναι ένα πολύ δύσκολο έργο από την σκοπιά της πυρηνικής αλλά και της θερμοδυναμικής και απαιτεί την κατά το δυνατόν ακριβέστερη γνώση των ενεργών διατομών όλων των αλληλεπιδράσεων που εμπλέκονται σε αυτές.

Τέλος, σε ότι αφορά την μεταστοιχείωση των ακτινιδών, μεγάλης σημασίας είναι τα δεδομένα των ισοτόπων που λαμβάνουν χώρα στον μηχανισμό παραγωγής ενέργειας $^{232}\text{Th} - ^{233}\text{U}$, στην 'κάυση' του ^{239}Pu , καθώς και στα υπόλοιπα στοιχεία της σειράς των ακτινιδών, τα οποία έχουν προταθεί ως συστατικά προς καταστροφή εντός του 'ενισχυτή ενέργειας'. Οι σημαντικότερες αλληλεπιδράσεις που υπεισέρχονται σε πειράματα μεταστοιχείωσης, είναι αυτές της πυρηνικής σχάσης (n,f) και σύλληψης νετρονίου (n, γ). Μέσω αυτών δίνεται η δυνατότητα μετατροπής είτε ενός μακρόβιου ραδιενεργού στοιχείου σε βραχύβιο είτε ενός σταθερού σε ραδιενεργό. Αντιδράσεις παραγωγής φορτισμένων σωματιδίων, όπως (n,p) ή (n, α), έχουν χαμηλότερες τιμές ενεργών διατομών (<100mb) και έτσι δεν είναι βαρύνουσας σημασίας για την διαδικασία

παραγωγής ενέργειας με τη χρήση των ADS συστημάτων. Πλησιάζοντας υψηλότερες ενεργειακές περιοχές όμως, 'δραστηριοποιούνται' διάφορα άλλα κανάλια αλληλεπίδρασης νετρονίων με την ύλη, όπως $(n,2n)$, $(n,3n)$, (n,np) με ενεργές διατομές αρκετών barns, καθιστώντας αυτές τις αντιδράσεις σημαντικές.

1.1 Κίνητρα και στόχοι

Η χαρακτηριστική ιδιότητα των νετρονίων που τα κάνει 'ιδιαίτερα', είναι αυτή της απουσίας ηλεκτρικού φορτίου, κάτι το οποίο συνεπάγεται την απουσία αλληλεπίδρασης Coulomb εντός του πυρήνα. Οι αντιδράσεις σύλληψης και εκπομπής είναι ανεξάρτητες του φράγματος Coulomb και αυτή είναι η αιτία που μπορούν να πραγματοποιηθούν με σημαντική πιθανότητα ακόμη και σε χαμηλές ενέργειες. Αυτή η ιδιότητα χρίζει τις προκαλούμενες από νετρόνια αντιδράσεις (neutron induced reactions) εξαιρετικής σημασίας για την πυρηνική τεχνολογία και τις διαδικασίες εξέλιξης του Σύμπαντος. Οι αλληλεπιδράσεις νετρονίων-νουκλεονίων και νετρονίων-πυρήνα ως ισχυρές έχουν μικρή εμβέλεια και η απουσία δυνάμεων Coulomb απλοποιεί σε αρκετές περιπτώσεις την θεωρητική περιγραφή πειραμάτων σκέδασης. Κατ' επέκταση τα πειράματα νετρονίων αποτελούν χρήσιμες πηγές πληροφοριών για τις ιδιότητες των ισχυρών δυνάμεων.

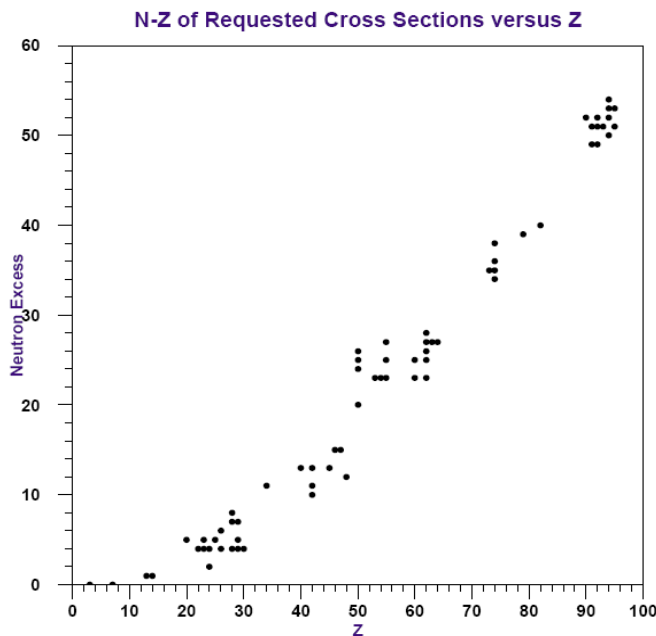
Η φύση των νετρονίων σχετίζεται ακόμη και με τις ασθενείς αλληλεπιδράσεις, αφού συμμετέχουν στην βήτα διάσπαση. Η μαγνητική ροπή του νετρονίου είναι ένα χαρακτηριστικό που χρησιμοποιείται κυρίως σε πειράματα σκέδασης θερμικών νετρονίων και επομένως θα μπορούσαν να μελετηθούν σταθερές που σχετίζονται με την ηλεκτρομαγνητική δομή του νετρονίου, όπως οι τιμές της εσωτερικής ακτινικής κατανομής φορτίου που έχει το σωματίδιο.

Συνοπτικά οι περιοχές επιστημονικού ενδιαφέροντος που σχετίζονται με τις μετρήσεις του παρόντος συγγράμματος θα μπορούσαν να κατηγοριοποιηθούν ως εξής:

1. Ενεργές διατομές που αφορούν αλληλεπιδράσεις πυρηνικής αστροφυσικής
2. Ενεργές διατομές που σχετίζονται με εφαρμογές πυρηνικής τεχνολογίας και κυρίως μεταστοιχείωσης πυρηνικών αποβλήτων (nuclear waste transmutation)
3. Θέματα θεμελιώδους πυρηνικής φυσικής

1.1.1 Αντιδράσεις νετρονίων και βασικές τεχνολογικές εφαρμογές

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, πάρα πολλές εφαρμογές (σχάση, σύντηξη, δοσιμετρία, ραδιοθεραπεία κλπ), προϋποθέτουν ακριβή γνώση ενεργών διατομών τόσο ποιοτικά όσο και ποσοτικά πέραν των έως σήμερα γνωστών βιβλιοθηκών - βάσεων δεδομένων (evaluated cross section libraries). Χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι η περίπτωση του ^9Be , το οποίο έχει προταθεί ως στοιχείο που μπορεί να χρησιμοποιηθεί στους αντιδραστήρες σύντηξης. Απαιτείται όμως η λεπτομερής γνώση όχι μόνον των ενεργών διατομών όλων των εμπλεκόμενων αντιδράσεων, αλλά και η ενέργεια και η γωνιακή κατανομή των δευτερογενώς εκπεμπόμενων νετρονίων [3].



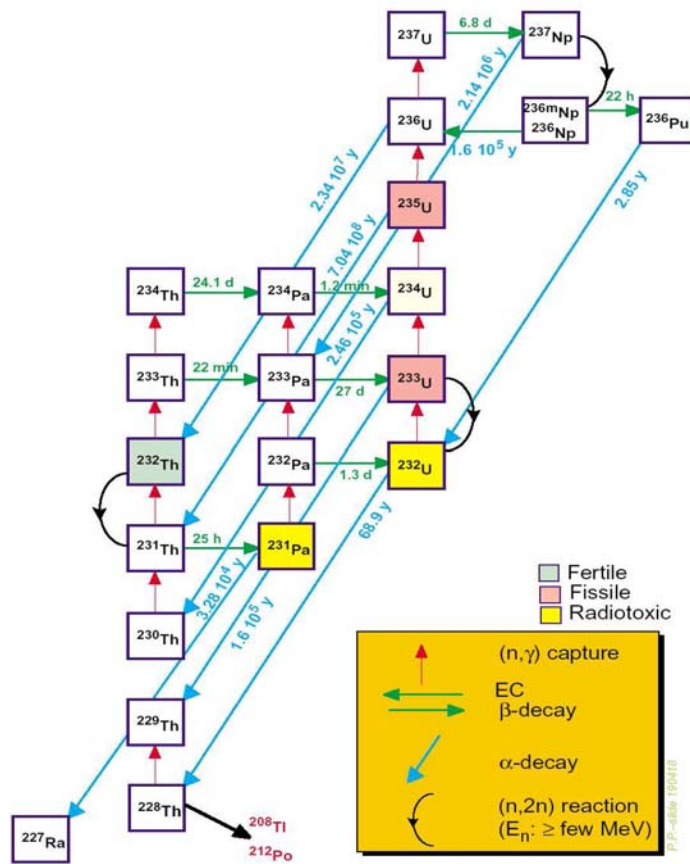
Σχήμα 1.1 Λίστα ισοτόπων υψηλής προτεραιότητας, συναρτήσει ατομικού αριθμού και περίσσειας νετρονίων

Η Υπηρεσία Πυρηνικής Ενέργειας (OECD - Nuclear Energy Agency) κατάρτισε έναν πίνακα ισοτόπων υψηλής προτεραιότητας, με σκοπό να παράσχει έναν οδηγό σε όσους σχεδιάζουν να πραγματοποιήσουν πειράματα προσδιορισμού ενεργών διατομών νετρονίων. Απαρτίζεται από 200 καταχωρήσεις - προτάσεις που αφορούν πλήθος εφαρμογών.

1.1.1(a) Συστήματα μεταστοιχείωσης αποβλήτων

Στα πλαίσια της Ευρωπαϊκής Ένωσης αλλά και σε παγκόσμιο επίπεδο καταβάλλεται μεγάλη προσπάθεια για την καλύτερη δυνατή διαχείριση των ραδιενεργών αποβλήτων. Βασικός στόχος είναι η μείωση του συνολικού όγκου των αποβλήτων προς αποθήκευση, κατά έναν παράγοντα τουλάχιστον ίσο με δέκα, ώστε να συρρικνωθεί ο χρόνος αποθήκευσης σε κάποιες εκατοντάδες έτη από αρκετές χιλιάδες που είναι σήμερα. Κάτι τέτοιο προϋποθέτει την ανακύκλωση του πλουτωνίου, την ‘καύση’ των ακτινιδών (ισότοπα $^{232,233}\text{Pa}$, $^{237,238}\text{Np}$, $^{241-244,242m,244m}\text{Am}$ και $^{242-248}\text{Cm}$), καθώς και την μεταστοιχείωση συγκεκριμένων προϊόντων της σχάσης με ιδιαίτερα μεγάλους χρόνους ζωής (Long Lived Fission Products, LLFP), όπως τα ισότοπα ^{99}Tc και ^{129}I . Μια στρατηγική μεταστοιχείωσης μπορεί να είναι αποτελεσματική αν έχει στην διάθεσή της ισχυρές πηγές νετρονίων, κυρίως στο φάσμα των υψηλών ενεργειών. Οι συνθήκες αυτές μπορούν να ικανοποιηθούν στο περιβάλλον αντιδραστήρων ή συστημάτων ADS. Συγκεκριμένα, για τις περιπτώσεις του κύκλου του Θορίου και Ουρανίου η σύλληψη νετρονίων είναι η αντίδραση που συνεισφέρει τα μέγιστα στην διαδικασία μεταστοιχείωσης (σχήμα 1.2) και είναι δεδομένη η ανάγκη για ακριβή δεδομένα. Αλλά και στην διαδικασία μεταστοιχείωσης των μακρόβιων προϊόντων της σχάσης, η αντίδραση (n,γ) είναι η πιο σημαντική. Σαφείς ενδείξεις της ικανότητας της μεθόδου, αλλά και των απαραίτητων συνθηκών ώστε η διαδικασία της μεταστοιχείωσης να είναι αποδοτική, αποδείχθηκαν μέσω του πειράματος TARC (Transmutation Adiabatic Resonance Crossing) [5].

Ένα σύστημα ADS ουσιαστικά είναι μια διάταξη που συνδυάζει έναν επιταχυντή σωματιδίων και ένα υποκρίσιμο αντιδραστήρα. Η υποκρισιμότητα συνεπάγεται την αδυναμία του συστήματος να συντηρήσει την αλυσιδωτή αντίδραση εξαιτίας της χαμηλής παραγωγής πλήθους νετρονίων κάνοντας αναγκαία την τροφοδοσία μέσω εξωτερικής πηγής. Σε ένα ADS σύστημα, η εξωτερική πηγή νετρονίων αποτελείται από έναν στόχο βαρέως στοιχείου, όπως Pb, ο οποίος βομβαρδίζεται με φορτισμένα σωματίδια και μέσω αντιδράσεων θρυμματισμού παράγεται δέσμη νετρονίων. Στις περισσότερες των περιπτώσεων, προτείνεται η χρήση πρωτονίων ενέργειας της τάξης των GeV, τα οποία αποκτούν την απαιτούμενη ενέργεια σε γραμμικούς επιταχυντές.



Σχήμα 1.2 Σχηματική αναπαράσταση του κύκλου Th - U

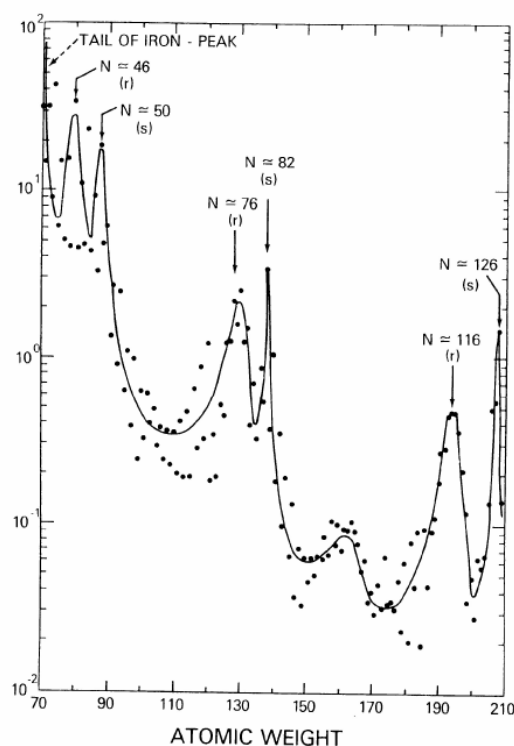
1.1.1(β) Δοσιμετρία και ιατρικές εφαρμογές

Αρκετά ζητήματα που σχετίζονται με τους τομείς της ραδιοπροστασίας και ραδιοθεραπείας είναι ανοικτά. Σε πολλές περιπτώσεις η ανάγκη για νέα δεδομένα είναι επιτακτική, όπως για παράδειγμα στον προσδιορισμό της λαμβανόμενης δόσης κατά τα αεροπορικά ταξίδια, ή στην ανάπτυξη νέων δοσιμετρικών μεθόδων για ενέργειες νετρονίων δεκάδων MeV.

Η καλύτερη γνώση των αλληλεπιδράσεων των νετρονίων με διάφορα υλικά σε ευρύτερο ενεργειακό φάσμα, ανοίγει το πεδίο εφαρμογής νέων τεχνικών και υλικών στον τομέα θεραπείας με την χρήση επιταχυντικών διατάξεων.

1.1.2 Πυρηνική Αστροφυσική

Η προέλευση των στοιχείων είναι ένα ενδιαφέρον θέμα και η κατανόησή του δίνει απαντήσεις για την ιστορία του Σύμπαντος. Το υδρογόνο, το ήλιο και μικρές ποσότητες λιθίου δημιουργήθηκαν την χρονική περίοδο μεταξύ των πρώτων δευτερολέπτων και μερικών δεκάδων λεπτών μετά τη Μεγάλης Έκρηξη [6]. Στην συνέχεια, και κάτω από συνθήκες συμπύκνωσης, δημιουργήθηκαν οι αστέρες στο περιβάλλον των οποίων ξεκίνησε η σύνθεση βαρύτερων στοιχείων [7].



Σχήμα 1.3 Σχετικές ισοτοπικές αφθονίες συναρτήσει του ατομικού βάρους. Η συνεχής καμπύλη παριστά την συνεισφορά των s και r διαδικασιών, όπως αυτή έχει υπολογιστεί

Η επίδραση των βαρυτικών δυνάμεων προκαλεί την συνεχή αύξηση της θερμοκρασίας στο εσωτερικό των αστέρων και το φράγμα Coulomb ξεπερνιέται επιτρέποντας τις αντιδράσεις πυρηνικής σύντηξης και δημιουργίας στοιχείων έως και το ^4He . Όταν η θερμοκρασία προσεγγίσει την τιμή των $1-2 \cdot 10^7$ K σταματά η διαδικασία συστολής του αστέρα λόγω κατάστασης ισορροπίας. Ακολουθεί μια

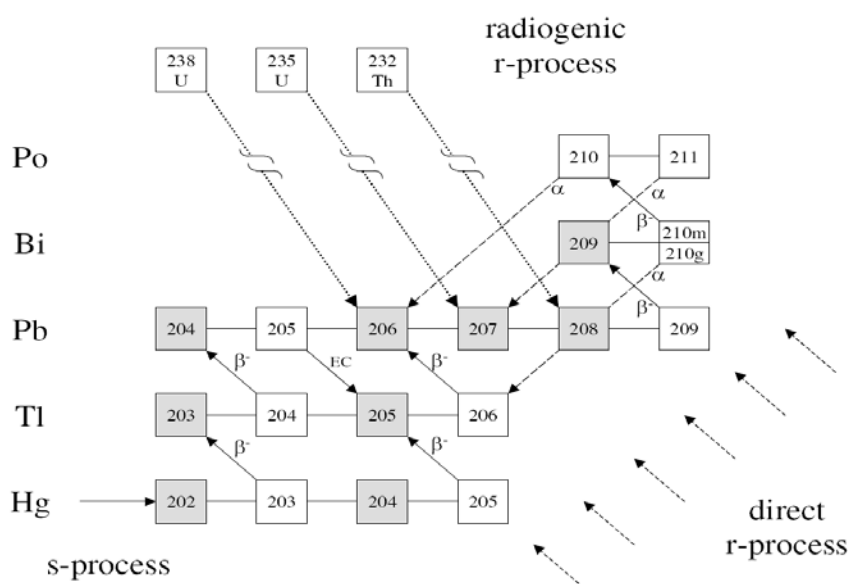
περίοδος σύνθεσης στοιχείων μέχρι και την κορυφή του σιδήρου, έως την παύση των αντιδράσεων μεταξύ φορτισμένων σωματιδίων (όριο Coulomb). Σε αυτό το χαρακτηριστικό σημείο ξεκινά η δημιουργία στοιχείων βαρύτερων του σιδήρου μέσω αντιδράσεων σύλληψης νετρονίων. Εξαιτίας της ουδετερότητας του νετρονίου, αυτές οι αλληλεπιδράσεις μπορούν να πραγματοποιηθούν ακόμη και σε πολύ χαμηλές ενέργειες ($\sigma \sim 1/u$).

Στο σχήμα 1.3 παρατηρείται η κατανομή των βαρέων στοιχείων συναρτήσει του ατομικού βάρους, κάτι που επιβεβαιώνει το σενάριο συμμετοχής των νετρονίων κατά την σύνθεσή τους. Ο διπλές κορυφές αντιστοιχούν σε πυρήνες με συμπληρωμένο τον εξωτερικό φλοιό νετρονίων. Στην διεθνή βιβλιογραφία περιέχονται αρκετές πρόσφατες αναφορές σχετικά με τις διαδικασίες πυρηνοσύνθεσης στους αστέρες [8], [9].

Δύο είναι οι χαρακτηρισμοί αναφορικά με τους μηχανισμούς σύλληψης νετρονίων, αυτοί με τις συντομογραφίες *s* και *r* – process. Τα δύο αρχικά γράμματα σχετίζονται με την χρονική κλίμακα πραγματοποίησής τους. Το *s* (*slow*), αντιστοιχεί σε βραδείς ρυθμούς αλληλεπίδρασης, ενώ το *r* (*rapid*) σε ταχείς. Πιο συγκεκριμένα ο μηχανισμός *s*, απαντάται κατά το αρχικό στάδιο εξέλιξης των αστέρων (όπως συνοπτικά περιγράφηκε παραπάνω) και ενδεικτικά απαιτεί χρονικά διαστήματα της τάξης των 10^4 χρόνων. Αντίθετα η *r* διαδικασία πραγματοποιείται ταχύτατα ($t \sim \text{sec}$) και συναντάται κατά τα εκρηκτικά στάδια της εξέλιξης των αστέρων.

Πέραν της χρονικής εξέλιξης, οι δύο μηχανισμοί διαφέρουν και στην διαδρομή που ακολουθείται σε κάθε περίπτωση. Κατά τον *s* – μηχανισμό διασχίζεται η κοιλάδα σταθερότητας του χάρτη των νουκλιδίων. Αν στην πορεία δημιουργηθεί ασταθές στοιχείο, συνήθως διασπάται μέσω β -διάσπασης πριν προλάβει να γίνει νέα σύλληψη νετρονίου. Οι κορυφές που παρατηρούνται στο σχήμα 1.3 οφείλονται ακριβώς σε αυτήν τη διαδικασία και αντιστοιχούν στους μαγικούς αριθμούς $N=52, 80$ και 126 . Όταν ο ρυθμός των δύο αντιδράσεων (β -διάσπαση και σύλληψη νετρονίου) είναι συγκρίσιμος, τότε υπάρχει η πιθανότητα να δημιουργηθεί ένα παρακλάδι στην αλυσίδα. Αυτές οι περιπτώσεις παρέχουν χρήσιμες πληροφορίες για την πυκνότητα των νετρονίων, την αντίστοιχη των ηλεκτρονίων και την θερμοκρασία, σε αυτή τη φάση εξέλιξης των αστέρων. Η αντίδραση (n, γ) είναι προεξάρχει μετά τον σίδηρο και τερματίζει στο στοιχείο ^{209}Bi (στοιχεία βαρύτερα του βισμούθιου πραγματοποιούν α -διάσπαση και έτσι ο *s* – μηχανισμός σταματά).

Κατά την ταχύτατη r – διαδικασία, η παρουσία νετρονίων είναι πολύ έντονη (υψηλές ροές), ώστε οι αντιδράσεις σύλληψης χαρακτηρίζονται από υψηλότερους ρυθμούς σε σχέση με τους αντίστοιχους της β -διάσπασης. Ως αποτέλεσμα, έχουμε την σύνθεση στοιχείων που βρίσκονται μακριά από την κοιλάδα σταθερότητας και διαθέτουν περίσσεια νετρονίων. Όταν η διαδρομή οδηγήσει σε στοιχείο με συμπληρωμένο τον εξωτερικό φλοιό ($N=52, 80$ ή 126), τότε η αμέσως επόμενη σύλληψη νετρονίου προκαλεί την δημιουργία ισότοπου με αριθμό νετρονίων $N+1$. Μέσω του r -μηχανισμού συνθέτονται στοιχεία της σειράς των ακτινίδων που δεν μπορούν να δημιουργηθούν από την s -διαδικασία.



Σχήμα 1.4 Παράσταση τερματισμού του s -μηχανισμού. Τα γραμμοσκιασμένα στοιχεία αποτελούν σταθερούς πυρήνες

Στο σχήμα 1.4 παρουσιάζονται οι δύο μηχανισμοί. Όταν το βήμα προσεγγίσει το βισμούθιο, τότε δημιουργούνται βαρύτερα στοιχεία τα οποία ανατροφοδοτούν την s -διαδικασία μέσω άλφα διασπάσεων, επιστρέφοντας την ακολουθία στα στοιχεία ^{206}Pb , ^{207}Pb .

Δύο είναι οι τύποι των δεδομένων που απαιτούνται στους υπολογισμούς που σχετίζονται με τις παραπάνω διαδικασίες: οι ισοτοπικές αφθονίες των νουκλιδίων

που λαμβάνουν μέρος στις αλληλεπιδράσεις και οι ρυθμοί αυτών των αλληλεπιδράσεων (reaction rates) που ορίζονται από την σχέση:

$$\langle \sigma_{\gamma} v \rangle = \int_0^{\infty} \sigma_{\gamma} v \varphi(v) dv \quad (1-1)$$

όπου σ_{γ} η ενεργός διατομή σύλληψης, v η ταχύτητα των νετρονίων και η ολοκλήρωση πραγματοποιείται για κατανομή της ταχύτητας $\varphi(v)dv$. Σε αστρικά περιβάλλοντα οι σχετικές ταχύτητες των νετρονίων – ισοτόπων (στόχων) ακολουθούν κατανομή κατά Maxwell – Boltzmann. Σε αυτή την περίπτωση είναι σύνηθες να ορίζεται η ενεργός διατομή σύλληψης συναρτήσει της κατανομής αυτής (Maxwellian – Averaged Capture cross section, MAC):

$$MAC(kT) = \langle \sigma_{\gamma} \rangle_{kT} = \frac{\langle \sigma_{\gamma} v \rangle}{\langle v_T \rangle} = \frac{2}{\sqrt{\pi}(kT)^2} \int_0^{\infty} \sigma_{\gamma}(E) E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad (1-2)$$

Οι θερμοκρασίες που αντιστοιχούν σε αυτά τα μοντέλα βρίσκονται μεταξύ των τιμών $kT=5\text{KeV}$ και 100KeV .

1.1.3 Θέματα βασικής έρευνας

Σήμερα η παραβίαση της συμμετρίας του ηλεκτρικού φορτίου θεωρείται αποδεκτή και εξηγείται από τις διαφορές στη μάζα και το φορτίο μεταξύ των d και u quarks [10]. Οι διαφορές των μαζών παρατηρούνται κατά τις σκεδάσεις νετρονίου – νετρονίου (nn) και πρωτονίου – πρωτονίου (pp) και πιο συγκεκριμένα στα μήκη σκέδασης a_{nn} και a_{pp} (1S_0 scattering lengths). Κατά συνέπεια μετρήσεις των a_{nn} και a_{pp} αποτελούν ουσιαστικά πειραματικό προσδιορισμό της διαφοράς μάζας μεταξύ των quarks.

Επίσης, πειράματα σχάσης σε χαμηλές ενέργειες νετρονίων (έως και τα 5MeV), είναι ικανά να συμπληρώσουν την γνώση που υπάρχει για τα χαρακτηριστικά του πυρήνα κατά την διάρκεια του μηχανισμού ταλάντωσης των μαζών (λίγο πριν την σχάση). Ακόμη μετρήσεις με στόχο τον έλεγχο και την αξιοπιστία θεωρητικών μοντέλων, όπως για παράδειγμα η πρόβλεψη ύπαρξης διπλού φράγματος σχάσης όπως έχει προταθεί από τον Strutinsky [12] και η ισχύς αυτού για στοιχεία με Z μεταξύ των τιμών 87 και 92 (όπου έχουν παρατηρηθεί αποκλίσεις).

Και άλλου είδους αλληλεπιδράσεις νετρονίων με την ύλη αποτελούν κανάλια πειραματικής μελέτης διαφόρων ζητημάτων βασικής φυσικής, όπως η παραγωγή μεσονίων μέσω σκεδάσεων νετρονίου – πρωτονίου [11].

1.2 Βιβλιοθήκες Δεδομένων (Neutron Data Libraries)

Ο τομέας της παραγωγής ενέργειας και ειδικότερα η φυσική αντιδραστήρων (ασφάλεια και σχεδιασμός συστημάτων), επέβαλαν την ανάγκη για την δημιουργία μιας αξιόπιστης βάσης δεδομένων που να περιέχει όλα τα απαραίτητα στοιχεία με μια χρηστική μορφή. Μια ομάδα δεδομένων που αφορούν ένα συγκεκριμένο ισότοπο για παράδειγμα, θα πρέπει να περιλαμβάνει και να συνδυάζει όλα τα πειραματικά αποτελέσματα των ενεργών διατομών, αλλά και τις προβλέψεις των αριθμητικών και θεωρητικών μοντέλων, έτσι ώστε να θεωρείται πλήρης. Ένα τέτοιο πακέτο πληροφοριών γίνεται αποδεκτό ύστερα από σειρά λεπτομερών ελέγχων όλων των παραμέτρων του και κατόπιν αυτού ενσωματώνεται σε μία από τις βιβλιοθήκες δεδομένων. Οι πλέον διαδεδομένες και αξιόπιστες βιβλιοθήκες είναι οι εξής:

JEFF (Ευρώπη)	[13]
JENDL (Ιαπωνία)	[14]
ENDF/B (Αμερική)	[15]
BROND (Ρωσία)	[16]
CENDL (Κίνα)	[17]

Περιλαμβάνουν πλήθος άλλων υποκατηγοριών που αντιστοιχούν σε ένα συγκεκριμένο είδος δεδομένων, όπως για παράδειγμα ενεργές διατομές αλληλεπιδράσεων φορτισμένων σωματιδίων, γωνιακή κατανομή εκπομπής γάμμα ακτινοβολίας κλπ. Ο φορμαλισμός που χρησιμοποιείται σε αυτές τις βάσεις δεδομένων είναι αυστηρά καθορισμένος.

Οι καταχωρήσεις αφορούν στοιχεία (items) που ταξινομούνται με έναν αριθμό (material number) και σχετίζονται με κάποιο συγκεκριμένο ισότοπο. Κάθε υποκατηγορία αποτελείται από αρχεία (files) με τον κωδικό συμβολισμό MF (ή file), που αντιστοιχούν σε συγκεκριμένη ομάδα πληροφοριών. Για παράδειγμα, file 1 γενικές πληροφορίες, file 2 δεδομένα των παραμέτρων συντονισμών, file 3 διαγράμματα ενεργών διατομών και πολλές περαιτέρω πληροφορίες όπως γωνιακές κατανομές, πολλαπλότητες (multiplicities), προϊόντα σχάσης κλπ. από ένα σύνολο περίπου 40 αρχείων. Ένας επιπλέον δείκτης (MT), προσδίδει επιμέρους στοιχεία όπως: MT=1 ολική ενεργός διατομή,

MT=2 ενεργός διατομή ελαστικής σκέδασης, MT=102 ενεργός διατομή σύλληψης κλπ..

Ο τρόπος αναπαράστασης (πίνακες, δείκτες κλπ), ακολουθεί πολύ συγκριμένους κανόνες ώστε να εξασφαλίζεται η ευκολία ανάγνωσης από το σύνολο των ενδιαφερομένων. Ως παράδειγμα αναφέρεται η φόρμα της βιβλιοθήκης ENDF [18]. Η ίδια φιλοσοφία ακολουθείται και στις υπόλοιπες βιβλιοθήκες. Ως ένα δείγμα παρουσιάζεται η περίπτωση του ισοτόπου ^{197}Au , όπου στο σχήμα 1.5 παρατίθεται τμήμα μόνο των δεδομένων που αντιστοιχούν στις παραμέτρους συντονισμών (file 2).

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η προκαθορισμένη φόρμα των δεδομένων (format) κυρίως εξυπηρετεί στην εύκολη εισαγωγή των στοιχείων σε κώδικες (ρουτίνες) που πραγματοποιούν προσομοιώσεις μέσω αριθμητικών μοντέλων (NJOY [19], PREPRO [20]).

Z and A values	nuclear mass	formalism flag	number of resonances	material number	MF number	MT number	
7.919700+4	1.952740+2	0	1	7925	2	151	
7.919700+4	1.000000+0	0	1	07925	2	151	
1.000000+5	5.000000+3	1	0	07925	2	151	
1.500000+0	9.800000-1	0	1	07925	2	151	
1.952740+2	0.000000+0	0	1578	2637925	2	151	
-3.380000+1	2.000000+0	2.562000-1	1.562000-1	0.000000+07925	2	151	
4.906000+0	2.000000+0	1.377000-1	1.520000-2	1.225000-1	0.000000+07925	2	151
4.645000+1	1.000000+0	1.241300-1	1.300000-4	1.240000-1	0.000000+07925	2	151
5.810000+1	1.000000+0	1.164000-1	4.400000-3	1.120000-1	0.000000+07925	2	151
							9

Labels for resonance parameters (pointing to the last row):
 resonance energy: 5.810000+1
 spin: 1.000000+0
 total width: 1.164000-1
 neutron width: 4.400000-3
 gamma width: 1.120000-1
 fission width: 0.000000+07925
 line number: 9

Σχήμα 1.5 Τμήμα των δεδομένων για το ισότοπο ^{197}Au από την βιβλιοθήκη JEFF 3.0

1.3 Πειραματικές Διατάξεις

Πλήθος διατάξεων χρησιμοποιούνται ως πηγές νετρονίων σε πειράματα μέτρησης ενεργών διατομών [21]. Σε αρκετές περιπτώσεις τα θερμικά νετρόνια του περιβάλλοντος ενός αντιδραστήρα εξυπηρετούν στον προσδιορισμό της ενεργού διατομής MAC. Οι στόχοι στις περισσότερες των περιπτώσεων είναι της τάξης των μg . Για υψηλότερες ενέργειες και όταν απαιτείται μονοχρωματική δέσμη νετρονίων, ιδανικές είναι αντιδράσεις του τύπου (p,n) και (d,n) όπως $^2\text{H} + ^2\text{H}$ ή $^2\text{H} + ^3\text{H}$.

Για μετρήσεις υψηλής διακριτικής ικανότητας (high resolution neutron spectroscopy), καταλληλότερες θεωρούνται οι πηγές που παράγουν ένα ευρύ ενεργειακό φάσμα νετρονίων. Συνήθως αυτές βασίζονται σε παλλόμενες πηγές επιταχυντικών διατάξεων (pulsed sources), όπου διάφορα υλικά υψηλής περιεκτικότητας σε υδρογόνο, χρησιμοποιούνται ως επιβραδυντικά μέσα, ώστε να αυξάνεται το πλήθος νετρονίων χαμηλών ενεργειών. Το παραγόμενο φάσμα εκτείνεται από τα θερμικά, έως νετρόνια εκατοντάδων MeV. Οι επιταχυντές συνήθως βασίζονται σε δέσμες πρωτονίων ή ηλεκτρονίων και η πρακτική των παλμών είναι απαραίτητη επειδή η ενεργειακή διάκριση των νετρονίων πραγματοποιείται με τη μέθοδο ‘του χρόνου πτήσης’ (time – of – flight).

Φωτόνια κατάλληλης ενέργειας που παράγονται μέσω του φαινομένου Bremsstrahlung όταν ηλεκτρόνια προσπίπτουν σε στόχο, μπορούν να οδηγήσουν στην παραγωγή υψηλών ροών νετρονίων μέσω των αντιδράσεων (γ, n). Η ενεργός διατομή είναι ανάλογη του Z^2 και έτσι συνήθως επιλέγονται ως στόχοι πυρήνες με μεγάλο Z . Ως παράδειγμα μπορούν να αναφερθούν οι διατάξεις: GELINA (Geel – Βέλγιο), που διαθέτει δέσμη ηλεκτρονίων 140MeV και στόχο Ουρανίου [22], [23], ORELA με ενέργεια ηλεκτρονίων 180MeV και στόχο τανταλίου (Oak Ridge National Laboratory – USA) και η RPI διάταξη (TROY – USA).

Αντίστοιχα όταν η προσπίπτουσα δέσμη αποτελείται από πρωτόνια χαμηλής σχετικά ενέργειας, έχουμε παραγωγή νετρονίων ως προϊόντα της αντίδρασης, ενώ για υψηλές τιμές ενέργειας πρόσπτωσης υπερισχύει η διαδικασία του θρυμματισμού. Οι στόχοι που επιλέγονται για την επίτευξη υψηλών αποδόσεων (αριθμός παραγόμενων νετρονίων ανά προσπίπτον πρωτόνιο) και σε αυτή την περίπτωση είναι μεγάλου Z . Τέτοιες διατάξεις σε λειτουργία είναι: LANSCE με δέσμη πρωτονίων 800MeV (Los Alamos – USA), η πηγή KEK (Tokyo) και πιο πρόσφατα η διάταξη n_TOF με δέσμη πρωτονίων 20GeV (CERN – Geneva).

1.4 Η δομή του παρόντος συγγράμματος

Στο Κεφάλαιο 2, αναφέρονται συνοπτικά θεμελιώδη ζητήματα φυσικής νετρονίων. Παρουσιάζεται με λεπτομέρεια το θεωρητικό υπόβαθρο στο οποίο βασίζεται η ανάλυση των πειραματικών δεδομένων της παρούσας μελέτης. Αναφέρονται και επεξηγούνται οι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης των νετρονίων με την ύλη, η παραμετροποίηση των ενεργών διατομών κατά το πρότυπο της θεωρίας πινάκων R-matrix, καθώς και η στατιστική συμπεριφορά των παραμέτρων συντονισμού.

Η πειραματική διάταξη n_TOF (neutron Time-Of-Flight) περιγράφεται στα περιεχόμενα του Κεφαλαίου 3. Παρουσιάζονται συνοπτικά τα βασικά στοιχεία της διάταξης καθώς και τα χαρακτηριστικά τους (δέσμη πρωτονίων, στόχος μολύβδου, δέσμη νετρονίων, ανιχνευτές κ.α.). Κατόπιν περιγράφονται με λεπτομέρεια ο ανιχνευτής που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις, το Καλορίμετρο Ολικής Απορρόφησης (TAC – Total Absorption Calorimeter), το σύστημα λήψης δεδομένων (DAQ – Data Acquisition system) και οι στόχοι που ακτινοβολήθηκαν.

Ακολουθεί το 4^ο κεφάλαιο που περιέχει τις πειραματικές διαδικασίες προσδιορισμού της χωρικής κατανομής της δέσμης των νετρονίων της διάταξης n_TOF. Επίσης παρουσιάζονται οι μετρήσεις προσδιορισμού υποστρώματος ταχέων νετρονίων στον χώρο μετρήσεων με την χρήση πλαστικών ανιχνευτών τύπου CR – 39.

Τα επόμενα κεφάλαια (5^ο και 6^ο) αποτελούν το τελευταίο τμήμα της διατριβής και περιέχουν την αναλυτική περιγραφή, της μεθοδολογίας ανάλυσης δεδομένων που εφαρμόστηκε, όλων των παραμέτρων του υποστρώματος των μετρήσεων, την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων προσδιορισμού των παραμέτρων συντονισμού για το ^{234}U (Γ_n , g, Γ_γ κλπ) καθώς και τα αποτελέσματα των μετρήσεων.

Τέλος, στο 7^ο κεφάλαιο αναφέρονται γενικευμένα σχόλια και παρατηρήσεις για την διαδικασία, τα αποτελέσματα, τις προοπτικές και συνοψίζονται τα γενικότερα συμπεράσματα.

Το παράρτημα Α περιέχει αναλυτικά την μελέτη των χαρακτηριστικών λειτουργίας του Καλορίμετρου Ολικής Απορρόφησης - TAC.

Κεφάλαιο 2

Θεωρία ενεργών διατομών νετρονίων

2.1 Η έννοια της ενεργού διατομής

Η ενεργός διατομή εκφράζει μία επιφάνεια ή ισοδύναμα μία πιθανότητα και μετριέται σε μονάδες επιφάνειας ($10^{-24} \text{cm}^2 = 1 \text{ barn}$). Αν και παρακάτω θα δοθεί λεπτομερής περιγραφή της ενεργού διατομής σύμφωνα με όρους της κβαντομηχανικής, σε μια πρώτη προσέγγιση θα διατηρηθεί ο ορισμός που σχετίζεται με μια περιοχή δύο διαστάσεων.

Με απαρχή λοιπόν έναν τέτοιο ορισμό, ενεργός διατομή ενός πυρήνα είναι η επιφάνεια – στόχος που ‘βλέπει’ το επερχόμενο νετρόνιο. Η επιφάνεια αυτή θεωρείται ότι βρίσκεται στο κάθετο επίπεδο ως προς το διάνυσμα της ταχύτητας του νετρονίου και θα μπορούσε κάποιος να το φανταστεί ως την προβολή του πυρήνα στο επίπεδο αυτό. Αυτή η υπεραπλουστευμένη θεώρηση δεν θα μπορούσε να είναι απολύτως σωστή μιας και η ενεργός διατομή μεταβάλλεται και μάλιστα πολλές φορές ισχυρά, συναρτήσει της ταχύτητας των νετρονίων. Προφανώς η ταχύτητα των νετρονίων δεν μπορεί να μεταβάλλει το μέγεθος του πυρήνα. Κατά αυτή την έννοια, η ενεργός διατομή εκφράζει απλά την πιθανότητα να προσκρούσει το νετρόνιο στον πυρήνα χωρίς να εξετάζεται το επακόλουθο της αλληλεπίδρασης αυτής. Αυτή η πιθανότητα ονομάζεται ολική ενεργός διατομή σ_T .

Η ολική ενεργός διατομή αποτελείται από επιμέρους όρους (μερικές ενεργές διατομές – partial cross sections), οι οποίες σχετίζονται με την πιθανότητα πραγματοποίησης μιας συγκεκριμένης αλληλεπίδρασης μεταξύ νετρονίου και πυρήνα. Η μερική ενεργός διατομή μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελεί ένα τμήμα της ολικής προβολής του πυρήνα στο επίπεδο όπως αυτό ορίστηκε παραπάνω. Το άθροισμα όλων των επιμέρους ενεργών διατομών ισούται με το σ_T .

Ας θεωρήσουμε μία δέσμη νετρονίων, ροής Φ ($\text{n/cm}^2/\text{sec}$), που προσπίπτει σε έναν αρκετά λεπτό στόχο, έτσι ώστε να μην μεταβάλλεται η ροή αυτή. Το πλήθος των πιθανών αλληλεπιδράσεων των σωματιδίων της δέσμης με τους

πυρήνες του στόχου είναι συνάρτηση της ενέργειας των νετρονίων. Έστω i το είδος του καναλιού (αλληλεπίδρασης) και M ο αριθμός των πυρήνων του στόχου. Τότε ο ρυθμός παραγωγής γεγονότων R_i θα δίνεται από την σχέση:

$$R_i = \sigma_i M \Phi \quad (2-1)$$

Αν θεωρήσουμε όλες τις δυνατές αλληλεπιδράσεις των νετρονίων (σχάση, αρπαγή, ελαστική-ανελαστική σκέδαση κλπ.), τότε η ολική ενεργός διατομή θα εκφράζεται από το παρακάτω άθροισμα:

$$\sigma_T = \sum_i \sigma_i = \sigma_{el} + \sigma_{in} + \sigma_\gamma + \sigma_f + \dots \quad (2-2)$$

Αρκετά συχνά απαντάται και η έννοια της μακροσκοπικής ενεργού διατομής Σ , η οποία εκφράζει την ενεργό διατομή ανά μονάδα όγκου και ουσιαστικά αποτελεί την πιθανότητα αλληλεπίδρασης (ανά μονάδα μήκους) ενός νετρονίου με τους πυρήνες κάποιου μέσου. Αν N ο αριθμός των πυρήνων του μέσου ανά μονάδα όγκου τότε:

$$\Sigma_T = N \sigma_T \quad (2-3)$$

Η φυσική σημασία της μακροσκοπικής ενεργού διατομής απορρέει από την σχέση :

$$-\frac{dI(x)}{I(x)} = \Sigma_T \cdot dx \quad (2-4)$$

όπου $I(x)$ η ένταση δέσμης νετρονίων σε βάθος x ενός στόχου, τα οποία δεν έχουν αλληλεπιδράσει με τους πυρήνες του στόχου και dI η μείωση της έντασης αυτής στο βάθος $x+dx$. Αν I_0 η ένταση της δέσμης για $x=0$, τότε η πιθανότητα που έχει ένα νετρόνιο να διέλθει εντός του μέσου κατά μια απόσταση x χωρίς να αλληλεπιδράσει δίνεται από τον λόγο:

$$\frac{I(x)}{I_0} = e^{(-\Sigma_T \cdot x)} \quad (2-5)$$

Ως μέση ελεύθερη διαδρομή λ , ορίζεται η μέση απόσταση που διανύει ένα νετρόνιο έως την επόμενη αλληλεπίδραση και δίνεται από:

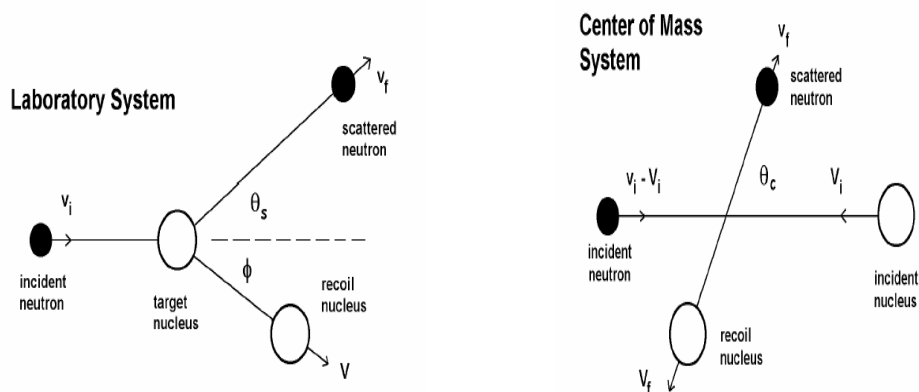
$$\lambda_T = \int_0^{\infty} x \cdot \Sigma_T \cdot e^{(-\Sigma_T \cdot x)} dx = \frac{1}{\Sigma_T} \quad (2-6)$$

Υφίσταται διάκριση μεταξύ μέσης ελεύθερης διαδρομής σκέδασης και απορρόφησης οπότε εύλογα ισχύει:

$$\frac{1}{\lambda_T} = \Sigma_T = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_a} \quad (2-7)$$

2.2 Ελαστική σκέδαση και υποβιβασμός ενέργειας των νετρονίων

Η ενέργεια των νετρονίων που διαπερνούν κάποιο υλικό μέσο, υποβιβάζεται μέσω των πυρηνικών συγκρούσεων (ανελαστικές και ελαστικές κρούσεις). Στις ελαστικές συγκρούσεις ο συγκρουόμενος πυρήνας παίρνει τμήμα της ενέργειας του νετρονίου ως κινητική. Κατά τις μη ελαστικές συγκρούσεις το εισερχόμενο νετρόνιο θα πρέπει να έχει ικανή ενέργεια ώστε να καταφέρει να διεγείρει τον πυρήνα, κάτι το οποίο γίνεται για ενέργειες της τάξης των MeV.



Σχήμα 2.1 Κινηματική της σκέδασης νετρονίου – πυρήνα ως προς το σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου (αριστερά) και του κέντρου μάζας (δεξιά)

Η απώλεια ενέργειας του νετρονίου κατά τις ελαστικές κρούσεις προκύπτει σύμφωνα με τους νόμους διατήρησης της ενέργειας και ορμής. Για πυρήνα μαζικού αριθμού A και γωνία σκέδασης του νετρονίου θ , η γενική λύση της ελαστικής σκέδασης στο σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$E_2 = \frac{E_1}{(A+1)^2} \cdot \left\{ \cos \theta_s + \sqrt{A^2 - \sin^2 \theta_s} \right\}^2 \quad (2-8)$$

όπου E_1 και E_2 η ενέργειες του νετρονίου πριν και μετά την σκέδαση αντίστοιχα. Αν θεωρήσουμε ως σύστημα αναφοράς αυτό του κέντρου μάζας νετρονίου – πυρήνα, με θ_c την γωνία σκέδασης του νετρονίου σε αυτό το σύστημα, τότε η σχέση μεταξύ των θ_s και θ_c είναι:

$$\cos \theta_s = \frac{A \cos \theta_c + 1}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \theta_c + 1}} \quad (2-9)$$

Η μέση τιμή της ενέργειας ανάγεται ουσιαστικά στη μέση τιμή του συνημιτόνου:

$$\overline{\cos \theta} = \frac{2}{3A} \quad (2-10)$$

Για πολύ βαρείς πυρήνες ($A > 200$), η παραπάνω ποσότητα τείνει να μηδενιστεί και παρατηρείται σφαιρική συμμετρία και στο σύστημα του εργαστηρίου, δηλαδή τα δύο συστήματα εργαστηρίου και κέντρου μάζας συμπίπτουν (όταν $A > 200$, τότε $\cos \theta \rightarrow \cos \omega$).

2.3 Μέση λογαριθμική μείωση της ενέργειας και ληθαργία

Η μέση τιμή απώλειας ενέργειας (ανά κρούση) ενός νετρονίου που συγκρούεται με έναν πυρήνα, δίνεται από την σχέση:

$$\overline{\Delta E} = \overline{E_i - E_{i+1}} = E_i \cdot \frac{1 - \alpha}{2} \quad (2-11)$$

$$\text{όπου } \alpha = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \quad (2-12)$$

και E_i, E_{i+1} η αρχική και τελική ενέργεια του νετρονίου αντίστοιχα.

Για δεδομένο υλικό πρόσπτωσης, το νετρόνιο θα ελαττώνει την ενέργειά του κατά σταθερό ποσοστό ανά σκέδαση. Η μέση λογαριθμική μείωση της ενέργειας συμβολίζεται με ξ και ο μαθηματικός ορισμός της είναι:

$$\xi = \ln \frac{E_i}{E_{i+1}} = 1 + \frac{a}{1-a} \ln a \quad (2-13)$$

$$\text{ή } \xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (2-14)$$

Για ελαφρούς πυρήνες η τιμή του ξ είναι μεγάλη, όπως για παράδειγμα στην περίπτωση του υδρογόνου ($\xi=1$), ενώ για μεγάλους μαζικούς αριθμούς η τιμή του ξ προσεγγιστικά αποδίδεται από την σχέση:

$$\xi \approx \frac{2}{A + (2/3)} \quad (2-15)$$

Συνήθως στην πράξη κατά την διαδικασία υποβιβασμού της ενέργειας των νετρονίων χρησιμοποιείται λογαριθμική κλίμακα και ξεκινώντας από μία ενέργεια αναφοράς E_M (τη μέγιστη), προσπαθούμε να καταλήξουμε σε νετρόνια κάποιας χαμηλότερης ενέργειας E . Ως ληθαργία u , ορίζεται το μέγεθος:

$$u = \ln \left(\frac{E_M}{E} \right) \quad (2-16)$$

Η ληθαργία είναι πάντοτε θετική, ενώ λαμβάνοντας ως E_M , την μέγιστη τιμή του φάσματος των νετρονίων, κατά το ξεκίνημα της διαδικασίας υποβιβασμού της ενέργειας ισχύει $u=0$ ενώ από εκεί και έπειτα η ληθαργία αυξάνεται.

2.4 Ροή νετρονίων

Στην βιβλιογραφία συνήθως η ροή των νετρονίων εκφράζεται με δύο διαφορετικούς τρόπους: την ροή (flux) που αντιπροσωπεύει απλά τον αριθμό νετρονίων ανά μονάδα επιφανείας και ανά μονάδα χρόνου και την ροή (fluence) που εμπεριέχει την πληροφορία της διεύθυνσης των νετρονίων ανά μονάδα στερεάς γωνίας και χρόνου. Πιο συγκεκριμένα η ποσότητα $F(\mathbf{r}, \Omega, E) d\Omega dE = n(\mathbf{r}, \Omega, E) v d\Omega dE$, αποτελεί την διαφορική ροή νετρονίων (differential neutron fluence). Αυτή είναι ουσιαστικά το πλήθος των νετρονίων στο σημείο \mathbf{r} (\mathbf{r} το διάνυσμα θέσης), με ενέργειες μεταξύ E και $E+dE$ και κατεύθυνση κατά την διαφορική στερεά γωνία $d\Omega$, που διαπερνούν επιφάνεια 1cm^2 ως προς το Ω σε διάστημα 1s . Ολοκληρώνοντας την ποσότητα $F(\mathbf{r}, \Omega, E)$ ($\text{cm}^2\text{sec}^{-1}\text{steradian}^{-1}\text{eV}^{-1}$) ως προς την ενέργεια, προκύπτει η διανυσματική ροή $F(\mathbf{r}, \Omega)$, η οποία με τη σειρά της και κατόπιν ολοκλήρωσης ως προς την στερεά γωνία Ω δίνει την ροή νετρονίων (neutron fluence), ποσότητα που χρησιμοποιείται για την περιγραφή ενός πεδίου νετρονίων (neutron field):

$$\Phi(\vec{r}) = \int_{4\pi} F(\vec{r}, \Omega) d\Omega = n(\vec{r})v \quad (2-17)$$

2.4.1 Ροή νετρονίων και μονάδες ληθαργίας

Συχνά για την μέτρηση της ροής των νετρονίων χρησιμοποιείται η ποσότητα Φ_{iso} (isolethergic) και απαντάται σε εκείνες τις περιπτώσεις στις οποίες μεγάλος αριθμός νετρονίων υποβιβάζει την ενέργειά του μέσω ελαστικών κρούσεων σε κάποιο μέσο.

Ξεκινώντας από την κλασική μαθηματική αναπαράσταση της ροής των νετρονίων και με απλές πράξεις καταλήγουμε στην Φ_{iso} ως εξής:

$$\Phi(E) = \frac{d \text{ neutrons}}{dE} \quad (2-18)$$

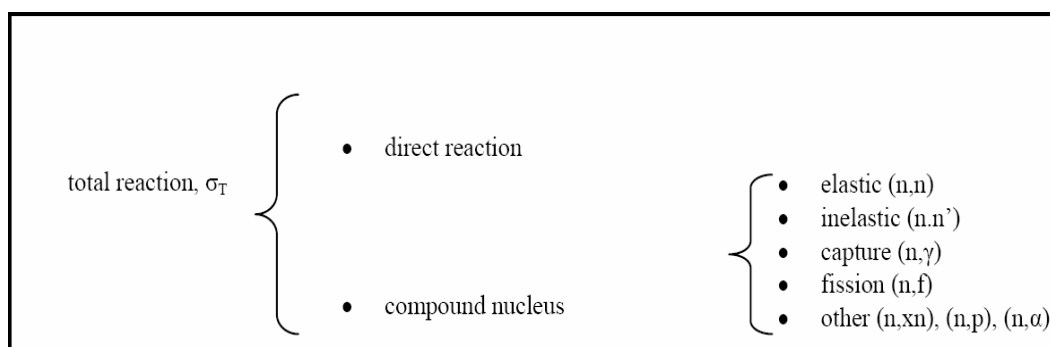
$$\text{ή } \Phi(E)E = E \frac{d \text{ neutrons}}{dE} = \frac{d \text{ neutrons}}{d \ln E} \quad (2-19)$$

$$\text{οπότε } \Phi_{\text{iso}} = \frac{d \text{ neutrons}}{d \ln E} \quad (2-20)$$

που είναι ο αριθμός νετρονίων ανά λογαριθμική μονάδα ενέργειας ή ανά μονάδα ληθαργίας.

2.5 Συναρτήσεις διέγερσης

Όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή, όταν οι πυρήνες ενός στοιχείου βομβαρδίζονται με νετρόνια, οι πιθανότητες των πυρηνικών αντιδράσεων που δύναται να πραγματοποιηθούν εκφράζονται σαν τιμές ενεργών διατομών. Για την ενεργειακή περιοχή έως την τάξη των MeV, δύο είναι οι κύριοι μηχανισμοί (Πίνακας 2.1): δημιουργία του σύνθετου πυρήνα και οι άμεσες αλληλεπιδράσεις (direct reactions).



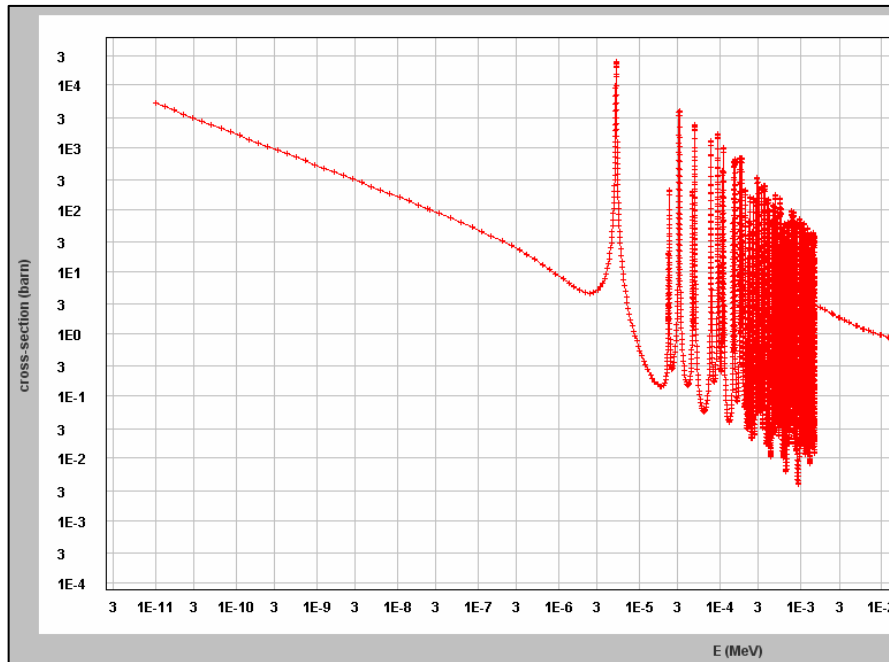
Πίνακας 2.1: Κύριοι μηχανισμοί αλληλεπίδρασης

Κάθε ένα από τα ανοιχτά κανάλια αλληλεπίδρασης νετρονίου πυρήνα, έχει αναλόγως χαμηλή ή υψηλή πιθανότητα δημιουργίας, που εξαρτάται από την κινητική ενέργεια του νετρονίου. Η διαγραμματική αναπαράσταση ενεργών διατομών συναρτήσει της ενέργειας του σωματίου, ονομάζεται συχνά συνάρτηση διέγερσης.

Μια χαρακτηριστική ιδιότητα των αλληλεπιδράσεων νετρονίου – πυρήνα και κατά συνέπεια και των συναρτήσεων διέγερσης, είναι η παρουσία απότομων μεταβολών (συντονισμών) στις χαμηλές ενέργειες [24]. Από τη στιγμή που το νετρόνιο δεν επηρεάζεται από τα ατομικά ηλεκτρόνια, μπορεί εύκολα να προσεγγίσει και να αλληλεπιδράσει με τον πυρήνα, ακόμη και για πολύ χαμηλές ενέργειες (θερμικά νετρόνια).

Οι συναρτήσεις διέγερσης ακόμη και για αλλαγές λίγων eV στην κλίμακα της ενέργειας, παρουσιάζουν μεταβολές αρκετών τάξεων μεγέθους. Η πηγή

αυτής της συμπεριφοράς είναι πλέον καλά γνωστή και σχετίζεται με τις διεγερμένες καταστάσεις του σύνθετου πυρήνα που σχηματίζεται μετά την σύλληψη του νετρονίου και βρίσκεται σε στάθμες μερικών MeV (υψηλότερα από την ενέργεια σύνδεσης του νετρονίου).



Σχήμα 2.2 Συνάρτηση διέγερσης του ισότοπου ^{234}U (capture) – JEFF 3.3

Το μοντέλο του σύνθετου πυρήνα προτάθηκε από τον Niels Bohr [25], στην προσπάθειά του να ερμηνεύσει τους συντονισμούς στις αλληλεπιδράσεις των νετρονίων. Για χαμηλές ενέργειες, το μήκος κύματος των νετρονίων είναι συγκρίσιμο με τις διαστάσεις του πυρήνα. Τυπικά πλάτη Γ των συντονισμών, είναι της τάξης των eV. Λαμβάνοντας υπόψη την αρχή της αβεβαιότητας του Heisenberg, ο χρόνος ζωής του σύνθετου πυρήνα δίνεται από τη σχέση $\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \approx 10^{-15}$ sec, διάστημα πολύ μεγαλύτερο του τυπικού χρόνου που απαιτείται ώστε ένα νετρόνιο να διαπεράσει τον πυρήνα χωρίς να αλληλεπιδράσει. Κατά αυτή την θεώρηση, η ενέργεια του νετρονίου ‘προσφέρεται’ στον πυρήνα και αναδιανέμεται μεταξύ όλων των νουκλεονίων. Δημιουργείται με αυτό τον τρόπο ένα πολύπλοκο πυρηνικό σύστημα το οποίο όμως αντιστοιχεί σε μια πολύ καλά καθορισμένη διεγερμένη στάθμη με συγκεκριμένη ενέργεια, spin και parity. Στην συνέχεια, ακολουθεί η διάσπαση του πυρήνα σύμφωνα με κάποιο από τα επιτρεπτά κανάλια αποδιέγερσης. Στην περίπτωση που το φράγμα Coulomb απαγορεύει την εκπομπή πρωτονίου ή συμπλεγμάτων νουκλεονίων, ο σύνθετος

πυρήνας αποδιεγείρεται με την εκπομπή φωτονίου. Να σημειωθεί ότι ο τρόπος αποδιέγερσης καθώς και η πιθανότητα για κάθε κανάλι, είναι ανεξάρτητα από τον τρόπο δημιουργίας του σύνθετου πυρήνα, υπακούοντας απλά του νόμου διατήρησης ενέργειας και στροφορμής. Φαίνεται λοιπόν ότι δεν υπάρχει κάποιο είδος μνήμης για τον μηχανισμό δημιουργίας του σύνθετου πυρήνα και η αποδιέγερση αποτελεί μια ανεξάρτητη διαδικασία. Η πιθανότητα αποδιέγερσης ισούται με τον λόγο Γ_x/Γ , όπου Γ_x το πλάτος που σχετίζεται με την εκπομπή σωματίου x . Στις χαμηλές ενέργειες το σωματίο x είναι νετρόνιο ή φωτόνιο.

Στις άμεσες αντιδράσεις, το νετρόνιο αλληλεπιδρά 'τοπικά' με ένα ή με μια μικρή ομάδα νουκλεονίων, χωρίς την δημιουργία σύνθετου πυρήνα με την διαδικασία να είναι πολύ ταχύτερη, της τάξης των 10^{-22} sec. Αυτός ο μηχανισμός είναι σημαντικός για βαρείς πυρήνες και για ενέργειες νετρονίων άνω των 10 MeV, όπου το μήκος κύματος De Broglie του νετρονίου γίνεται συγκρίσιμο με τις διαστάσεις του πυρήνα.

Η διαδικασία δημιουργίας του σύνθετου πυρήνα αναπαρίσταται στο σχήμα 2.3. Την διέγερση του πυρήνα, η οποία προκαλείται από το προσπίπτον νετρόνιο, ακολουθεί η αποδιέγερσή του μέσω εκπομπής γάμμα ακτινοβολίας ή νετρονίου. Αν το προσπίπτον νετρόνιο έχει αρκετή ενέργεια ώστε να ξεπεράσει το ενεργειακό κατώφλι και άλλων αντιδράσεων, τότε μπορεί να προκληθεί ανελαστική σκέδαση, όπως επίσης και σχάση. Οι συντονισμοί που παρατηρούνται αντιστοιχούν στις ενεργειακές στάθμες του σύνθετου πυρήνα. Η μορφή των συντονισμών είναι διαφορετική και σχετίζεται με τα αντίστοιχα πλάτη.

Τα πιθανά κανάλια αλληλεπίδρασης νετρονίου – πυρήνα, είναι συνάρτηση της ενέργειας του νετρονίου. Η αντίδραση που απαντάται πάντα είναι η ελαστική σκέδαση και μπορεί να πραγματοποιηθεί και χωρίς την δημιουργία του σύνθετου πυρήνα (hard sphere scattering). Η ενεργός διατομή της σκέδασης δυναμικού, όπως αλλιώς ονομάζεται, δεν εξαρτάται ισχυρά από την ενέργεια του νετρονίου.

Οι συντονισμοί παρουσιάζουν την μορφή Breit – Wigner [26], η οποία είναι μία σχέση που εκφράζει την ενεργό διατομή σύλληψης ή σκέδασης του σωματιδίου με τον πυρήνα για ενέργειες βομβαρδισμού περί την ενέργεια συντονισμού. Η κατανομή της ενέργειας $P(E)$ του νετρονίου, δίνεται από την σχέση:

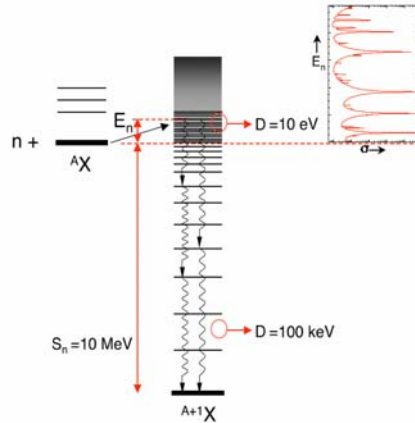
$$P(E) = \frac{\Gamma / 2\pi}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2 / 4} \quad (2-21)$$

και παρουσιάζει αυτήν την μορφή, η οποία παρατηρείται σε οποιοδήποτε κβαντομηχανικό σύστημα με πεπερασμένο χρόνο ζωής (σχήμα 2.4).

Για την περίπτωση ενός απομονωμένου συντονισμού χαμηλής ενέργειας E_0 με $\ell = 0$ και μόνον πιθανά κανάλια αποδιέγερσης αυτά της ελαστικής σκέδασης, της σχάσης και της σύλληψης νετρονίου, η ολική ενεργός διατομή μπορεί να εκφραστεί με την μορφή Breit – Wigner ως εξής:

$$\sigma_T(E) = 4\pi R'^2 + \pi \lambda^2 g \times \left(\frac{4\Gamma_n(E - E_0)R' / \lambda + \Gamma_n^2 + \Gamma_n\Gamma_\gamma + \Gamma_n\Gamma_f}{(E - E_0)^2 + (\Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f)^2 / 4} \right) \quad (2-22)$$

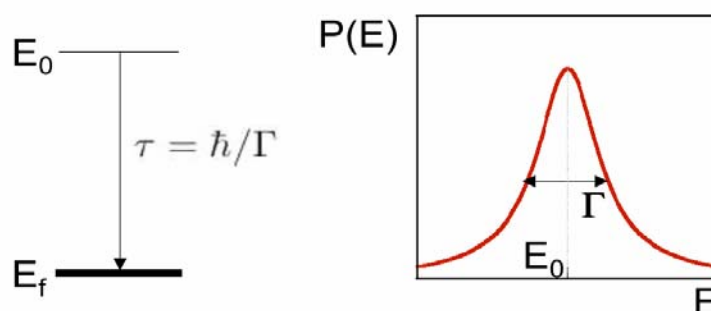
όπου Γ_γ , Γ_n και Γ_f τα πλάτη εκπομπής, νετρονίου και σχάσης αντίστοιχα, g ο στατιστικός παράγοντας του spin και λ το μήκος κύματος De Broglie. Ο πρώτος όρος της σχέσης εκφράζει την σκέδαση δυναμικού με R' την ενεργό ακτίνα του πυρήνα. Οι πλήρεις εκφράσεις που βασίζονται στην θεωρία R-matrix, δίδονται αναλυτικά αργότερα.



Σχήμα 2.3 Διαγραμματική αναπαράσταση σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα και της αποδιέγερσής του. Σημειώνονται τυπικές τιμές για τα εύρη μεταξύ των ενεργειακών σταθμών καθώς και για την ενέργεια σύνδεσης του νετρονίου. Οι συντονισμοί που παρατηρούνται αντιστοιχούν στις διεγερμένες ενεργειακές στάθμες του σύνθετου πυρήνα

Για ενέργειες πολύ υψηλότερες από την ενέργεια σύνδεσης του νετρονίου, για τις περισσότερες των περιπτώσεων, το πυρηνικό σύστημα γίνεται εξαιρετικά

πολύπλοκο και πρακτικά κανένα θεωρητικό μοντέλο δεν μπορεί να προβλέψει τη θέση και τις ιδιότητες των διεγερμένων καταστάσεων. Σε αυτές τις περιοχές, οι ενεργές διατομές μπορούν να προσδιοριστούν μόνο πειραματικά. Χαρακτηριστικά αναφέρεται ότι η κυματοσυνάρτηση ενός τέτοιου συστήματος αποτελείται από 10^6 παράγοντες. Μια πολύ μικρή μεταβολή στις αρχικές συνθήκες (ενέργεια διέγερσης), μπορεί να έχει ως αποτέλεσμα μια άλλη τελική ιδιοκατάσταση, που να περιγράφεται από μία τελείως διαφορετική κυματοσυνάρτηση. Παρατηρούνται δηλαδή χαρακτηριστικά γνωρίσματα χαοτικής συμπεριφοράς. Η στατιστική συμπεριφορά του πυρήνα ερμηνεύεται με το μοντέλο GOE (Gaussian Orthogonal Ensemble) [27], [28].

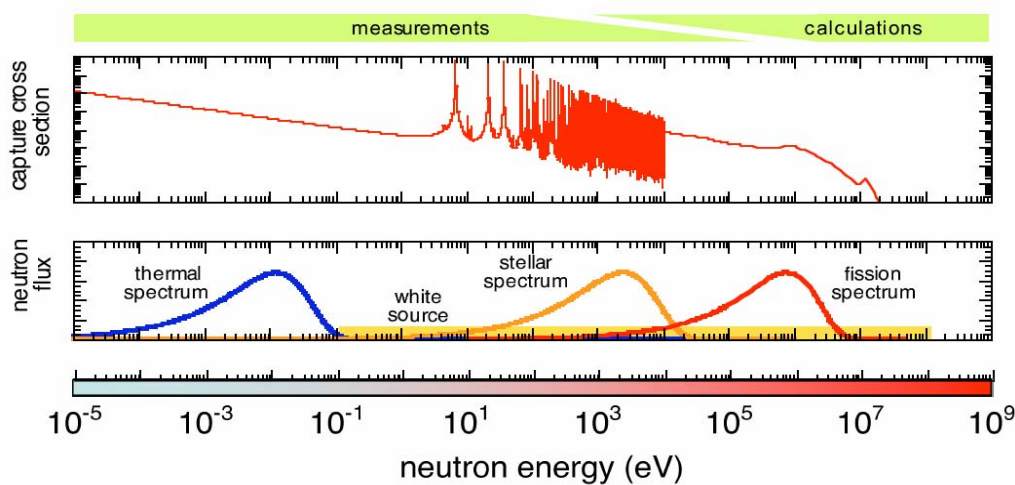


Σχήμα 2.4 Breit – Wigner μορφή του ‘προφίλ’ της ενέργειας (δεξιά), μιας ενεργειακής στάθμης με πεπερασμένο χρόνο ζωής (αριστερά)

Τα χαρακτηριστικά των ενεργών διατομών είναι άμεσα σχετιζόμενα με το παραπάνω στατιστικό μοντέλο. Τα πλάτη των καναλιών είναι ανάλογα των τετραγώνων των στοιχείων του πίνακα (matrix elements) και εμφανίζουν κατανομή η οποία ονομάζεται κατανομή κατά Porter – Thomas [29].

Όσο η ενέργεια διέγερσης αυξάνει, τα πλάτη των ενεργειακών σταθμών αρχίζουν να αλληλεπικαλύπτονται, με συνέπεια η ενεργός διατομή να εμφανίζεται ως μια καμπύλη χωρίς απότομες μεταβολές. Οι παράμετροι των ιδιοκαταστάσεων πλέον παρουσιάζουν διακυμάνσεις μεταξύ των συντονισμών, οι οποίες όμως κινούνται περί κάποιων μέσων τιμών. Αυτές οι μέσες τιμές, είναι δυνατό να προβλεφθούν από κάποια μοντέλα. Σε ακόμη υψηλότερες ενέργειες, είναι επιτρεπτά περισσότερα κανάλια και ο προσδιορισμός των ενεργών διατομών γίνεται πολύ δύσκολος ή ανέφικτος. Ως παράδειγμα παρουσιάζεται η ενεργός διατομή σύλληψης νετρονίου από το ισότοπο του ^{238}U , για ένα

ενεργειακό εύρος που περιλαμβάνει περισσότερες από δέκα τάξεις μεγέθους. Η χαρακτηριστική περιοχή των συντονισμών διακρίνεται στο φάσμα των χαμηλών ενεργειών και εκφράζεται από τις αντίστοιχες παραμέτρους. Κινούμενοι προς τα δεξιά εισερχόμαστε στην ομαλή περιοχή των ενεργών διατομών (smooth cross section area), η οποία όπως αναφέρθηκε προκύπτει από διάφορους υπολογισμούς και παραμετροποιήσεις. Είναι προφανές, ότι η ξαφνική μετάβαση από την μία δομή στην άλλη δεν είναι αποτέλεσμα κάποιας φυσικής διαδικασίας, αλλά οφείλεται στον διαφορετικό τρόπο αντιμετώπισης και προσδιορισμού των ενεργών διατομών.



Σχήμα 2.5 Ενεργός διατομή $^{238}\text{U}(n,\gamma)$, με διάφορες πηγές νετρονίων για τις αντίστοιχες περιοχές του φάσματος

Η περιοχή του φάσματος των θερμικών νετρονίων (meV), είναι ιδιαίτερης σημασίας για την φυσική των αντιδραστήρων όπου τα νετρόνια θερμοποιούνται με κατάλληλο επιβραδυντικό μέσο και οι ταχύτητές τους ακολουθούν κατανομή κατά Maxwell – Boltzmann. Σε θερμοκρασία 300 K, η ενέργεια των νετρονίων είναι περίπου 25.3 meV και η αντίστοιχη ταχύτητά τους 2200 m/s.

Σε αστρικά περιβάλλοντα τα νετρόνια υπακούν επίσης στην ίδια κατανομή, όπου οι θερμοκρασίες αντιστοιχούν σε ενέργειες από 5 έως 100 keV. Τα νετρόνια συμμετέχουν στην διαδικασία της πυρηνοσύνθεσης των στοιχείων με μαζικούς αριθμούς πέραν του 60.

Η διαδικασία της πυρηνικής σχάσης έχει ως αποτέλεσμα την εκπομπή νετρονίων, των οποίων η ενεργειακή ταξινόμηση περιγράφεται ικανοποιητικά από διάφορες συναρτήσεις κατανομής. Τα νετρόνια που παράγονται κατά την σχάση του ^{235}U , η οποία έχει προκληθεί από θερμικά νετρόνια, ακολουθούν κατανομή κατά Maxwell με κορυφή περί το 1MeV, όπως εύκολα διακρίνεται στο σχήμα 2.5.

Στην περιοχή των συντονισμών όπου δεν υπάρχουν αλληλεπικαλύψεις (RRR – Resolved Resonance Region), οι ενεργές διατομές είναι ξεκάθαρα και αναλυτικά προσδιορισμένες και περιγράφονται πλήρως και με ακρίβεια μέσω των παραμέτρων συντονισμού (ενέργεια, spin, parity). Το ίδιο θεωρητικό μοντέλο (R-matrix theory), μπορεί να εφαρμοστεί με επιτυχία και στην μη αναλυμένη περιοχή συντονισμών (URR – Unresolved Resonance Region). Σε αυτήν την περιοχή το εύρος των σταθμών καθώς και η πυκνότητά τους κάνει πολύ δύσκολη έως αδύνατη την διαδικασία μέτρησης των ενεργών διατομών. Οι μέσες τιμές των παραμέτρων συντονισμών προκύπτουν κατά βάση από τη θεωρία και χρησιμοποιούνται για την περιγραφή των ενεργών διατομών.

2.6 R – Matrix Theory

2.6.1 Εισαγωγή

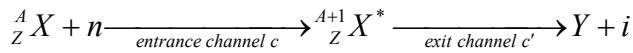
Όπως αναφέρθηκε, η πεπερασμένη διακριτική ικανότητα των πειραματικών διατάξεων έμμεσα διαχωρίζει το ενεργειακό φάσμα των ενεργών διατομών, σε δύο περιοχές: τις RRR και URR. Σε αυτό το σημείο το επιθυμητό αποτέλεσμα προκύπτει από τον συνδυασμό πειράματος και θεωρίας, μέσω της παραμετροποίησης των πειραματικών δεδομένων [30]. Τα οφέλη αυτής της διαδικασίας είναι τα παρακάτω:

- Εξασφαλίζει συνάφεια μεταξύ των ενεργών διατομών διαφορετικών ενεργειών
- Μέσω προσεγγίσεων και εκτιμήσεων επιτρέπει τον προσδιορισμό ενεργών διατομών για ενέργειες όπου δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα ή είναι ανεπαρκή
- Κάνει δυνατή την αντιμετώπιση ζητημάτων που σχετίζονται με ισότοπα τα οποία δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν άμεσα σε πειράματα
- Δίνει λύσεις σε θέματα όπως η διαπλάτυνση λόγω φαινομένου Doppler, ή της αυτό-θωράκισης (shelf-shielding effect)

Η RRR περιοχή, αντιμετωπίζεται με την χρήση των παραμέτρων της θεωρίας R-Matrix [31], ενώ ανάλυση της URR βασίζεται στις στατιστικές ιδιότητες των μέσων τιμών των παραμέτρων των συντονισμών [32].

2.6.2 Σύνθετος Πυρήνας

Όπως αναφέρθηκε και νωρίτερα, σύμφωνα με την θεωρία του σύνθετου πυρήνα κατά τον Bohr, ο μηχανισμός αλληλεπίδρασης του πυρήνα με το νετρόνιο λογίζεται ως μια διαδικασία δύο βημάτων (σχήματα 2.3 και 2.6):



Η παραπάνω αντίδραση περιγράφεται επαρκώς μέσω των ιδιοτήτων του πυρηνικού αυτού συστήματος με την ολική ενέργεια του συστήματος (E^*) να είναι το άθροισμα της ενέργειας σύνδεσης (S_n) και της κινητικής ενέργειας του νετρονίου (E) στο σύστημα κέντρου μάζας:

$$E^* = S_n + E \quad (2-23)$$

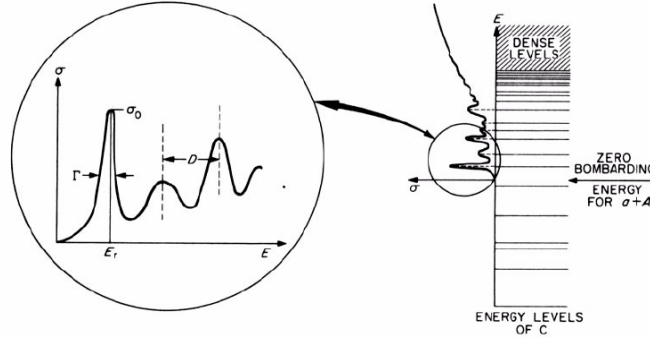
Όταν η διαθέσιμη ενέργεια του συστήματος και μιας ενεργειακής στάθμης του σύνθετου πυρήνα ταυτιστούν, τότε παρατηρείται ένας συντονισμός λ , με ενέργεια E_λ ως προς το σύστημα του εργαστηρίου. Η σχέση μεταξύ των E και E_λ είναι:

$$E = \left(\frac{A}{A+1} \right) E_\lambda \quad (2-24)$$

όπου προφανώς για βαρείς πυρήνες οι δύο ενέργειες εξισώνονται. Το ολικό πλάτος της στάθμης Γ_λ , είναι το άθροισμα των μερικών πλατών ($\Gamma_{\lambda c}$, partial widths), τα οποία αντιστοιχούν στις πιθανότητες αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα. Το ολικό πλάτος ορίζεται ως εξής:

$$\Gamma_{\lambda} = \Gamma_{\lambda n} + \Gamma_{\lambda \gamma} \quad (2-25)$$

με $\Gamma_{\lambda n}$ και $\Gamma_{\lambda \gamma}$, τα πλάτη αποδιέγερσης με εκπομπή νετρονίου και ακτινοβολίας γάμμα αντίστοιχα.



Σχήμα 2.6 Ενεργειακές στάθμες και ενεργός διατομή στα πλαίσια της δημιουργίας του σύνθετου πυρήνα

Οι συντονισμοί χαρακτηρίζονται από συγκριμένη στροφορμή και parity, J^{π} . Η τιμή αυτή εξαρτάται: (α) από το spin I και την parity π_i του πυρήνα – στόχου, (β) το spin i και την parity π_i του νετρονίου και (γ) από την τροχιακή στροφορμή ℓ του νετρονίου. Το διανυσματικό άθροισμα των παραπάνω οδηγεί στις τελικές τιμές του spin s , της ολικής στροφορμής J και της parity π , του διεγερμένου συστήματος [33]:

$$|I - i| \leq s \leq I + i \quad (2-26)$$

$$|\ell - s| \leq J \leq \ell + s \quad (2-27)$$

$$\pi = (-1)^{\ell} \times \pi_i \times \pi_i \quad (2-28)$$

Πιθανές τιμές του J^{π} , για το ισότοπο του ουρανίου, δίνονται στον πίνακα 2.1. Ο στατιστικός παράγοντας του spin g_J , για την περίπτωση τυχαίων προσανατολισμών νετρονίου και στόχου, δίνεται από τη σχέση:

$$g_J = \frac{2J+1}{(2i+1)(2I+1)} = \frac{1}{2} \frac{(2J+1)}{(2I+1)} \quad (i=1/2 \text{ για το νετρόνιο}) \quad (2-29)$$

Ο παράγοντας του spin παριστάνει την πιθανότητα το εισερχόμενο νετρόνιο να έχει τον κατάλληλο προσανατολισμό ώστε να συλληφθεί για δεδομένα πυρηνικά spin I και J, τα οποία διαφέρουν κατά 1/2 .

$I\Pi_0$	ℓ	s	$J\Pi$	g	$\sum g$	wave
0+	0	1/2	1/2+	1	1	s
	1	1/2	1/2-, 3/2-	1, 2	3	p
	2	1/2	3/2+, 5/2+	2, 3	5	d
etc.						
1/2+	0	0	0+	1/4	1	s
	1	1	1+	3/4	3	p
	1	0	1-	3/4		
	2	0	0-, 1-, 2-, 2+	1/4, 3/4, 5/4, 5/4	5	d
	1	1	1+, 2+, 3+	3/4, 5/4, 7/4		
etc.						

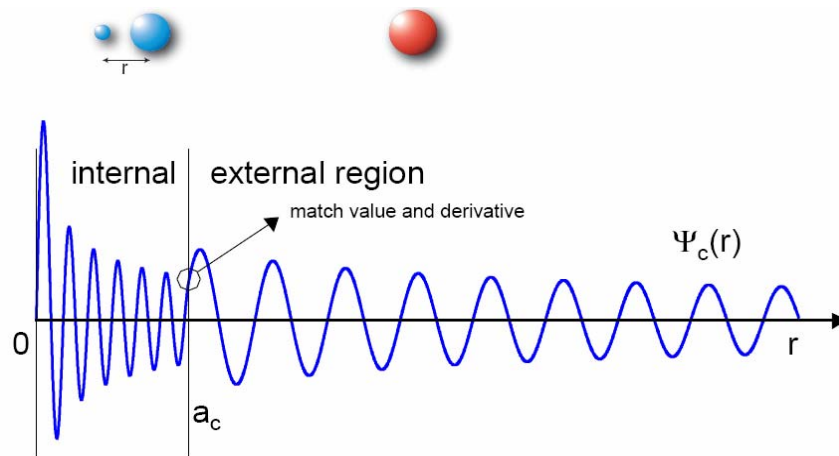
Πίνακας 2.1 Ολική στοφορμή, parity και στατιστικός παράγοντας του spin, για την τελική κατάσταση ($^{234}U + n$)

2.6.3 Resolved Resonance Region (RRR)

2.6.3(a) R-Matrix formalism

Η βασική υπόθεση στην οποία στηρίζεται η θεωρία αυτή, είναι ότι το σύστημα βλήματος – στόχου, αλλά και τα προϊόντα της αλληλεπίδρασής τους, θεωρούνται ως δύο κυματοσυνατρήσεις εισόδου και εξόδου αντίστοιχα (in-going and out-going wave functions). Λαμβάνοντας υπόψη την μικρή εμβέλεια των ισχυρών δυνάμεων, ο χώρος χωρίζεται νοητά σε δύο περιοχές από μία κλειστή επιφάνεια ακτίνας α_c (σχήμα 2.7). Οι άμεσες αλληλεπιδράσεις, όπως ορίστηκαν παραπάνω, συμβαίνουν στην εξωτερική περιοχή, ενώ η διαδικασία του σύνθετου πυρήνα στο εσωτερικό της επιφάνειας. Σύμφωνα με αυτή την θεώρηση, η ακτίνα α_c που δίδεται σε μονάδες fm, ορίζεται ως:

$$\alpha_c \approx 1.35(A + 1)^{1/3} \tag{2-30}$$



Σχήμα 2.7 Αναπαράσταση της κυματοσυνάρτησης ενός καναλιού c , ως συνάρτηση της απόστασης r . Για $r < a_c$, η κυματοσυνάρτηση είναι το ανάπτυγμα των ιδιοκαταστάσεων του σύντετου πυρήνα, ενώ για την εξωτερική περιοχή ($r > a_c$), σχετίζεται με τις συναρτήσεις Bessel

Οι πυρηνικές δυνάμεις στον εξωτερικό χώρο θεωρούνται αμελητέες. Αντιθέτως στην εσωτερική περιοχή, το σύστημα νετρονίου - πυρήνα αλληλεπιδρά ώστε να σχηματιστεί η σύνθετη κατάσταση $A+1$, η οποία περιγράφεται πολύ δυσκολότερα από την αντίστοιχη κυματοσυνάρτηση. Παρόλο που η τελευταία είναι πρακτικά άγνωστη, το πρόβλημα περιγράφεται με όρους του πίνακα σύγκρουσης U (collision matrix) της κάθε αλληλεπίδρασης. Για μια δεδομένη είσοδο c , όλες οι πιθανές έξοδοι c' (κυματοσυναρτήσεις ή μερικές ενεργές διατομές $\sigma_{c'c}^J$) εκφράζονται από την παρακάτω σχέση:

$$\sigma_{c'c}^J = \pi \lambda^2 g_J |\delta_{c'c} - U_{c'c}|^2 \quad (2-31)$$

$$\text{με} \quad U_{c'c} = U_{\alpha\ell s, \alpha'\ell' s'}^J \quad \text{και} \quad \delta_{c'c} = \delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\ell\ell'} \delta_{ss'}$$

Το $|U_{c'c}|^2$ εκφράζει την πιθανότητα της μετάβασης από το κανάλι c στο c' , ενώ ο όρος $\delta_{c'c}$ υπεισέρχεται για την περίπτωση που η είσοδος και η έξοδος είναι ταυτόσημες ($c=c'$) και το εισερχόμενο σωματίο δεν μπορεί να διακριθεί από το εξερχόμενο. Τότε η ενεργός διατομή ελαστικής σκέδασης δίνεται από:

$$\sigma_{\alpha\alpha} = \pi \lambda^2 \sum_J g_J \sum_{\ell,s} |1 - U_{cc}|^2 \quad (2-32)$$

Η αντίστοιχη σχέση για την περίπτωση όπου $\alpha \neq \alpha'$ είναι:

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \pi \lambda^2 \sum_J g_J \sum_{\ell,s} \sum_{\ell',s'} |U_{cc'}|^2 \quad (2-33)$$

Ενώ η ολική ενεργός διατομή είναι συνάρτηση του U_{cc} :

$$\sigma_{\alpha} = 2\pi \lambda^2 \sum_J g_J \sum_{\ell,s} (1 - \text{Re}(U_{cc})) \quad (2-34)$$

Σύμφωνα με την θεωρία R-Matrix, όλες οι ενεργές διατομές μπορούν να εκφραστούν συναρτήσει των παραμέτρων του συστήματος, γι' αυτό και ο πίνακας σύγκρουσης $U_{cc'}$ γράφεται:

$$U_{cc'} = e^{-i(\varphi_c + \varphi_{c'})} \left\{ \delta_{cc'} + 2i P_c^{1/2} \left[(R L^o)^{-1} R \right]_{cc'} P_{c'}^{1/2} \right\} \quad (2-35)$$

$$L_{cc'}^o = (S_c + iP_c - B_c) \delta_{cc'} \quad (2-36)$$

με φ_c να παριστά την μετατόπιση φάσης της σκέδασης δυναμικού (phase shift of the hard-sphere scattering), S_c τον παράγοντα μετατόπισης, P_c τον παράγοντα διείσδυσης (penetrating factor) και B_c να είναι ένας ελεύθερος όρος που εξαρτάται από τις οριακές συνθήκες. Τα S_c και P_c αποτελούν αντίστοιχα το πραγματικό και το φανταστικό μέρος της κυματοσυνάρτησης εξόδου, για δεδομένη ακτίνα a_c . Για αφόρτιστα σωματίδια, όπως στην περίπτωση του νετρονίου ($c=n$), οι προαναφερθέντες παράγοντες ορίζονται διαφορετικά για κάθε περίπτωση (s- p- και d-wave):

$$\begin{cases}
\varphi_n^{(\ell=0)} = \rho & \varphi_n^{(\ell=1)} = \rho - \arctan(\rho) & \varphi_n^{(\ell=2)} = \rho - \arctan\left(\frac{3\rho}{3-\rho^2}\right) & \dots \\
S_n^{(\ell=0)} = 0 & S_n^{(\ell=1)} = \frac{-1}{1+\rho^2} & S_n^{(\ell=2)} = \frac{-3(\rho^2+6)}{(9+3\rho^2+\rho^4)} & \dots \\
P_n^{(\ell=0)} = \rho & P_n^{(\ell=1)} = \frac{\rho^3}{1+\rho^2} & P_n^{(\ell=2)} = \frac{\rho^5}{(9+3\rho^2+\rho^4)} & \dots
\end{cases} \quad (2-37)$$

με $\rho = k a_c$, όπου a_c η ακτίνα του καναλιού και k ο κυματάριθος:

$$k = \frac{1}{\lambda} = \frac{\sqrt{2m_n E_n}}{\hbar} = 2.1968 \times 10^{-3} \left(\frac{A}{A+1} \right) \sqrt{E} \quad (2-38)$$

Ο πίνακας σύγκρουσης περιέχει επίσης και τα στοιχεία $R_{cc'}$:

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E} \quad (2-39)$$

όπου $\gamma_{\lambda c}$, $\gamma_{\lambda c'}$ τα ανηγμένα πλάτη του συντονισμού λ , ενέργειας E_{λ} . Το $\gamma_{\lambda c}$ είναι το εύρος της πιθανότητας σχηματισμού μιας κατάστασης λ , μέσω του καναλιού c , ενώ το $\gamma_{\lambda c'}$ η αντίστοιχη πιθανότητα αποδιέγερσης μέσω του καναλιού εξόδου c' . Οι ποσότητες αυτές είναι ανεξάρτητες μεταξύ τους και αυτό φανερώνει όπως αναφέρθηκε και νωρίτερα, ότι η έξοδος c' , δεν «κουβαλά» καμιά πληροφορία αναφορικά με την είσοδο c .

Συνήθως οι ενεργές διατομές παριστάνονται συναρτήσει των μερικών πλατών $\Gamma_{\lambda c}$, παρά χρησιμοποιώντας τα εύρη αποδιέγερσης. Αυτές οι ποσότητες συνδέονται μεταξύ τους παρουσία του συντελεστή διείσδυσης:

$$\Gamma_{\lambda c} = 2\gamma_{\lambda c}^2 P \quad (2-40)$$

Οι βασικές παράμετροι της θεωρίας R-Matrix, που είναι απαραίτητες σε αυτή την μελέτη, είναι η προσέγγιση κατά Reich-Moore [34] και η SLBW (Single Level Breit – Wigner) θεώρηση [26].

2.6.3(β) Προσέγγιση κατά Reich-Moore

Σύμφωνα με την θεώρηση των Reich και Moore, παραλείπονται τα κανάλια που σχετίζονται με φωτόνια ($c=\gamma$). Αυτή η προσέγγιση έχει βάση όταν το πλήθος των καναλιών τα οποία έχουν συγκρίσιμο πλάτος αποδιέγερσης είναι πολύ μεγάλο και κατά συνέπεια η συνεισφορά τους στο άθροισμα τείνει να μηδενιστεί για $c \neq c'$ [29]:

$$\sum_{c' \in \gamma} \gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'} \approx 0 \quad (2-41)$$

Ο πίνακας σύγκρουσης κατόπιν είναι συνάρτηση του πίνακα R-Matrix μικρότερων διαστάσεων (reduced R-Matrix):

$$R_{cc'} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\lambda\gamma} / 2} \quad (c, c' \notin \gamma) \quad (2-42)$$

Ο χαρακτηρισμός «μικρότερες διαστάσεις» αποδίδεται στο $R_{cc'}$ επειδή ακριβώς εμπεριέχει όλα τα κανάλια εκτός αυτών που σχετίζονται με τα φωτόνια. Τα τελευταία λαμβάνονται υπόψη ξεχωριστά στο ολικό πλάτος της ακτινοβολίας:

$$\Gamma_{\lambda\gamma} = \sum_{c \in \gamma} \Gamma_{\lambda c} \quad (2-43)$$

Για χαμηλές ενέργειες νετρονίων και για σχάσιμους στόχους, οι διαστάσεις του πίνακα είναι 3×3 (2 κανάλια για την σχάση και 1 για ελαστική σκέδαση). Όταν ο πυρήνας δεν είναι σχάσιμος, οι μόνες επιτρεπτές διαδικασίες είναι η ελαστική σκέδαση ($c'=n$) και η σύλληψη νετρονίου ($c'=\gamma$) και εκφράζεται επαρκώς από την σχέση των Reich και Moore. Οπότε πλέον ο R-πίνακας παίρνει τη μορφή:

$$R_{nn} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda n}^2}{E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\lambda\gamma} / 2} \quad (2-44)$$

και ο αντίστοιχος της σύγκρουσης:

$$U_{nn} = e^{-2i\varphi_n} \frac{1 + iP_n R_{nn}}{1 - iP_n R_{nn}} \quad (2-45)$$

Η ολική ενεργός διατομή σ_T και η αντίστοιχη της ελαστικής σκέδασης σ_{el} , προκύπτουν από τις σχέσεις των σ_{aa} και σ_a , όπως δόθηκαν παραπάνω και η διαφορά τους δίνει την ενεργό διατομή σύλληψης νετρονίου:

$$\sigma_\gamma(E) = \sigma_T(E) - \sigma_{el}(E) \quad (2-46)$$

2.6.3(γ) Single Level Breit – Wigner προσέγγιση

Πριν εισαχθεί η προσέγγιση κατά Reich και Moore, ήταν περισσότερο διαδεδομένη η χρήση της αντίστοιχης με την ονομασία Single Level Breit – Wigner. Η λογική, όπως φαίνεται και από την ονομασία, είναι να λαμβάνεται υπόψη μόνο μία μοναδική στάθμη και όλες οι υπόλοιπες να παραλείπονται. Για εισερχόμενο νετρόνιο με $\ell = 0$ (s-wave), ο πίνακας σύγκρουσης δίνεται από την σχέση:

$$U_{cc'} = e^{-2ikR'} \left\{ \delta_{cc'} + \frac{i\sqrt{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda c'}}}{(E_\lambda - E) - \Gamma_\lambda / 2} \right\} \quad (2-47)$$

με $\Gamma_\lambda = \sum_c \Gamma_{\lambda c}$ το ολικό πλάτος. Η ολική ενεργός διατομή δίνεται [30]:

$$\begin{aligned} \sigma_c^J &= 4\pi\lambda^2 g_J \sin^2(\varphi_c) + 4\pi\lambda^2 g_J \cos(2\varphi_c) \frac{\Gamma_{\lambda c} \Gamma_c}{\Gamma_\lambda^2 + 4(E_\lambda - E)^2} \\ &+ 4\pi\lambda^2 g_J \sin(2\varphi_c) \frac{2(E - E_\lambda) \Gamma_{\lambda c}}{\Gamma_\lambda^2 + 4(E_\lambda - E)^2} \end{aligned} \quad (2-48)$$

Θέτοντας $R' = \lambda g_J$ και γνωρίζοντας ότι για χαμηλές ενέργειες και $\ell = 0$ η $\phi_c \approx 0$, προκύπτει ότι οι ενεργές διατομές (ολική και μερική) δίνονται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$\sigma_c^J = 4\pi g_J R'^2 + 4\pi \lambda^2 \frac{g_J \Gamma_{\lambda c} \Gamma_\lambda}{\Gamma_\lambda^2 + 4(E_\lambda - E)^2} - 16\pi \lambda R' \frac{g_J \Gamma_{\lambda c} (E_\lambda - E)}{\Gamma_\lambda^2 + 4(E_\lambda - E)^2} \quad (2-49)$$

$$\sigma_{c c'}^J = 4\pi \lambda^2 \frac{g_J \Gamma_{\lambda c} \Gamma_{\lambda c'}}{\Gamma_\lambda^2 + 4(E_\lambda - E)^2} \quad (2-50)$$

Η ολική ενεργός διατομή είναι το άθροισμα τριών όρων: (α) της σκέδασης δυναμικού, λόγω των πυρηνικών δυνάμεων που ασκεί ο πυρήνας στο εισερχόμενο νετρόνιο, (β) της σκέδασης συντονισμού (resonance scattering) και (γ) τον όρο που προέρχεται από την ανάμειξη των δύο παραπάνω.

2.6.3(δ) Διαπλάτωση Doppler

Η ενεργός διατομή που προσδιορίζεται πειραματικά, δεν αντιπροσωπεύει το πραγματικό σχήμα του συντονισμού. Στην πράξη οι πυρήνες του στόχου δεν είναι απόλυτα ακίνητοι, αλλά ακολουθούν μια κατανομή ταχυτήτων που είναι χαρακτηριστική του ισότοπου καθώς και της θερμοκρασίας του. Αυτή η θερμική κίνηση των ατόμων του στόχου προκαλεί την διαπλάτωση Doppler. Το φαινόμενο αντιμετωπίζεται μέσω μιας διόρθωσης στην Breit-Wigner μορφή του συντονισμού (Gaussian κατανομή). Για συντονισμό ενέργειας E_0 , το μέγιστο πλάτος στο μέσο του μεγίστου (FWHM) Δ_D , της κατανομής Gauss, δίνεται από:

$$\Delta_D = \sqrt{\frac{4k_B T_{eff} E_0}{A}} \quad (2-51)$$

όπου k_B η σταθερά του Boltzmann, T_{eff} η ενεργός θερμοκρασία του στόχου και A ο μαζικός αριθμός. Αναλυτικότερα η ενεργός θερμοκρασία εκφράζεται από:

$$T_{eff} = \frac{3}{8} \mathcal{G} \coth\left(\frac{3\mathcal{G}}{8T}\right) \quad (2-52)$$

με \mathcal{D} τη θερμοκρασία Debye και T τη θερμοκρασία του στόχου. Όταν είναι επιθυμητές μετρήσεις υψηλής ακρίβειας, συνιστάται η ψύξη του στόχου, ώστε η ενεργός του θερμοκρασία να πλησιάσει την τιμή $\frac{3}{8} \mathcal{D}$.

2.6.4 Unresolved Resonance Region

Η ανάλυση σε αυτή την ευρεία ενεργειακή περιοχή, περιορίζεται στον υπολογισμό μέσων τιμών για τις ενεργές διατομές, μιας και τα όρια της διακριτικής ικανότητας των ανιχνευτικών διατάξεων κάνουν αδύνατη την άμεση μέτρησή τους. Αυτό όμως δεν σημαίνει ότι δεν υπάρχουν συντονισμοί, αφού κάνουν αισθητή της παρουσία τους έμμεσα μέσω διαφόρων φαινομένων (shelf-shielding κλπ.). Οι μέσες αυτές τιμές περιγράφονται από τις στατιστικές παραμέτρους των διεγερμένων καταστάσεων του σύνθετου πυρηνικού συστήματος (συναρτήσεις ισχύος - strength functions S_ℓ , μέση τιμή πλάτους ακτινοβολίας - mean radiation width $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ και την παράμετρο «μακρινού» σταθμού - distant level parameter R^∞). Η θεωρία αυτή εισήχθη από τους Heuser και Feshbach [32], ενώ μια πιο πρόσφατη προσέγγισή της χρησιμοποιεί τις χαρακτηριστικές συναρτήσεις των στοιχείων του πίνακα της θεωρίας R-Matrix [35], [36]. Η θεωρία βρίσκει εφαρμογή σε αντίστοιχο κώδικα προγραμματισμού με την ονομασία FITACS [30].

Η μέση ενεργός διατομή ορίζεται από την κάτωθι σχέση:

$$\langle \sigma_{cc'}^J \rangle = \pi \lambda^2 g_J \overline{|\delta_{cc'} - U_{cc'}|} \quad (2-53)$$

Ενώ για δεδομένα spin, parity ενός καναλιού εισόδου c , η ολική ενεργός διατομή δίνεται από:

$$\langle \sigma_c^J \rangle = \pi \lambda^2 g_J (1 - \text{Re} \overline{U_{cc}}) \quad (2-54)$$

Σύμφωνα με την θεωρία, ο μέσος πίνακας σύγκρουσης δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$\overline{U_{cc}} \equiv e^{-2\varphi} \frac{1+i(R_c^\infty + i\pi s_c)}{1-i(R_c^\infty + i\pi s_c)} \quad (2-55)$$

όπου η ποσότητα s_c μπορεί να εκφραστεί μέσω της S_ℓ ή του παράγοντα μετάβασης (transmission coefficient T_ℓ):

$$s_c = \frac{S_\ell \sqrt{E}}{2k \alpha_c} = \frac{T_\ell}{4\pi P_\ell} \quad (2-56)$$

Η παράσταση της μερικής ενεργού διατομής που χρησιμοποιείται στον κώδικα FITACS, γράφεται συναρτήσει των παραγόντων μετάβασης (σχέση 2-57):

$$\langle \sigma_{cc'}^J \rangle = \underbrace{\sigma_p \delta_{cc'}}_{\text{direct reaction}} + \underbrace{\pi \lambda^2 g_J \frac{T_c T_{c'}}{\sum_c T_c}}_{\text{Hauser Feshbach}} \underbrace{\left(1 + \frac{2}{v_c} \delta_{cc'}\right)}_{\text{elastic enhancement}} \underbrace{\int_0^\infty \prod_{c''} \left(1 + \frac{2T_{c''}}{v_{c''} \sum_c T_c} x\right)}_{\text{width fluctuation correction}} dx \quad (2-57)$$

με $\overline{v_c}$ τον βαθμό ελευθερίας για το κανάλι εισόδου c [37]:

$$\overline{v_c} = \left[1.78 + (T_c^{1.218} - 0.78) e^{-0.228 \sum_c T_c} \right] v_c \quad (2-58)$$

και v_c τον βαθμό ελευθερίας για το μερικό πλάτος σύμφωνα με την κατανομή κατά Porter και Thomas [29].

2.6.5 Πειραματική διαδικασία

2.6.5(a) Αναγκαιότητα προσδιορισμού των παραμέτρων συντονισμού

Όλα τα προαναφερθέντα επιβάλουν την διαδικασία εξαγωγής των παραμέτρων των συντονισμών με τελικό αποτέλεσμα τον προσδιορισμό των ενεργών διατομών. Ειδικότερα στην περιοχή των συντονισμών, αυτή η

διαδικασία είναι προτιμότερη για διάφορους λόγους. Ενδεικτικά αναφέρονται οι κάτωθι:

- Δίνεται η δυνατότητα περιγραφής των ενεργών διατομών με σχετικά μικρό πλήθος αριθμών, που σε πολλές περιπτώσεις εμφανίζουν μια εξαιρετικά πολύπλοκη μορφή. Χαρακτηριστικά μπορεί να αναφερθεί η περίπτωση του σύνθετου συστήματος $^{238}\text{U}+n$, όπου για την ανάλυση περίπου 1000 συντονισμών απαιτούνται γύρω στις 4000 τιμές παραμέτρων συντονισμών ($E_0, \Gamma_n, \Gamma_\gamma, J^\pi$). Για την περίπτωση αναπαράστασης των ενεργών διατομών σκέδασης και σύλληψης νετρονίου, μέσω μιας κλασικής αναπαράστασης $X - Y$ (point – wise representation), απαιτούνται περίπου 5×10^4 σημεία, ή 10^5 τιμές.
- Η αξιόπιστη αντιμετώπιση των φαινομένων όπως αυτό της διαπλάτυνσης Doppler, προϋποθέτει την ύπαρξη των παραμέτρων συντονισμού, ενώ μάλλον είναι αδύνατη σε μια αναπαράσταση σημείων (E_n, σ).
- Επίσης η εφαρμογή της θεωρίας Hauser – Feshbach (URR), πραγματοποιείται μέσω των παραμέτρων όπως η πυκνότητα σταθμών και οι συναρτήσεις ισχύος.

2.6.5(β) Μετρήσιμες ποσότητες

Η πιο απλή περίπτωση είναι αυτή του προσδιορισμού της ολικής ενεργού διατομής σ_T . Αρκεί να μετρηθεί το ποσοστό της δέσμης νετρονίων δεδομένης ενέργειας που δεν αλληλεπιδρά με τον στόχο επιφανειακής πυκνότητας μ :

$$T = e^{-\mu\sigma} \quad (2-59)$$

οπότε η ολική ενεργός διατομή θα είναι ανάλογη του λογαρίθμου της μέτρησης.

Για την περίπτωση προσδιορισμού της ενεργού διατομής σύλληψης νετρονίων, πρέπει να προσδιοριστεί από τα πειραματικά δεδομένα η ποσότητα που ονομάζεται «αναλογία σύλληψης» (capture yield Y_γ). Αυτή η ποσότητα είναι ίση με το άθροισμα διαδοχικών όρων με δείκτες 0, 1, 2, 3... που αντιπροσωπεύουν το πλήθος των κρούσεων που θα πραγματοποιήσει το νετρόνιο πριν προκαλέσει την επιθυμητή αντίδραση (σύλληψη):

$$Y_\gamma = Y_{\gamma,0} + Y_{\gamma,1} + Y_{\gamma,2} + \dots \quad (2-60)$$

με

$$Y_{\gamma,0} = (1-T) \frac{\sigma_\gamma}{\sigma} \quad (2-61)$$

$$Y_{\gamma,1} = (1-T) \frac{\sigma_n}{\sigma} \left\langle (1-T_1) \frac{\sigma_{\gamma,1}}{\sigma_1} \right\rangle_1 \quad (2-62)$$

$$Y_{\gamma,2} = (1-T) \frac{\sigma_n}{\sigma} \left\langle (1-T_1) \frac{\sigma_{n,1}}{\sigma_1} \left\langle (1-T_2) \frac{\sigma_{\gamma,2}}{\sigma_2} \right\rangle_2 \right\rangle_1 \quad (2-63)$$

⋮

Τα brackets $\langle \rangle_1, \langle \rangle_2, \dots$ παριστάνουν τις μέσες τιμές για το πλήθος των πιθανών κρούσεων ($1^{\text{η}}$, $2^{\text{η}}$ κλπ.). Τα $Y_{\gamma,1}, Y_{\gamma,2}, \dots$ είναι συναρτήσεις των σ, σ_n και σ_γ αυξανόμενης πολυπλοκότητας.

Γενικότερα η ανάλυση ακολουθεί τα εξής βήματα:

Από τα δεδομένα προκύπτουν οι παράμετροι:

$$E_0, \Gamma, \Gamma_n, g \quad \text{για} \quad \ell = 0$$

$$E_0, g\Gamma_n \quad \text{για} \quad \ell \geq 0$$

Στην συνέχεια ακολουθούν διορθώσεις σχετικές με το πάχος του στόχου και υπολογίζονται τα:

$$E_0, \Gamma_\gamma \quad \text{αν είναι γνωστά τα } \Gamma_n, g$$

$$E_0, g\Gamma_\gamma \quad \text{μόνο αν είναι γνωστά το } g\Gamma_n$$

Αν η πειραματική διαδικασία δεν επιτρέπει τον προσδιορισμό των p- d- ... σταθμών, τότε υπολογίζονται μόνο τα:

$$E_0, g \Gamma_\gamma \Gamma_n / \Gamma \quad \text{αν το } g\Gamma_n \text{ δεν είναι γνωστό}$$

Στις λιγότερο ιδανικές περιπτώσεις προκύπτουν και άλλες αβεβαιότητες που σχετίζονται με την ‘καθαρότητα’ του στόχου, ο οποίος μπορεί να περιέχει μικρές ποσότητες ενός ισότοπου του ίδιου στοιχείου.

Κεφάλαιο 3

Πειραματική διάταξη

Στο παρόν κεφάλαιο περιγράφονται με λεπτομέρεια όλα εκείνα τα στοιχεία που ήταν απαραίτητα για την πραγματοποίηση των μετρήσεων. Αυτά είναι η διάταξη n_TOF του CERN [38], [39], [40], [41], [42], το σύστημα λήψης δεδομένων DAQ (Data Acquisition system) [43] και το Καλορίμετρο Ολικής Απορρόφησης (Total Absorption Calorimeter – TAC) [44], [45].

3.1 Οι εγκαταστάσεις του περάματος n_TOF (CERN)

Το κίνητρο υλοποίησης του πειράματος, ήταν ο προσδιορισμός ενεργών διατομών υψηλής ακρίβειας, για ισότοπα τα οποία σχετίζονται με εφαρμογές πυρηνικής τεχνολογίας, θεμελιώδη ζητήματα πυρηνικής φυσικής και αστροφυσικής. Οι μετρήσεις αφορούσαν δύο κατηγορίες αντιδράσεων: α) σχάσης (n,f) και β) ακτινοβολούσας αρπαγής (n,γ), με την παρούσα μελέτη να πραγματεύεται με την τελευταία.

3.1.1 Η δέσμη πρωτονίων PS (Proton Synchrotron)

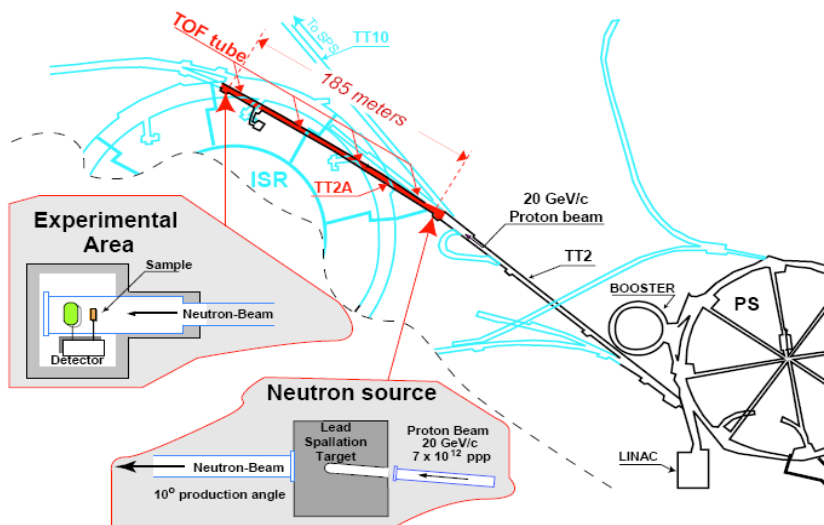
Η διάταξη (σχήμα 3.1), χρησιμοποιεί την δέσμη πρωτονίων, η οποία κατευθυνόμενη προσπίπτει σε στόχο μολύβδου, που περιβάλλεται από νερό πάχους 5cm. Οι αντιδράσεις θρυμματισμού που λαμβάνουν χώρα, έχουν ως αποτέλεσμα την παραγωγή νετρονίων, τα οποία ακολουθούν πορεία προς τον χώρο των ανιχνευτών, εντός σωλήνα υψηλού κενού. Κατά μήκος της διαδρομής παρεμβάλλονται δύο κατευθυντήρες (collimators) για την διαμόρφωση της δέσμης, καθώς και σειρά στοιχείων θωράκισης για την καλύτερη δυνατή προστασία του χώρου μετρήσεων και τον περιορισμό του υποστρώματος.

Τα κύρια χαρακτηριστικά στοιχεία της δέσμης είναι τα παρακάτω:

- Ορμή πρωτονίων 20GeV/c
- Η ένταση της δέσμης εμφανίζεται με δύο διαφορετικές τιμές, μία πρωτεύουσα (dedicated) προσφέροντας 7×10^{12} πρωτόνια ανά παλμό και μια

δευτερεύουσα (parasitic), με 4×10^{12} πρωτόνια ανά παλμό. Αυτή η διαφορά εξαρτάται από την κατάσταση λειτουργίας του συστήματος PS.

- Συχνότητα λήψης: 1 παλμός ανά 2.4sec, με δυνατότητα απόδοσης 6 παλμών ανά κύκλο του PS (14.4sec).



Σχήμα 3.1 Κάτοψη της διάταξης του πειράματος n_TOF , με συνοπτικές λεπτομέρειες για τον στόχο μολύβδου

Αρκετές βοηθητικές ανιχνευτικές διατάξεις, παρέχουν πληροφορίες σχετικά με τη δέσμη. Η ένταση της δέσμης πρωτονίων που προσπίπτει στον στόχο, παρακολουθείται ανά παλμό με τη βοήθεια ενός συστήματος καταμέτρησης του συνολικού ρεύματος της δέσμης με τη ονομασία BCT (Beam Current Transformer) και η πληροφορία ενσωματώνεται στο καθολικό σύστημα λήψης δεδομένων του πειράματος (DAQ). Επίσης σήματα που περιέχουν χρονική πληροφορία χρησιμοποιούνται για την έναρξη λήψης δεδομένων (DAQ triggering).



Εικόνα 3-1 Τμήμα της πορείας της δέσμης των πρωτονίων

3.1.2 Ο στόχος μολύβδου

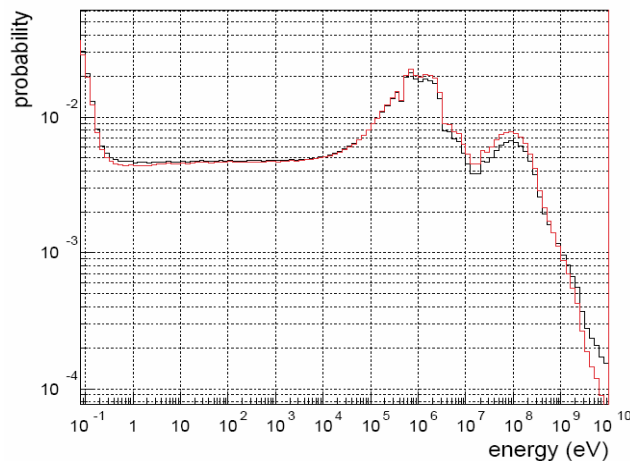
Η μέθοδος παραγωγής των νετρονίων επιλέχθηκε να είναι αυτή του θρυμματισμού των πυρήνων του στοιχείου του μολύβδου Pb και αποτελεί αδιαμφισβήτητα μια πολύ ισχυρή πηγή νετρονίων. Η απόδοση για την περίπτωση αυτού του στοιχείου είναι 20 – 30 νετρόνια ανά πρωτόνιο ορμής 1GeV. Ο συγκεκριμένος στόχος είναι κατασκευασμένος από τμήματα μολύβδου, που σχηματίζουν έναν όγκο διαστάσεων $80 \times 80 \times 40 \text{ cm}^3$. Η επιλογή των διαστάσεων έγινε κατόπιν υπολογισμών μέσω προσομοίωσης (Monte Carlo), όπου αποδείχθηκε ότι ένας μεγαλύτερου όγκου στόχος, θα απέδιδε μεγαλύτερες τιμές ροής νετρονίων, με αρνητικά όμως αποτελέσματα στον προσδιορισμό της ενέργειας των νετρονίων εξαιτίας της μεγαλύτερης διαδρομής επιβράδυνσης που θα είχαν εντός του στόχου (Δλ). Το νερό που περιβάλλει το στόχο εξυπηρετεί δύο σκοπούς: ψύξης του στόχου και μέσο επιβράδυνσης των νετρονίων, ενώ διαχωρίζεται από τον σωλήνα μέσω ενός παραθύρου αλουμινίου πάχους 1.6mm.

Όπως διακρίνεται και στην κάτοψη του σχήματος 3.1, η δέσμη πρωτονίων προσπίπτει στον στόχο, με μία γωνία 10° ως προς τον άξονα του σωλήνα των νετρονίων. Κάτι τέτοιο είχε σαν αποτέλεσμα να μειωθεί το πλήθος των ‘ανεπιθύμητων’ σωματιδίων που θα ‘μόλυναν’ την δέσμη νετρονίων, όπως γάμμα και φορτισμένα σωματίδια υψηλής ενέργειας τα οποία είναι προϊόντα της αντίδρασης θρυμματισμού και κατά κύριο λόγο έχουν πρόσθια κατεύθυνση.



Εικόνα 3-2 Ο στόχος μολύβδου

Το ενεργειακό φάσμα των νετρονίων κατά την έξοδό τους από τον στόχο, μελετήθηκε μέσω του κώδικα monte carlo FLUKA (σχήμα 3.2), και έδειξε ότι το 38% του συνόλου των παραγόμενων νετρονίων έχουν ενέργειες μικρότερες των 0.3eV, ένα ποσοστό 23% βρίσκεται στο ενεργειακό εύρος μεταξύ 0.3 και 20 keV, ενώ 32% των νετρονίων μεταξύ 20 keV και 20 MeV. Τέλος μόλις το 7% που υπολείπεται βρίσκεται υψηλότερα των 20 MeV.

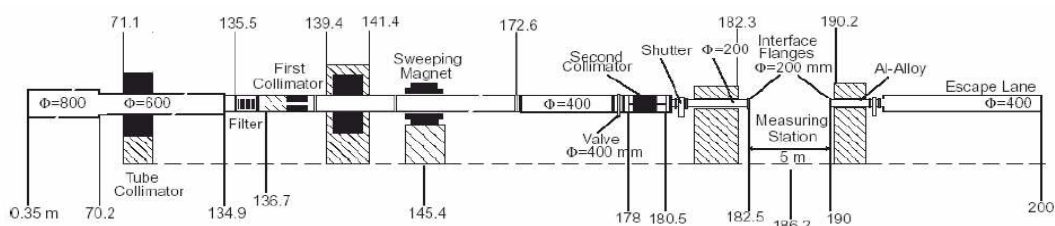


Σχήμα 3.2 Ενεργειακή κατανομή των νετρονίων στο σημείο εξόδου από το στόχο (μαύρο) και στον χώρο μετρήσεων (κόκκινο)

3.1.3 Το μέσο ‘πτήσης’ των νετρονίων (TOF tube)

Από τα δύσκολα στάδια πραγματοποίησης του πειράματος ήταν ο σχεδιασμός του σωλήνα πτήσης των νετρονίων και των μονάδων διαμόρφωσης της δέσμης (κατευθυντήρες). Οι διαστάσεις, τα υλικά καθώς και οι θέσεις ήταν τα κρίσιμα ζητήματα, αφού τα νετρόνια ταξιδεύοντας εντός του σωλήνα αλληλεπιδρούν με το υλικό του, αλλά και με αυτά των δύο κατευθυντήρων. Ο σωλήνας είναι κατασκευασμένος με τέτοιο τρόπο ώστε στο τελευταίο στάδιο πριν η δέσμη φθάσει στον χώρο μετρήσεων να μην υπάρχει καμία αλληλεπίδραση μεταξύ νετρονίων και υλικού του σωλήνα. Η κατασκευή χωρίζεται σε τρία τμήματα:

- Το 1^ο τμήμα μήκους 70m και διαμέτρου 80cm
- Το 2^ο μήκους 68.4m, διαμέτρου 60cm και
- Το 3^ο τμήμα μήκους 61.4m και 40cm σε διάμετρο



Σχήμα 3.3 Αποψη των στοιχείων που απαρτίζουν το σύνολο του τούνελ του πειράματος

Βασική προϋπόθεση για την πραγματοποίηση των μετρήσεων ενεργών διατομών (n, γ) και (n, xn), ήταν η εγκατάσταση των κατευθυντήρων, ώστε η δέσμη να έχει πολύ καλά καθορισμένες διαστάσεις, χωρίς να ξεπερνά σε διάμετρο τα 4cm. Οι δύο κατευθυντήρες τοποθετήθηκαν σε δύο θέσεις, 136m και 175m από τον στόχο του μολύβδου [46], [47]. Προσομοιώσεις έδειξαν ότι η απόσταση μεταξύ του δεύτερου κατευθυντήρα και του δείγματος ακτινοβολήσης θα έπρεπε να είναι μεγαλύτερη από 5m, ώστε να μειωθεί το κατά δυνατότερο το επίπεδο του υποστρώματος. Ο πρώτος είναι κατασκευασμένος από σίδηρο και μπετόν και έχει εσωτερική διάμετρο 11cm, ενώ ο δεύτερος αποτελείται από τρία τμήματα σιδήρου και πολυαιθυλενίου (με πρόσμιξη βορίου) με εσωτερική διάμετρο

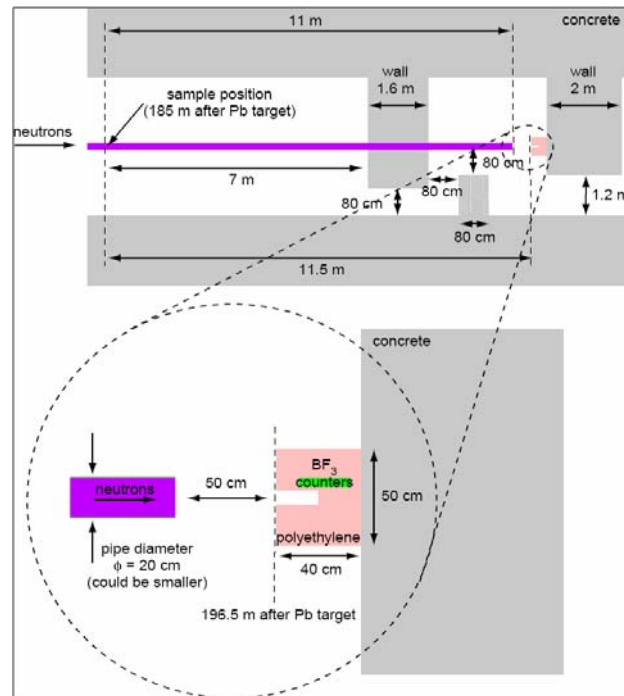
1.8cm. Για τις μετρήσεις (n,f) ο 2^{ος} στη σειρά κατευθυντήρας ήταν διαφορετικός, μεγαλύτερης διαμέτρου (8cm), ώστε να είναι δυνατή η ακτινοβολήση δειγμάτων μεγαλύτερων διαστάσεων. Τέλος ένας μαγνήτης (sweeping magnet), βρίσκεται τοποθετημένος πριν τον 1^ο κατευθυντήρα ώστε να ανακόπτει την πορεία των φορτισμένων σωματιδίων.



Εικόνα 3-3 Ο μαγνήτης – φίλτρο των φορτισμένων σωματιδίων (αριστερά) και ο δεύτερος κατευθυντήρας πριν τον τοίχο του χώρου μετρήσεων (δεξιά)

Αν αναλογιστούμε ότι το μεγαλύτερο κλάσμα της δέσμης διαπερνά τον στόχο χωρίς να δώσει καμία αντίδραση, συμπεραίνουμε ότι αυτά τα νετρόνια είναι πηγή υποστρώματος για τις μετρήσεις, εφόσον αλληλεπιδράσουν με οποιοδήποτε υλικό του χώρου των μετρήσεων. Για την αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος, υιοθετήθηκε η λύση της ‘γραμμής διαφυγής των νετρονίων’ (neutron escape line) και της ‘απόρριψης της δέσμης’ (beam dump).

Όπως διακρίνεται στο σχήμα 3.4, η δέσμη ακολουθεί μια πορεία 11m, εντός ενός σωλήνα αλουμινίου διαμέτρου 20cm και μέσω ενός παραθύρου πάχους 1mm εισέρχεται στον αέρα. Τελικώς, μετά από μια απόσταση 50cm στον αέρα τα νετρόνια προσπίπτουν στο τελικό φράγμα που αποτελείται από έναν κύβο πολυαιθυλενίου (50×50×40cm³) και μπετόν πάχους 2m (εικόνα 3.4).



Σχήμα 3.4 Γεωμετρία της γραμμής διαφυγής των νετρονίων όπως αυτή προέκυψε από τον κώδικα MCNPX

Τα περισσότερα νετρόνια σκεδάζονται προς τα εμπρός μειώνοντας έτσι την πιθανότητα επίδρασής τους στο χώρο μετρήσεων. Εντός του κύβου, είναι τοποθετημένη μια σειρά τριών απαριθμητών BF₃ για την παρακολούθηση της ροής των νετρονίων ανά παλμό.



Εικόνα 3-4 Η γραμμή διαφυγής των νετρονίων και το τελικό φράγμα πολυαιθυλενίου

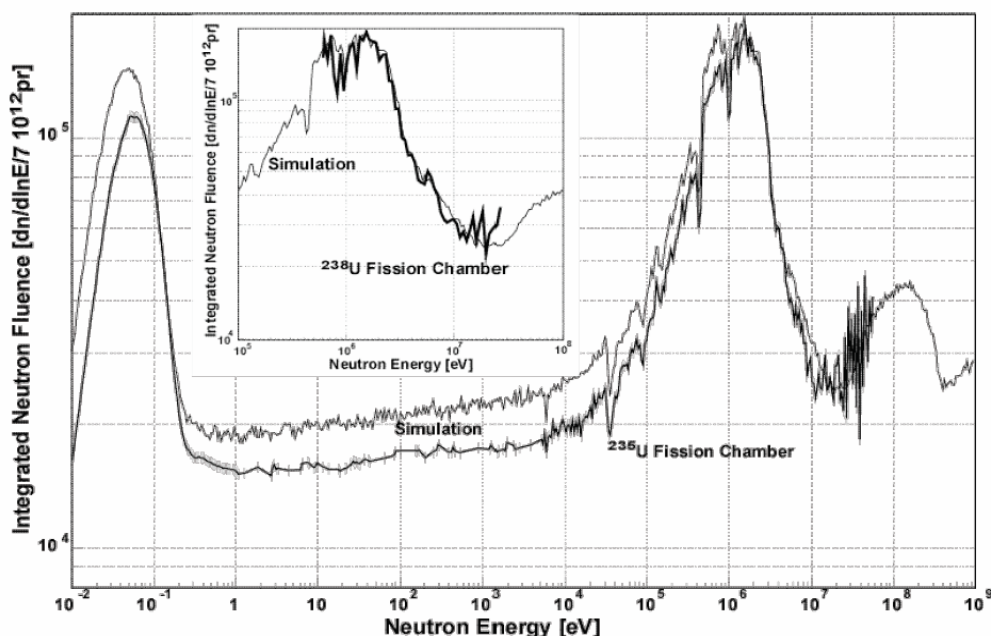
3.1.4 Χαρακτηριστικά της δέσμης νετρονίων

Ο προσδιορισμός και η ανάλυση των κύριων χαρακτηριστικών της δέσμης βασίστηκε σε τέσσερις τύπους ανιχνευτών: Οι ανιχνευτές πυριτίου Si, μαζί με τον θάλαμο PPAC (Parallel Plate Avalanche Chamber), ανέλαβαν τον προσδιορισμό του ενεργειακού φάσματος της δέσμης, ενώ οι micromegas [48] και πλαστικοί ανιχνευτές ιχνών CR-39 (SSNTD – Solid State Nuclear Track Detectors), χρησιμοποιήθηκαν για να εκτιμηθεί η χωρική κατανομή της πυκνότητας των νετρονίων της δέσμης (beam profile). Το κεφάλαιο 4, αναφέρεται με λεπτομέρειες στις μετρήσεις με τη χρήση των πλαστικών ανιχνευτών CR-39, καθώς και στη σύγκριση των αποτελεσμάτων με τα αντίστοιχα του micromegas [49].

Οι ανιχνευτές πυριτίου έχοντας σε επαφή φύλλο ${}^6\text{LiF}$ ($500\mu\text{g}/\text{cm}^2$, $\delta=3\text{cm}$), ανιχνεύουν τα νετρόνια χαμηλής ενέργειας μέσω της αντίδρασης ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{H}^3$, αφού είναι γνωστή με ακρίβεια η ενεργός διατομή αυτής της αλληλεπίδρασης. Για το φάσμα μεγαλύτερων ενεργειών, χρησιμοποιήθηκε ο PPAC, έχοντας ως στόχους τα ισότοπα ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$ και ${}^{209}\text{Bi}$ ($100\mu\text{g}/\text{cm}^2$, $\delta=1.7\text{cm}$ και 10cm).

Συνοπτικά τα κυριότερα χαρακτηριστικά της δέσμης που είναι απαραίτητα για την πραγματοποίηση των μετρήσεων είναι τα εξής:

1. Η ολοκληρωμένη ροή της δέσμης ανά παλμό πρωτονίων στον χώρο μετρήσεων είναι $\approx 9 \times 10^5 \text{ n} / 7 \times 10^{12} \text{ p}$, έχοντας ως κατευθυντήρα τον αντίστοιχο για τις μετρήσεις σύλληψης νετρονίων (capture campaign collimator)
2. Το ενεργειακό φάσμα των νετρονίων σε μονάδες $\text{dn}/\text{d}(\ln E)/7 \times 10^{12} \text{ p}$
3. Η χωρική κατανομή των νετρονίων της δέσμης (micromegas [49] – CR-39 [50])
4. Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα συναρτήσει της ενέργειας των νετρονίων [51], [52], καθώς και η σχέση χρόνου πτήσης – ενέργειας νετρονίων (TOF - E_n) [53]



Σχήμα 3.5 Η ολοκληρωμένη ροή της δέσμης (fluence), όπως προσδιορίστηκε από τους στόχους ^{235}U , ^{238}U και από τις προσομοιώσεις [40],[41]

3.2 Μετρήσεις ενεργών διατομών σύλληψης νετρονίων

3.2.1 Η μέθοδος ολικής απορρόφησης

Η τεχνική της ολικής απορρόφησης αποτελεί ένα πολύ χρήσιμο εργαλείο στα πειράματα μελέτης της ηλεκτρομαγνητικής αποδιέγερσης του πυρήνα. Εφαρμόζεται με μεγάλη επιτυχία σε μετρήσεις ενεργών διατομών σύλληψης νετρονίων, είτε με τη χρήση δεξαμενών υγρού σπινθηριστή (liquid scintillator tank) είτε ανόργανων σπινθηριστών [54], [55].

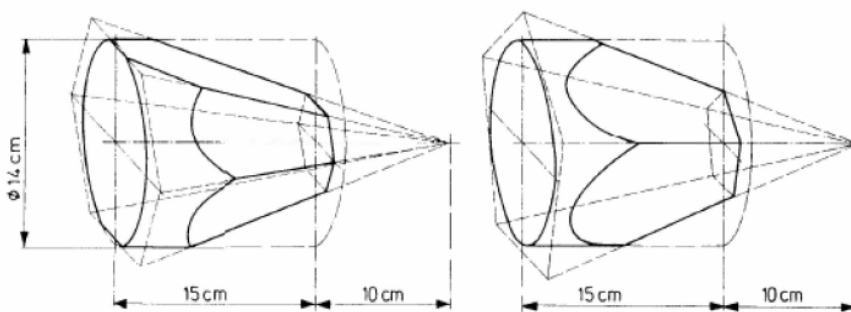
Η χρήση ενός συστήματος ολικής απορρόφησης δίνει την δυνατότητα καταγραφής και άθροισης όλων των ακτίνων γάμμα που εκπέμπονται από το σύστημα του σύνθετου πυρήνα κατά την αποδιέγερσή του, ύστερα από την σύλληψη του εισερχόμενου νετρονίου. Έτσι στο φάσμα ολικής απόθεσης ενέργειας του καλορίμετρου, εμφανίζεται μια συνολική κορυφή που αντιστοιχεί στο άθροισμα κινητικής ενέργειας (E_n) και ενέργειας σύνδεσης του νετρονίου (S_n).

Η μέθοδος παρουσιάζει συγκεκριμένα πλεονεκτήματα συγκριτικά με τις εναλλακτικές μεθόδους μέτρησης ενεργών διατομών σύλληψης νετρονίων, όπως με χρήση ανιχνευτών Moxon – Rae [56] ή μέσω της τεχνικής ανάλυσης βαρύτητας ύψους παλμών (Pulse Height Weighting technique) [57]:

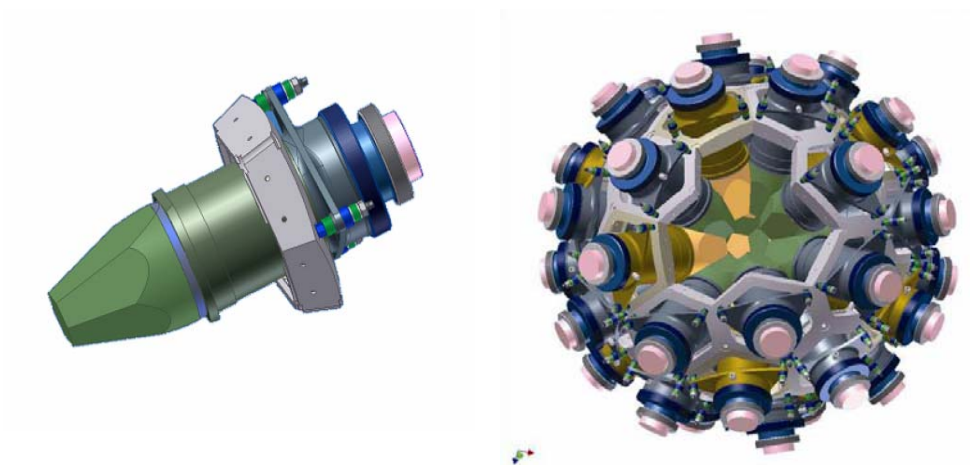
- Υψηλή απόδοση ανίχνευσης των γάμμα που προσεγγίζει το 100%, έναντι του 0,1% και 5% των Moxon – Rae και άλλων ανιχνευτών αντίστοιχα (όπως C6D6)
- Ικανοποιητική διακριτική ικανότητα της τάξης του 12% για την γραμμή των 662KeV του Cs
- Δυνατότητα άμεσης διαχείρισης του υποστρώματος μέσω επιλογής περιορισμών (όπως ενεργειακά κατώφλια ή multiplicity cuts)

3.2.2 Καλορίμετρο Ολικής Απορρόφησης – TAC

Το TAC λειτούργησε πλήρως την άνοιξη του 2004. Ολόκληρη η κατασκευή, καθώς και ένας κρύσταλλος, φαίνονται στην εικόνα 3-5. Η γεωμετρία 4π, καλύπτεται από 42 κρυστάλλους, σχηματίζοντας μία σφαίρα. Για την περίπτωση του πειράματος η_TOF, το πλήθος των κρυστάλλων μειώθηκε κατά δύο, ώστε να δημιουργηθεί χώρος για την είσοδο και έξοδο του σωλήνα της δέσμης. Συνολικά λοιπόν απαρτίζεται από 40 κρυστάλλους, 12 από αυτούς πενταγωνικού και οι υπόλοιποι εξαγωνικού σχήματος, για λόγους γεωμετρίας του συστήματος (σχήμα 3.6). Οι κρύσταλλοι έχουν κοινό πάχος 14 cm και καλύπτουν σχεδόν την ίδια στερεά γωνία ως προς το γεωμετρικό κέντρο της σφαίρας. Η απόσταση από το κέντρο αυτό είναι 10cm.



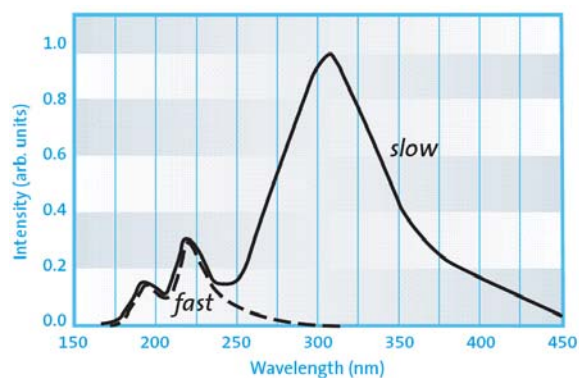
Σχήμα 3.6 Σχέδιο των δύο τύπων κρυστάλλου που απαρτίζουν το καλορίμετρο



Εικόνα 3-5 Γράφημα CAD (Computer Aided Design) ενός κρυστάλλου με τη βάση στήριξης και τον φωτοπολλαπλασιαστή (αριστερά) και ολόκληρης της σφαίρας του ανιχνευτή (δεξιά)

3.2.2(a) Κρύσταλλος BaF_2

Σήμερα το υλικό του διφθοριούχου βαρίου αποτελεί τον πλέον ταχύ σπινθηριστή, χάρη στην ‘γρήγορη’ συνιστώσα αποδιέγερσης που τον χαρακτηρίζει ($t < ns$), κάνοντας τον ιδανικό για εφαρμογές όπως αυτή του χρόνου πτήσης (Time Of Flight). Για ενέργειες του 1 MeV, η χρονική διακριτική ικανότητα του σπινθηριστή κυμαίνεται στα όρια των 200ps. Περαιτέρω η μεγάλη πυκνότητα του υλικού ($4.88g/cm^3$), έχει ως αποτέλεσμα την υψηλή απόδοση ανίχνευσης.

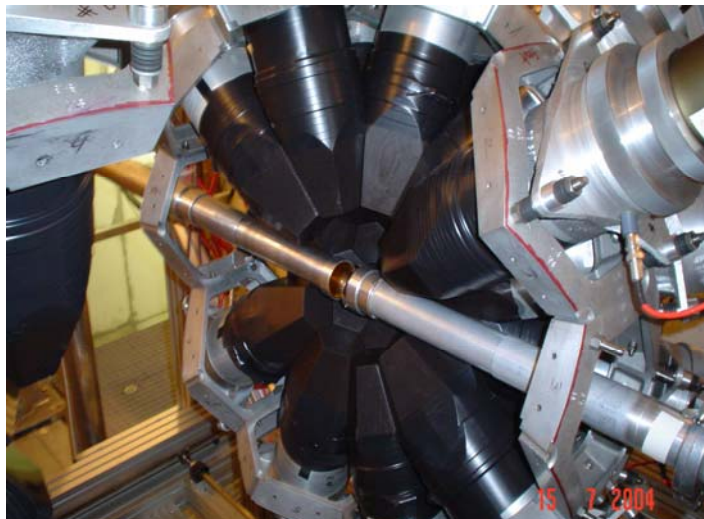


Σχήμα 3.7 Το φάσμα αποδιέγερσης του BaF_2

Το υλικό αποδιεγείρεται εκπέμποντας φως σε διάφορες περιοχές του φάσματος, με την γρήγορη συνιστώσα να εμφανίζεται στην περιοχή του υπεριώδους για μ.κ. 195nm και 220nm (σχήμα 3.6). Ο χρόνος αποδιέγερσης της γρήγορης συνιστώσας κυμαίνεται μεταξύ 600ps και 800ps. Οι αντίστοιχες τιμές για την ‘αργή’ συνιστώσα είναι 310nm και 630ns. Τα κύρια χαρακτηριστικά του κρυστάλλου δεν επηρεάζονται από τις μεταβολές της θερμοκρασίας ούτε και από την λαμβανόμενη δόση ($<10^5$ Gray) [58].



Εικόνα 3-6 Ένας από τους 40 κρυστάλλους του καλορίμετρου



Εικόνα 3-7 Το ένα ημισφαίριο του TAC (όταν αυτό είναι ανοιχτό), όπου διακρίνεται ο σωλήνας της δέσμης καθώς και η θέση στήριξης του στόχου



(α)



(β)



(γ)



(δ)



(ε)

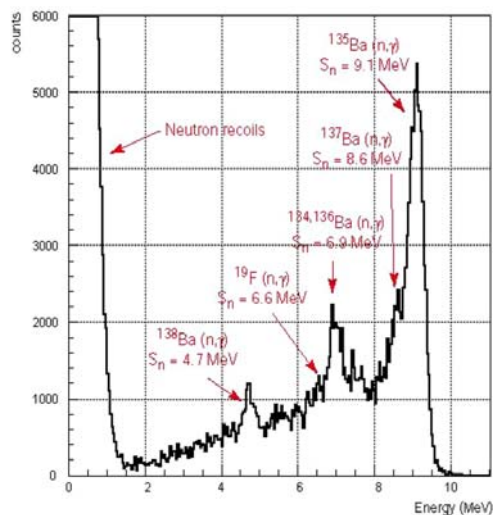


(στ)

Εικόνα 3-8 Στάδια κατασκευής ενός κρυστάλλου: διαδικασία επικάλυψης με τρία λεπτά φύλλα Teflon, Al και ανθρακονημάτων, καθώς και η εισαγωγή στη βάση στήριξης πριν την σύνδεση με τον φωτοπολλαπλασιαστή

3.2.2(β) Απορροφητής νετρονίων – Neutron absorber

Το υπόστρωμα των μετρήσεων αποτελείται από πολλές και διαφορετικές συνιστώσες, για τις οποίες θα γίνει εκτενής αναφορά στο κεφάλαιο της ανάλυσης των δεδομένων. Μία από τις πηγές υποστρώματος είναι αυτό που συχνά ονομάζεται ευαισθησία του ανιχνευτή στα νετρόνια (neutron sensitivity). Τα νετρόνια της δέσμης που σκεδάζονται επάνω στον στόχο έχουν μια υπολογίσιμη πιθανότητα να συλληφθούν από τον κρύσταλλο ή τα υλικά του περιβάλλοντα χώρου και να συνεισφέρουν στο φάσμα των γάμμα που ανιχνεύεται. Κατά συνέπεια θα πρέπει να γίνει με κατάλληλο τρόπο η αφαίρεση αυτών των γεγονότων. Το φαινόμενο γίνεται πολύ έντονο για τις ενέργειες στις οποίες η ενεργός διατομή ελαστικής σκέδασης είναι μεγαλύτερη της αντίστοιχης για τη σύλληψη νετρονίων. Για τον όγκο του TAC έχει προσδιοριστεί ότι η πιθανότητα σύλληψης ενός σκεδαζόμενου νετρονίου κυμαίνεται από 1% - 20% συναρτήσει της ενέργειάς του. Στο σχήμα 3.8 παρουσιάζεται η απόκριση του TAC στα σκεδαζόμενα νετρόνια επάνω σε στόχο ^{197}Au , για ενέργειες από 1eV έως 1MeV σύμφωνα με την ενεργειακή κατανομή της δέσμης του πειράματος. Στους υπολογισμούς χρησιμοποιήθηκε η βιβλιοθήκη ενεργών διατομών JENDL 3.2. Παρατηρείται ότι οι γάμμα με ενέργεια μεγαλύτερη του 1MeV, προέρχονται σαφώς από τις αντιδράσεις σύλληψης νετρονίων εντός του υλικού του κρυστάλλου, ενώ τα χαμηλής ενέργειας φωτόνια (<1MeV), οφείλονται στις αλληλεπιδράσεις των νετρονίων με τα υπόλοιπα υλικά της διάταξης.



Σχήμα 3.8 Η απόκριση του calorίμετρου στα σκεδαζόμενα νετρόνια (1eV – 1MeV) για στόχο ^{197}Au (από Monte Carlo)

Μία μέθοδος περιορισμού της ευαισθησίας του ανιχνευτή στα νετρόνια είναι η χρήση ενός απορροφητή νετρονίων (neutron absorber – εικόνα 3-9, [62]). Η επιλογή της σύνθεσης του υλικού του απορροφητή είναι μεγάλης σημασίας μιας και θα πρέπει να ληφθεί υπόψη η συνολική επίδραση της εφαρμογής του απορροφητή στην απόδοση ανίχνευσης των γάμμα. Στον πίνακα 3.1 εμφανίζεται η επίδραση της χρήσης απορροφητή στην απόδοση του ανιχνευτή, για δύο διαφορετικά συστατικά, ενώ στο σχήμα 3.9 παρουσιάζεται το φάσμα των γάμμα για την περίπτωση του 1^{ου} συντονισμού του ^{197}Au , με και χωρίς την χρήση απορροφητών. Η ακριβής σύσταση του απορροφητή που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις των ενεργών διατομών του πειράματος n_TOF, ήταν $\text{C}_{12}\text{H}_{20}\text{O}_4(^6\text{Li})_2$.

<i>Number of crystals</i>	<i>Inner TAC radius</i>	<i>Absorber type</i>	<i>Total absorption efficiency of ^{60}Co ($1123\text{ keV} + 1332\text{ keV}$)</i>
40	10.3	<i>none</i>	60.3%
40	10.3	^6LiH	37.8%
40	10.3	<i>Polyethylene</i>	25.9%

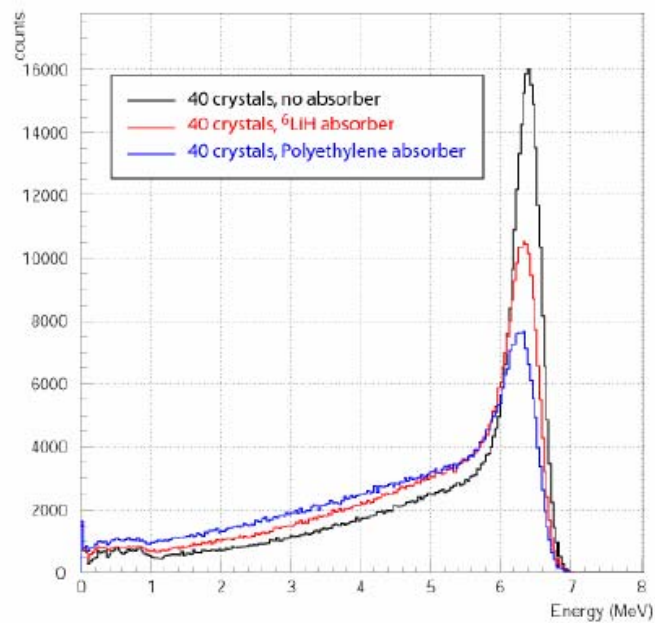
Πίνακας 3.1 Απόδοση ολικής απορρόφησης για τις γραμμές του ^{60}Co



Εικόνα 3-9 Τα δύο ημισφαίρια που απαρτίζουν τον απορροφητή νετρονίων



Εικόνα 3-10 Το καλορίμετρο με τον απορροφητή νετρονίων να περιβάλλει τον στόχο στο κέντρο του



Σχήμα 3.9 Το φάσμα ενέργειας των γάμμα για την περίπτωση του συντονισμού των 4.9eV του ^{197}Au (από Monte Carlo): χωρίς απορροφητή (μαύρο), με απορροφητή ^6LiH (κόκκινο) και απορροφητή πολυαιθυλενίου (μπλε)

3.2.2(γ) Ηλεκτρονικές μονάδες

Ο φωτοπολλαπλασιαστής καθώς και η συσκευή τροφοδοσίας υψηλής τάσης (voltage divider) που χρησιμοποιήθηκαν για όλους του κρυστάλλους, προέρχονται από την εταιρία Photonis Imaging Sensors (τύποι: XP4508b photomultiplier, S563/05 voltage divider) [59]. Στον πίνακα 3.2 δίνεται η λίστα των τιμών υψηλής τάσης για κάθε κρύσταλλο, κατά την διάρκεια μέτρησης του ισότοπου ^{234}U .

Channel	V0set(V)	Channel	V0set(V)	Channel	V0set(V)	Channel	V0set(V)
BAF2_1	1453	BAF2_11	1460	BAF2_21	1700	BAF2_31	1492
BAF2_2	1450	BAF2_12	1233	BAF2_22	1495	BAF2_32	1423
BAF2_3	1475	BAF2_13	1245	BAF2_23	1327	BAF2_33	1355
BAF2_5	1520	BAF2_14	1122	BAF2_24	1654	BAF2_34	1143
BAF2_4	1507	BAF2_15	1163	BAF2_25	1590	BAF2_35	1325
BAF2_6	1429	BAF2_16	1486	BAF2_26	1415	BAF2_36	1412
BAF2_7	1286	BAF2_17	1536	BAF2_27	1482	BAF2_37	1326
BAF2_8	1496	BAF2_18	1532	BAF2_28	1207	BAF2_38	1443
BAF2_9	1288	BAF2_19	1494	BAF2_29	1287	BAF2_39	1375
BAF2_10	1491	BAF2_20	1386	BAF2_30	1562	BAF2_40	1433

Πίνακας 3.2 Τιμές υψηλής τάσης για κάθε κρύσταλλο του TAC, κατά την διάρκεια ακτινοβολήσης του ^{234}U

3.2.3 Στόχοι

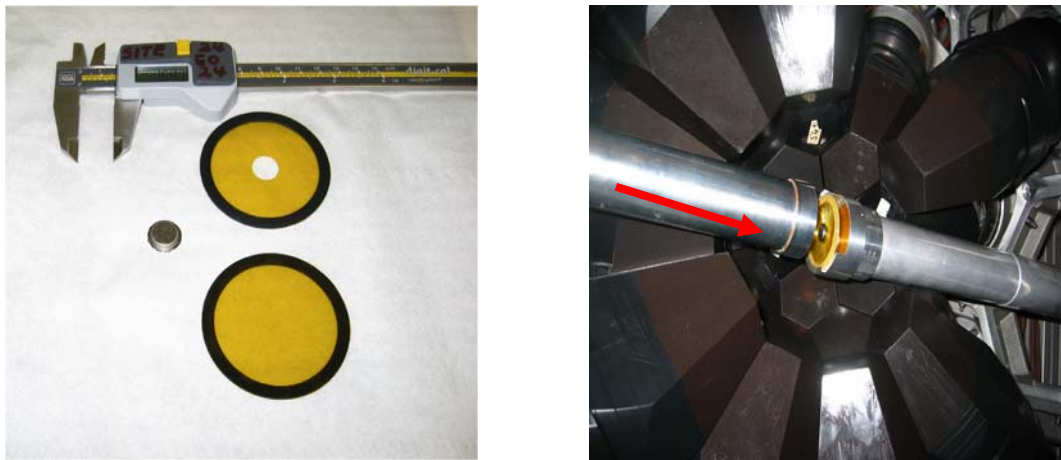
Οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα χωρίζονται σε δύο ομάδες: (α) στους στόχους – ισότοπα που ακτινοβολήθηκαν με σκοπό τον προσδιορισμό των ενεργών διατομών και (β) σε στόχους στοιχείων που ήταν απαραίτητα για την πραγματοποίηση συμπληρωματικών μετρήσεων αναφοράς (^{197}Au) και προσδιορισμού υποστρώματος. Όλοι οι ραδιενεργοί στόχοι ήταν τοποθετημένοι ανάμεσα σε δύο φύλλα αλουμινίου και κατόπιν εντός ενός κουτιού τιτανίου (Ti canning). Αυτή η συσκευασία βρίσκεται στο κέντρο ενός κυκλικού πλαισίου στήριξης, περιφέρειας από πλαστικό (PCB) και επιφάνειας από karton film. Οι απαραίτητες πληροφορίες για τους στόχους καθώς και τη συσκευασία του συστήματος πλαισίου – στόχου δίνονται στους Πίνακες 3.3, 3.4 και στις εικόνες 3-11 και 3-12 αντίστοιχα.

Ισότοπο	Πυκνότητα (g/cm ³)	Μάζα (mg)	Διάμετρος στόχου (cm)	Επιφάνεια στόχου (cm ²)	Πάχος στόχου (μm)
²³³ U	18,95	100	1	7,85E-01	6,72E+1
²³⁷ Np	20,45	20	1	7,85E-01	1,25E+01
²⁴⁰ Pu	19,84	20	1	7,85E-01	1,28E+01
²⁴² Pu	19,84	20	1	7,85E-01	1,28E+01
²⁴¹ Am	13,6	25	1	7,85E-01	2,34E+01
²⁴³ Am	13,6	25	1	7,85E-01	2,34E+01
²⁴⁵ Cm	13,511	10	1	7,85E-01	9,42E+00

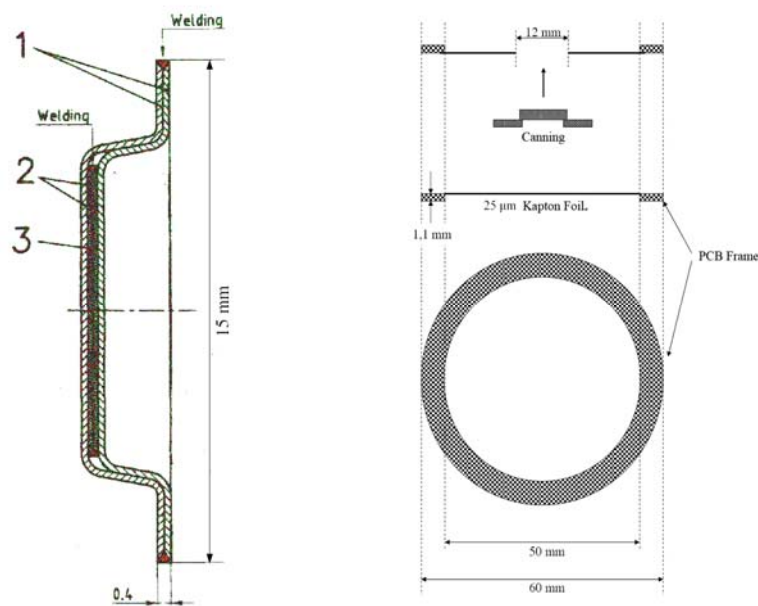
Πίνακας 3.3 Η λίστα των στόχων, με όλες τις απαραίτητες πληροφορίες

Ισότοπο	Πυκνότητα (g/cm ³)	Μάζα (mg)	Διάμετρος στόχου (cm)	Πάχος στόχου (μm)
¹⁹⁷ Au	19,32	100	1	6,59E+01
nat _C	2,62	100	1	4,86E+02
²⁰⁸ Pb	11,34	300	1	3,73E+02
²⁷ Al	2,702	2,1	1	1,00E+01

Πίνακας 3.4 Ο κατάλογος στόχων των συμπληρωματικών μετρήσεων (αναφοράς και υποστρώματος)



Εικόνα 3-11 Η συσκευασία του στόχου πριν τοποθετηθεί στο πλαίσιο στήριξης (αριστερά) και η θέση του πλαισίου στήριξης του στόχου κάθετα στη δέσμη των νετρονίων, εντός του καλοριμέτρου ολικής απορρόφησης (δεξιά)



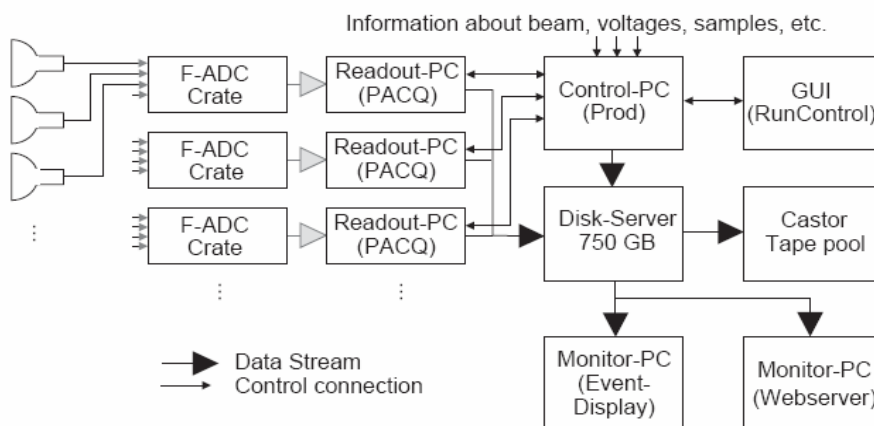
Εικόνα 3-12 Προφίλ της συσκευασίας του στόχου (αριστερά): 1) Κέλυφος τιτανίου, 2) περίβλημα Al, 3) Στόχος ^{234}U . Στοιχεία που απαρτίζουν το πλαίσιο στήριξης της συσκευασίας, με τις αντίστοιχες διαστάσεις (δεξιά): κυκλικό πλαίσιο PCB, φύλλο Kapton

Ο τρόπος κατασκευής και συσκευασίας των στόχων ακολουθεί τις προδιαγραφές ασφαλείας του CERN (ISO 2919).

3.2.4 Σύστημα Λήψης Δεδομένων – DAQ

Το σύστημα λήψης δεδομένων της πειραματικής διάταξης [43], αποτελείται από 54 μονάδες flash – ADC (Analog to Digital Converter - [61]), που αναλαμβάνουν την διαχείριση του σήματος κάθε ανιχνευτή (TAC, PPAC, Si, BF₃). Κάθε κανάλι έχει 8Mb μνήμης, με δυνατότητα συχνότητας δειγματοληψίας έως 2GHz ώστε να μπορεί να πραγματοποιείται η πλήρης καταγραφή των γεγονότων για το ενεργειακό εύρος των νετρονίων. Ολόκληρη η διαδρομή της πληροφορίας μπορεί να φανεί στο γράφημα 3.10.

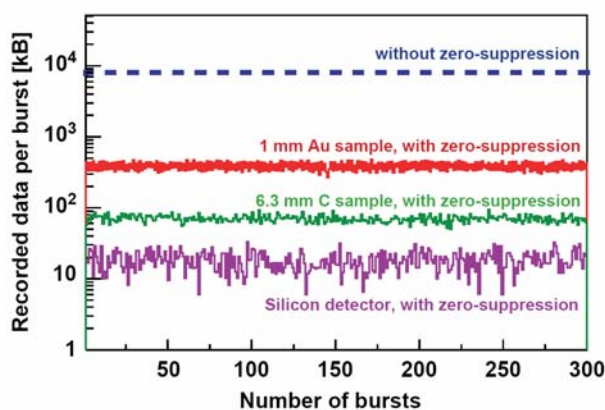
Το σήμα έναρξης (t-zero) του DAQ είναι η στιγμή πρόσπτωσης της δέσμης πρωτονίων στον στόχο του μολύβδου. Εκείνη τη στιγμή ανοίγει ένα χρονικό παράθυρο εύρους 16ms, μέσα στο οποίο τα νετρόνια ταξιδεύουν έως τον χώρο μετρήσεων. Μέσα σε αυτό το διάστημα οτιδήποτε καταγράφει κάθε ανιχνευτής αποθηκεύεται σε προσωρινή μνήμη (buffering). Ο όγκος των δεδομένων είναι πολύ μεγάλος γι'αυτό και σε πραγματικό χρόνο απορρίπτονται μέσω ενός αλγορίθμου (zero suppression algorithm, [40]) τα γεγονότα τα οποία δεν ικανοποιούν την συνθήκη που έχει τεθεί στα FADCs (Flash Analogue to Digital Converters). Ο συντελεστής αποδοχής γεγονότων εξαρτάται από τον ανιχνευτή και τις πειραματικές συνθήκες. Χαρακτηριστικά παρατίθεται το πλήθος των γεγονότων ανά παλμό για διάφορες πειραματικές συνθήκες (σχήμα 3.11).



Σχήμα 3.10 Η ροή της πληροφορίας από τον ανιχνευτή στα μέσα αποθήκευσης (DSTs) έως τους υπολογιστές για την επεξεργασία

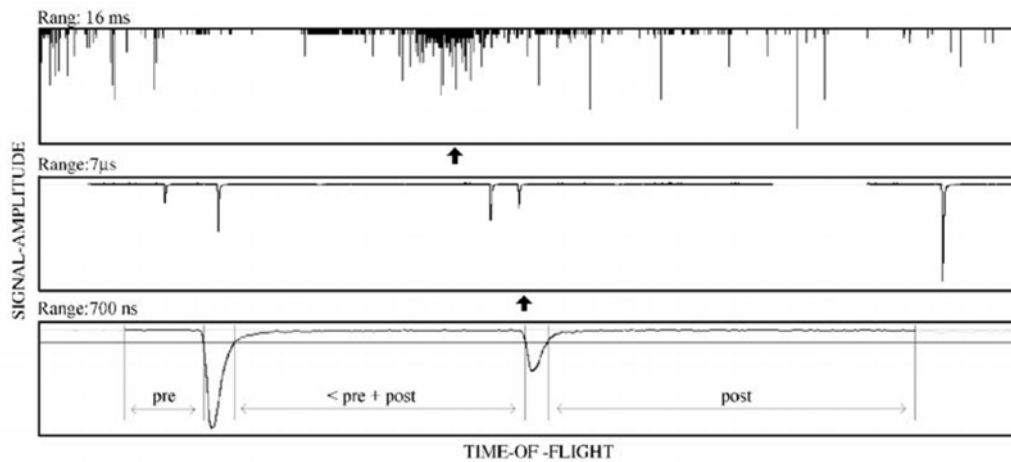
Τα γεγονότα που αντιστοιχούν σε έναν ανιχνευτή και για έναν παλμό, αποθηκεύονται εκ νέου σε μια προσωρινή μνήμη και στην συνέχεια ομαδοποιούνται μαζί με δεδομένα άλλων ανιχνευτών (ομάδες ανά 4 ή 8), σχηματίζοντας τα λεγόμενα streams. Κατά συνέπεια κάθε συνολικό γεγονός (event), δηλαδή το σύνολο της πληροφορίας από όλους τους ανιχνευτές ανά παλμό πρωτονίων, κατανέμεται σε ένα συγκεκριμένο πλήθος από streams. Αυτά τα δεδομένα αποθηκεύονται σε τοπικούς δίσκους ανά stream, σε μορφή αρχείων (raw data) μόλις επιτευχθεί το όριο όγκου των 2Gb.

Σε αυτό το στάδιο, υπάρχει η δυνατότητα επισκόπησης των γεγονότων μέσω ενός προγράμματος οπτικοποίησης (Event Display Program), ώστε να επιβεβαιώνεται και η σωστή λειτουργία της διαδικασίας.



Σχήμα 3.11 Ο ρυθμός καταγραφής γεγονότων για διαφορετικές πειραματικές συνθήκες

Τελικώς τα αρχεία των μη επεξεργασμένων δεδομένων (raw data), μεταδίδονται και αποθηκεύονται μέσω γρήγορων καρτών (ethernet) στο κεντρικό σύστημα αποθήκευσης του CERN, με την ονομασία Castor (Cern Advanced STORage manager) [60].



Σχήμα 3.12 Το σύνολο των γεγονότων για ένα κανάλι: Στο επάνω πλαίσιο εμφανίζονται όλα τα γεγονότα (κάθετες γραμμές) για την διάρκεια των 16ms. Μια μεγέθυνση κατά έναν παράγοντα ~2300 που αντιστοιχεί σε χρόνο 7μs φαίνεται στο μεσαίο πλαίσιο, όπου γίνεται αντιληπτή η μορφή του παλμού. Μια επιπλέον μεγέθυνση (~10) έχει ως αποτέλεσμα το τρίτο πλαίσιο, στο οποίο αναδεικνύεται η συνθήκη κατωφλίου (zero suppression)

Κεφάλαιο 4

Προσδιορισμός χωρικής κατανομής της δέσμης νετρονίων και μελέτη υποστρώματος ταχέων νετρονίων

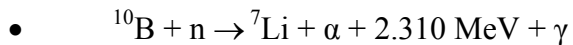
4.1 Εισαγωγή

Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 2, τα νετρόνια είναι προϊόντα των αντιδράσεων θρυμματισμού των πυρήνων του στόχου μολύβδου. Το ενεργειακό φάσμα των νετρονίων είναι ευρύ και έχει προσδιοριστεί με την βοήθεια διαφορετικών ανιχνευτικών συστημάτων. Πέραν της ενεργειακής κατανομής των νετρονίων, εξίσου σημαντική είναι και η γνώση της γεωμετρίας της δέσμης, δηλαδή της θέσης ως προς το επίπεδο του στόχου αλλά και της μορφής της (beam shape). Μη σωστή ευθυγράμμιση στόχου – δέσμης θα μπορούσε να συνεισφέρει περεταίρω στο υπόστρωμα των μετρήσεων μέσω των αλληλεπιδράσεων των νετρονίων με τα υλικά του σωλήνα και όχι μόνο. Ένας από τους παράγοντες που πρέπει να είναι καλά καθορισμένος για την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων των ενεργών διατομών, είναι το ποσοστό της δέσμης που προσπίπτει στον στόχο. Πιθανές αβεβαιότητες οδηγούν σε μεγαλύτερο σφάλμα στον προσδιορισμό της ενεργού διατομής της υπό μελέτη αντίδρασης.

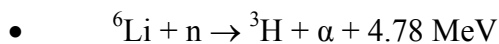
Η θέση και η χωρική κατανομή της δέσμης των νετρονίων, προσδιορίστηκε πειραματικά με την χρήση δύο διαφορετικών συστημάτων: ενός ανιχνευτή αερίου γεμίσματος (micromegas) και ενός πλαστικού ανιχνευτή ιχνών (CR-39, [63]). Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστούν, ο ανιχνευτής τύπου CR-39, η ανάλυση και τα αποτελέσματα της μέτρησης, σε σύγκριση με αντίστοιχα του micromegas.

Ειδικότερα ως ανιχνευτής νετρονίων, το υλικό CR-39 μπορεί να ανιχνεύσει θερμικά, επιθερμικά ή ταχέα νετρόνια, ανάλογα με το είδος του μετατροπέα

(converter) που θα χρησιμοποιηθεί, [64]. Επιλέγοντας φύλλα υλικού που περιέχουν το στοιχείο του ^{10}B ή ^6Li και τοποθετώντας τα σε επαφή με το πλαστικό, παράγονται φορτισμένα σωματίδια μέσω των αντιδράσεων (n,α), τα οποία δημιουργούν μόνιμα ίχνη στον ανιχνευτή. Οι μετατροπείς αυτοί κρίνονται ιδανικοί για την ανίχνευση θερμικών νετρονίων εξαιτίας των χαρακτηριστικών που παρατηρούνται στις εμπλεκόμενες αντιδράσεις:



($E_\alpha=1.47 \text{ MeV}$ και $E_{\text{Li}}=0.84 \text{ MeV}$, με ενεργό διατομή $\sigma = 3840 \text{ b}$ για την περίπτωση των θερμικών νετρονίων.)



($E_\alpha=2.05 \text{ MeV}$ και $E_{\text{T}}=2.73 \text{ MeV}$, με ενεργό διατομή $\sigma = 940 \text{ b}$ για την περίπτωση των θερμικών νετρονίων.)

Η ανίχνευση ταχέων νετρονίων παρουσιάζει κατώφλι στα 500 keV και πραγματοποιείται μέσω των ανακρουόμενων πρωτονίων που προέρχονται από τις ελαστικές σκεδάσεις των νετρονίων στα άτομα υδρογόνου του πλαστικού, ή κατάλληλου μετατροπέα όπως πολυαιθυλένιο.

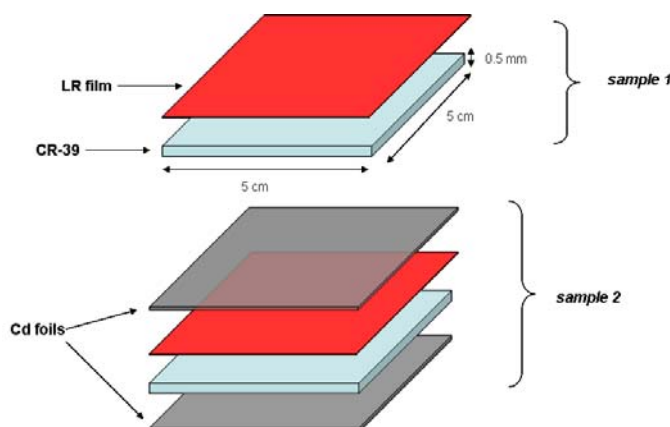
4.2 Μέτρηση

4.2.1 Ανιχνευτής

Οι διαστάσεις του πλαστικού ανιχνευτή που χρησιμοποιήθηκε, επιλέχθηκαν λαμβάνοντας υπόψη τις διαστάσεις της δέσμης νετρονίων [65]. Έτσι προκειμένου να καλυφθεί πλήρως η επιθυμητή περιοχή, προετοιμάστηκαν δύο τμήματα πλαστικού διαστάσεων $5\text{cm} \times 5\text{cm} \times 0.5\text{mm}$ [66]. Σε απόλυτη επαφή με το υλικό τοποθετήθηκε φύλλο υψηλής περιεκτικότητας σε ^{10}B και ^6Li , ίδιων διαστάσεων [67]. Αμφότερες οι επιφάνειες του ενός εκ των δύο ανιχνευτών, καλύφθηκαν με λεπτά ελάσματα καδμίου ($\sim 1\text{mm}$) για την θωράκιση από τα θερμικά νετρόνια, ώστε να είναι δυνατός ο προσδιορισμός των ιχνών που οφείλονται αποκλειστικά στα θερμικά νετρόνια. Όλη η σύνθεση περικλείστηκε εντός αλουμινίου για την προστασία από την ανεπιθύμητη επίδραση του ραδονίου του αέρα. Η διάταξη παρουσιάζεται στο σχήμα 4.1.

4.2.2 Ακτινοβολήση δείγματος

Η έκθεση των δειγμάτων στα νετρόνια της δέσμης, πραγματοποιήθηκε την ίδια περίοδο με την λήψη δεδομένων από τον micromegas, ώστε να προκύψουν αξιόπιστα και συγκρίσιμα αποτελέσματα. Ο πλαστικός ανιχνευτής τοποθετήθηκε κάθετα ως προς την κατεύθυνση της δέσμης και το κατώτερο όριο ανίχνευσης [64] ξεπεράστηκε εύκολα διατηρώντας το δείγμα εντός της δέσμης για ένα μικρό πλήθος παλμών.



Σχήμα 4.1 Στοιχεία που απαρτίζουν τον ανιχνευτή, με τις αντίστοιχες διαστάσεις

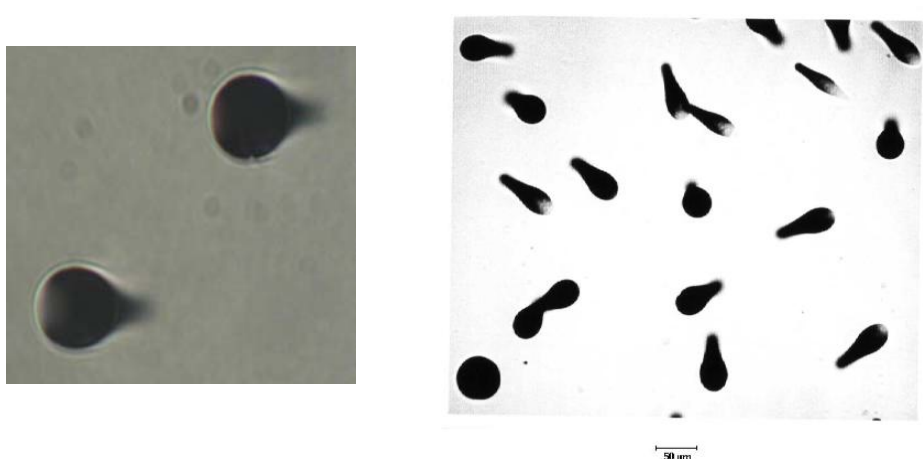
4.2.3 Διαδικασία ανάδειξης και καταμέτρησης ιχνών

Μόνον σωμάτια όπως πρωτόνια, άλφα αλλά και βαρύτερα αυτών, είναι ικανά να δημιουργήσουν ίχνη στον ανιχνευτή τύπου CR-39. Αυτά μπορούν να γίνουν ορατά κάτω από ένα οπτικό μικροσκόπιο κατόπιν χημικής διάβρωσης, εντός κατάλληλου διαλύματος (etching process). Για την περίπτωση της μέτρησης του προφίλ της δέσμης νετρονίων, οι συνθήκες χημικής διάβρωσης που επιλέχθηκαν ήταν οι εξής:

- διάλυμα καυστικού νατρίου (NaOH, 6.25N)
- θερμοκρασία διαλύματος: 70 °C
- χρόνος παραμονής εντός του διαλύματος: 6 h

Οι παραπάνω συνθήκες θεωρήθηκαν κατάλληλες για την ανάδειξη και καταμέτρηση των ιχνών. Το άνω όριο της ολοκληρωμένης ροής των νετρονίων (προς αποφυγή του φαινομένου αλληλεπικάλυψης ιχνών) θεωρείται η τιμή περί τα 10^7 n/cm².

Κατόπιν της χημικής διάβρωσης ακολουθεί η καταμέτρηση των ιχνών. Το δείγμα σαρώθηκε κάτω από οπτικό μικροσκόπιο, ώστε να προκύψει μία μέση τιμή πλήθους ιχνών ανά μονάδα επιφάνειας. Χαρακτηριστικά ίχνη σωματιδίων άλφα, όπως αυτά αποκαλύπτονται σε υλικό CR-39 παρατηρούνται στην εικόνα 4-1. Ειδικότερα για την περίπτωση της χωρικής κατανομής της δέσμης, επιφάνεια συνολικού εμβαδού 4 cm × 4 cm επιλέχθηκε ώστε να καλύπτει πλήρως τις διαστάσεις της δέσμης και διαχωρίστηκε σε 64 περιοχές 0.25 cm². Αυτές οι περιοχές μελετήθηκαν με μεγάλη λεπτομέρεια και γνωρίζοντας το εμβαδόν του πεδίου (0.001195 cm²) προέκυψε η μέση τιμή ιχνών ανά τετραγωνικό εκατοστό καθώς και το αντίστοιχο σφάλμα. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι το πλήθος των υπο-περιοχών (64) θα μπορούσε να ήταν ακόμη μεγαλύτερο (128), χωρίς όμως ουσιαστικό αντίκρισμα στην πληροφορία της μέτρησης αλλά και με σημαντική επιβάρυνση στον συνολικό χρόνο που απαιτείται για την καταμέτρηση των ιχνών.



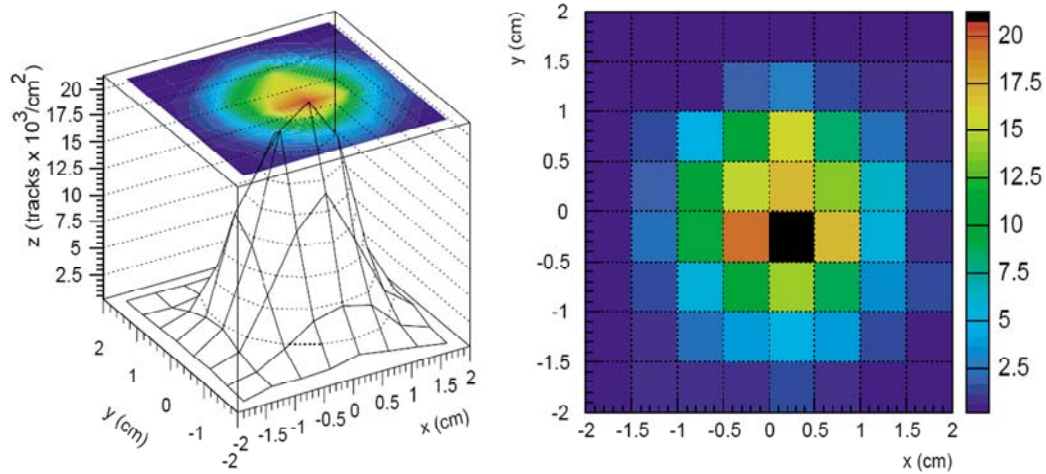
Εικόνα 4-1 Φωτογραφίες χαρακτηριστικών ιχνών σωματιδίων άλφα από οπτικό μικροσκόπιο, όπως αυτά αποκαλύπτονται κατόπιν της χημικής επεξεργασίας (etching process)

Επίσης ο αριθμός των πεδίων που πρέπει να μελετηθούν ανά υπο-περιοχή, εξαρτάται αποκλειστικά από την πυκνότητα των ιχνών και την επιδιωκόμενη ακρίβεια στην μέτρηση. Έτσι κοντά στα άκρα η πυκνότητα των ιχνών προσεγγίζει το κάτω όριο ανίχνευσης (0 έως 3 ίχνη ανά πεδίο) και συνήθως καταμετρώνται ίχνη σε 100 διαφορετικά πεδία ώστε να προκύψει αξιόπιστος αριθμός πυκνότητας ιχνών αλλά και να μειωθεί κατά το δυνατόν το στατιστικό σφάλμα. Αντιθέτως προσεγγίζοντας το κέντρο της δέσμης όπου και φυσιολογικά αναμένονται υψηλές τιμές ροής νετρονίων, σάρωση 15 έως 30 πεδίων ανά περιοχή είναι ικανή στο να δώσει αποτελέσματα με σφάλμα που δεν ξεπερνά το 15%. Τέλος να σημειωθεί ότι ως υπόστρωμα της μέτρησης ορίζεται το πλήθος των ιχνών τα οποία οφείλονται στις ατέλειες πλαστικού και στην ακτινοβολία του περιβάλλοντος και το μέγεθός του προσδιορίζεται από την επεξεργασία δειγμάτων τα οποία βρίσκονται στο ίδιο χώρο με τους ανιχνευτές, κατά την διάρκεια των μετρήσεων.

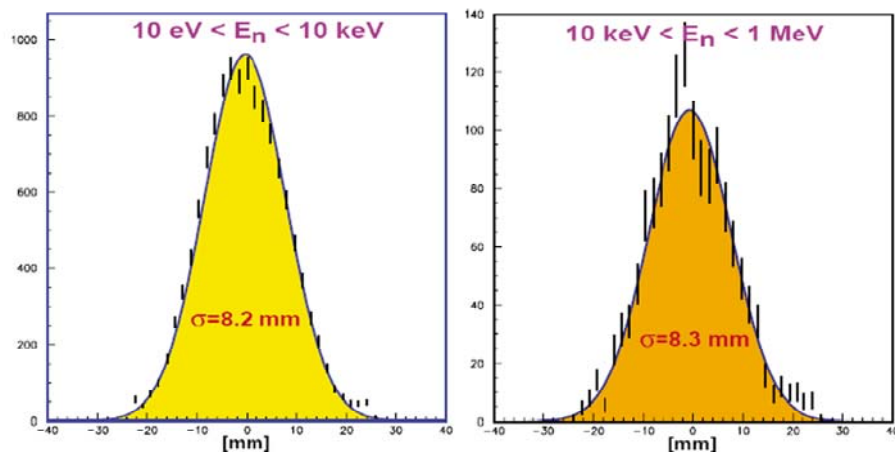
4.3 Αποτελέσματα

Οι τιμές πυκνότητας ιχνών που οφείλονται στα θερμικά νετρόνια, συγκεντρώθηκαν σε έναν πίνακα διαστάσεων 8×8 . Τα δεδομένα αυτά μετατράπηκαν σε ένα γράφημα δύο διαστάσεων με τον αντίστοιχο χρωματικό κώδικα. Στα σχήματα 4.2, 4.3 και 4.4, παρουσιάζονται αντίστοιχα τα αποτελέσματα της μέτρησης με τη χρήση του πλαστικού ανιχνευτή και τα αντίστοιχα του ανιχνευτή αερίου γεμίσματος (micromegas). Η σύγκριση μεταξύ τους βασίζεται μόνο στην πληροφορία που σχετίζεται με την χωρική κατανομή και την μορφή της δέσμης και δεν αναφέρεται σε απόλυτες τιμές ολοκληρωμένης ροής νετρονίων. Κάτι τέτοιο γίνεται γιατί στην περίπτωση του πλαστικού ανιχνευτή, η εφαρμογή ενός παράγοντα μετατροπής (πλήθος ιχνών ανά προσπίπτον νετρόνιο) για την εξαγωγή τιμών ροής είναι εξαιρετικά αναξιόπιστη αφού εξαρτάται ισχυρά από την ενέργεια των νετρονίων.

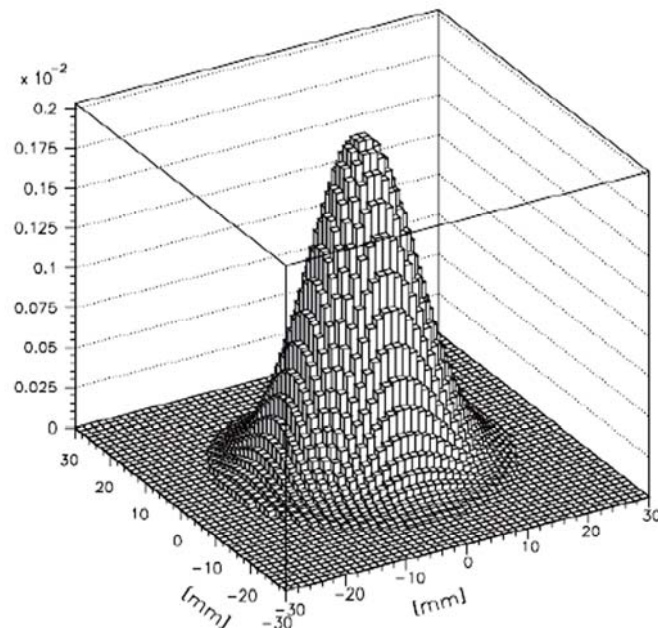
Παρατηρώντας τα γραφήματα, είναι εμφανής μια μικρή μετατόπιση της δέσμης προς τα θετικά του άξονα x' , η οποία είναι της τάξης των 2.5 mm. Αυτή η μετατόπιση αντιστοιχεί στο 20% της συνολικής ροής της δέσμης η οποία προσπίπτει σε στόχο διαμέτρου 1cm. Αυτή η πληροφορία είναι εξαιρετικής σημασίας, κάτι το οποίο θα φανεί στο κεφάλαιο της ανάλυσης των δεδομένων, κατά τον προσδιορισμό των ενεργών διατομών σύλληψης νετρονίων.



Σχήμα 4.2 Αναπαράσταση χωρικής κατανομής ιχνών λόγω των θερμικών νετρονίων: πλέγμα τριών διαστάσεων (αριστερά) και χρωματικός χάρτης δύο διαστάσεων (δεξιά) ($x 10^3 \text{ tracks/cm}^2$)



Σχήμα 4.3 Κάθετη προβολή της δέσμης για δύο ενεργειακές περιοχές (micromegas)



Σχήμα 4.4 Προφίλ της δέσμης όπως προέκυψε από τον ανιχνευτή micromegas, για έναν παλμό πρωτονίων ($7 \times 10^{12} p$)

4.4 Μελέτη υποστρώματος ταχέων νετρονίων εντός και εκτός του χώρου μετρήσεων

Από την σκοπιά των πειραματικών μετρήσεων, ένα πολύ σημαντικό ζήτημα το οποίο ξεχωρίζει αναφορικά με τον σχεδιασμό της διάταξης, είναι η μελέτη και ο προσδιορισμός των χαρακτηριστικών της δέσμης καθώς και ο περιορισμός του υποστρώματος στο χώρο που τοποθετούνται οι ανιχνευτές και πραγματοποιούνται οι μετρήσεις. Η παρουσία υποστρώματος είναι αναπόφευκτη και κατά συνέπεια η καλύτερη δυνατή γνώση των συνιστωσών του αποτελεί πολύ σημαντική πληροφορία. Πιθανή πηγή υποστρώματος στον χώρο μετρήσεων, είναι και η μη σωστή ευθυγράμμιση της δέσμης των νετρονίων σε σχέση με τα διάφορα τμήματα των ανιχνευτών, που οδηγεί στη δημιουργία υποστρώματος μέσω των ελαστικών και ανελαστικών αντιδράσεων των νετρονίων με τα υλικά αυτά. Μία μέθοδος επαναπροσδιορισμού της σχετικής θέσης, αλλά και του προφίλ της δέσμης των νετρονίων πραγματοποιήθηκε και παρουσιάστηκε παραπάνω.

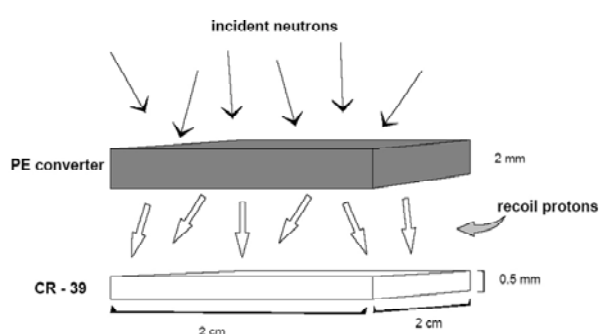
Η προετοιμασία και κατασκευή των στοιχείων που απαρτίζουν την γραμμή της δέσμης των νετρονίων (σωλήνας πτήσης, μαγνήτης, κατευθυντήρες δέσμης κλπ.), ολοκληρώθηκε την περίοδο του Απριλίου 2001. Κατόπιν των πρώτων δοκιμών, κρίθηκε αναγκαία η πραγματοποίηση επιπρόσθετων μετρήσεων με σκοπό τον λεπτομερέστερο προσδιορισμό των συστατικών του υποστρώματος. Παρά τα εμφανή πλεονεκτήματα που πηγάζουν από το μεγάλο μήκος πτήσης (~ 200 m), παρατηρήθηκε ότι υπάρχουν τρεις χαρακτηριστικές συνιστώσες του υποστρώματος του χώρου, οι οποίες χωρίζονται χρονικά μεταξύ τους. Απαρτίζονται από φορτισμένα σωματίδια, νετρόνια υψηλών ενεργειών και φωτόνια. Το κύριο χαρακτηριστικό τους είναι η ισχυρή χωρική εξάρτηση εντός του χώρου των μετρήσεων (Experimental Area – EA). Μελετήθηκαν πιθανές αδυναμίες στην δομή της θωράκισης κατά μήκος του τούνελ μέσω μεθόδου monte carlo και τα αποτελέσματα της προσομοίωσης έδειξαν ως ελάχιστη πυκνότητα υλικού, την τιμή 1400 gr/cm^3 , που αντιστοιχεί σε μπετόν πάχους 5.2 m [39].

Ο τελικός σχεδιασμός και κατασκευή του χώρου των μετρήσεων, βασίστηκαν σε μια σειρά μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν κατά την περίοδο Μαΐου 2001 [40]. Εφαρμόστηκαν διαφορετικές τεχνικές ανίχνευσης, εκ των οποίων μία αφορούσε την χρήση πλαστικών ανιχνευτών ιχνών τύπου CR – 39. Τα νετρόνια ικανής ενέργειας που προσπίπτουν στον ανιχνευτή προκαλούν ανακρούσεις πρωτονίων εντός του υλικού καθώς και στα άτομα κατάλληλου μετατροπέα πολυαιθυλενίου (PE converter). Η ενέργεια των πρωτονίων κυμαίνεται από μηδέν έως την μέγιστη τιμή της αντίστοιχης των νετρονίων.

4.4.1 Διαμόρφωση ανιχνευτή και ακτινοβολήσεις

Το σχήμα 4.5 παρουσιάζει την διαμόρφωση του ανιχνευτή που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις. Αποτελείται από δύο μέρη, το πλαστικό τύπου CR – 39 και τον μετατροπέα πολυαιθυλενίου σε επαφή με το πρώτο. Οι διαστάσεις που επιλέχθηκαν ήταν $2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm} \times 0.5 \text{ mm}$ και $2 \text{ cm} \times 2 \text{ cm} \times 2 \text{ mm}$ για το πλαστικό και το PE αντίστοιχα. Η όλη διάταξη βρίσκεται εντός αεροστεγούς συσκευασίας αλουμινίου, για προστασία από την ακτινοβολία περιβάλλοντος. Με στόχο την χαρτογράφηση μια μεγάλης περιοχής εντός και εκτός του χώρου των μετρήσεων (EA), ετοιμάστηκαν 30 πανομοιότυπα δείγματα τα οποία τοποθετήθηκαν σε διάφορα σημεία ειδικού ενδιαφέροντος.

Περί τα μισά από αυτά ακτινοβολήθηκαν σε σημεία κατά μήκος της γραμμής της δέσμης νετρονίων, σε επαφή με τον σωλήνα, στην περιοχή του μαγνήτη και επάνω στον δεύτερο κατευθυντήρα (σχήματα 4.6, 4.7). Τα υπόλοιπα επιλέχθηκε να τοποθετηθούν στον τοίχο του χώρου του μαγνήτη και κυρίως στις δύο πλευρές του τοίχου που θωρακίζει το δωμάτιο μετρήσεων. Πρέπει να επισημανθεί ότι σε συγκεκριμένες θέσεις τοποθετήθηκαν δύο δείγματα με τους μετατροπείς να έχουν αντίθετες κατευθύνσεις, ώστε να μελετηθεί πιθανή κατευθυντικότητα των σκεδαζόμενων νετρονίων.



Σχήμα 4.5 Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης του ανιχνευτή ταχέων νετρονίων.

Οι ανιχνευτές ακτινοβολήθηκαν για μία εβδομάδα, με την δέσμη πρωτονίων στην πλήρη έντασή της (7×10^{12} protons per pulse), εκτός του δείγματος #25 το οποίο εκτέθηκε λιγότερο χρόνο επειδή πρακτικά βρισκόταν εντός της δέσμης νετρονίων. Ο συνολικός αριθμός των πρωτονίων που έπεσαν στο στόχο μολύβδου ήταν 6.93×10^{17} , τιμή που αντιστοιχεί σε 96857 παλμούς πλήρους έντασης.

4.4.2 Διαδικασία ανάδειξης και καταμέτρησης ιχνών

Ο ανιχνευτής CR – 39 δεν καταγράφει ηλεκτρόνια ή μίονια, παρά μόνο βαρύτερα σωματίδια όπως άλφα, πρωτόνια κλπ. Τα τελευταία είναι ικανά να δημιουργήσουν ίχνη εντός του πλαστικού, τα οποία κατόπιν της κατάλληλης χημικής επεξεργασίας του δείγματος γίνονται ορατά κάτω από ένα απλό οπτικό μικροσκόπιο. Οι συνθήκες που επιλέχθηκαν για την αποκάλυψη των ιχνών ήταν: παραμονή εντός διαλύματος καυστικού νατρίου (NaOH – 6.25N), για 4 ώρες και σε θερμοκρασία $70 \text{ }^\circ\text{C}$. Το πάχος του υλικού το οποίο απομακρύνεται κατά τη διάρκεια της χημικής διάβρωσης, για αυτές τις συνθήκες είναι περί τα $6.67 \text{ }\mu\text{m}$.

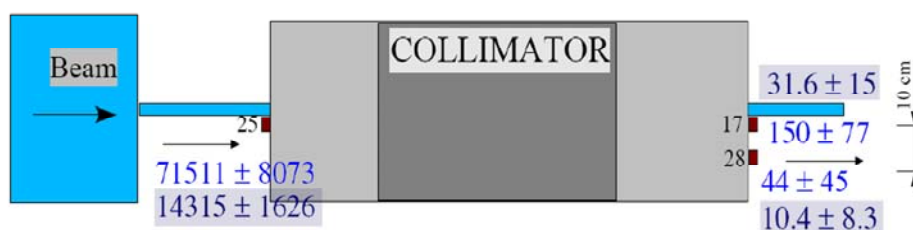
Η διαδικασία καταμέτρησης των ιχνών δεν διαφέρει από αυτή που ακολουθήθηκε και στην περίπτωση του προσδιορισμού του προφίλ τα δέσμης νετρονίων. Να σημειωθεί ότι τρία δείγματα τα οποία δεν ακτινοβολήθηκαν χρησιμοποιήθηκαν ως δείγματα αναφοράς για τον προσδιορισμό του υποστρώματος (~ 160 tracks/cm²).

4.4.3 Αποτελέσματα - Συμπεράσματα

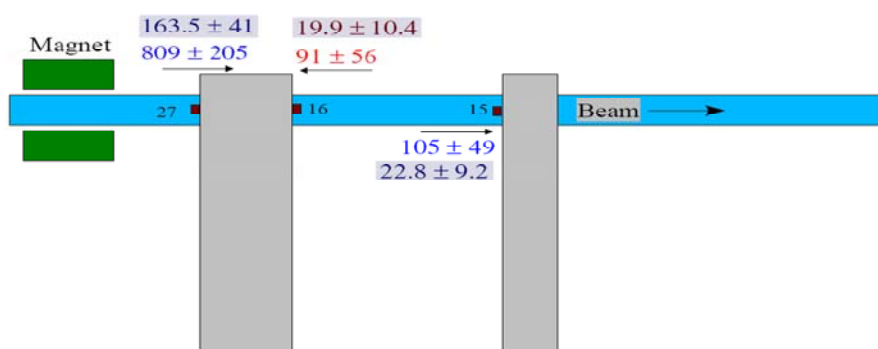
Στα σχήματα 4.6 – 4.12 παρουσιάζονται οι ακριβείς θέσεις των δειγμάτων, οι τιμές πυκνότητας ιχνών (tracks/cm²/7×10¹⁵p) (τιμές εντός γραμμοσκιασμένου περιγράμματος) καθώς και οι τιμές της ισοδύναμης ροής νετρονίων (n/cm²/7×10¹⁵p) (μη γραμμοσκιασμένες ενδείξεις). Να σημειωθεί ότι για κάθε δείγμα η κατεύθυνση του μετατροπέα καθορίζει το αντίστοιχο σύμβολο (• ή ⊗) και οι τιμές με μπλε έχουν την ίδια κατεύθυνση με την αντίστοιχη της δέσμης, ενώ με κόκκινο αντίθετη.

Ο ακριβής προσδιορισμός του υποστρώματος νετρονίων είναι πολύ δύσκολος και αυτό γιατί ο παράγοντας μετατροπής της πυκνότητας ιχνών σε πλήθος νετρονίων είναι συνάρτηση της ενέργειάς τους. Ο ανιχνευτής έχει βαθμονομηθεί για το εύρος από 0.5 έως 15 MeV [68] και η τιμή του συντελεστή κυμαίνεται μεταξύ 1.1×10^{-4} tracks/νετρόνιο έως 4.1×10^{-4} tracks/νετρόνιο [68], για το αντίστοιχο ενεργειακό εύρος. Κατά συνέπεια εφαρμόζοντας μία μέση τιμή αυτού, προκύπτει μόνον μία εκτίμηση της ροής των νετρονίων στο χώρο.

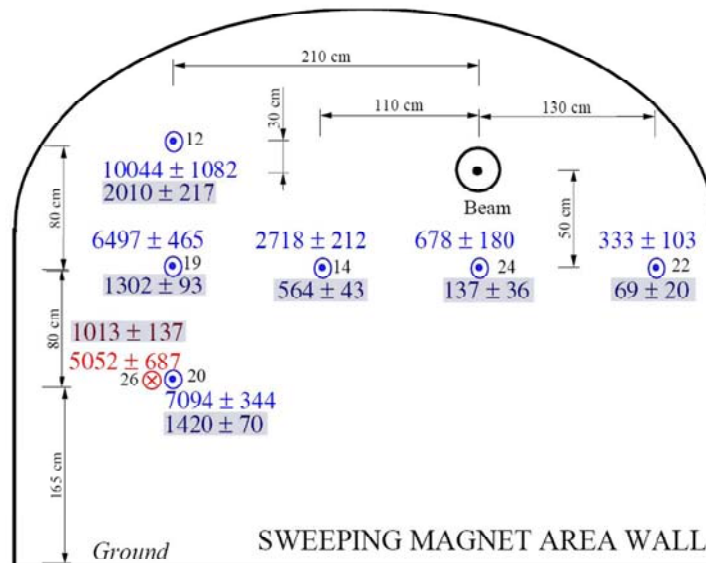
Τα αποτελέσματα βοήθησαν στην βελτίωση και ολοκλήρωση των εργασιών θωράκισης του χώρου μετρήσεων, ενώ επιβεβαίωσαν τα βασικά πλεονεκτήματα της χρήσης των ανιχνευτών ιχνών στερεάς κατάστασης, δηλαδή την απλή, μη δαπανηρή και εύκολη κατασκευή και χρήση αυτών.



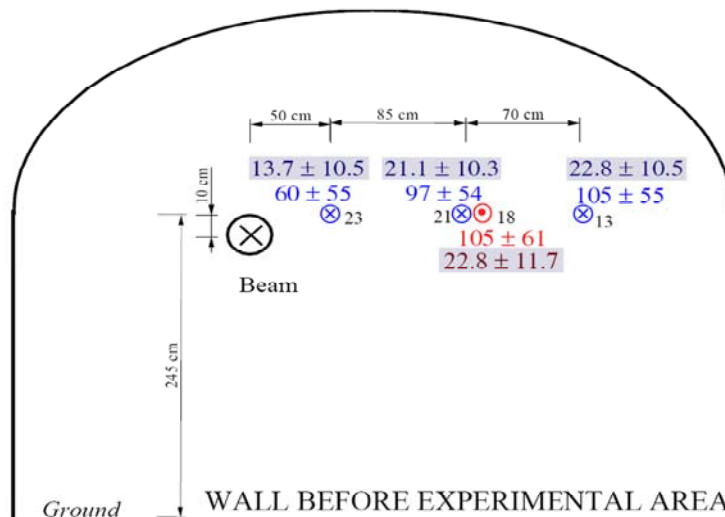
Σχήμα 4.6 Δεύτερος κατευθυντήρας: Το δείγμα #25 βρίσκεται σχεδόν εντός της δέσμης (λίγα mm από τον σωλήνα). Η τιμή της ροής νετρονίων είναι 71511 n/cm^2 . Ενδεικτικά αναφέρεται ότι η αναμενόμενη ροή για ενέργεια πάνω από 0.5 eV υπολογίζεται σε $\sim 45000 \text{ n/cm}^2$ (συμπεριλαμβανομένου και του συντελεστή μείωσης του κατευθυντήρα). Το δείγμα #17 είναι σε επαφή με τον σωλήνα της δέσμης και καταδεικνύει ότι ο συντελεστής μείωσης του κατευθυντήρα για τις υψηλές ενέργειες είναι της τάξης του 500. Η πυκνότητα ιχνών για το δείγμα #28 μόλις υπερβαίνει το κάτω όριο ανίχνευσης.



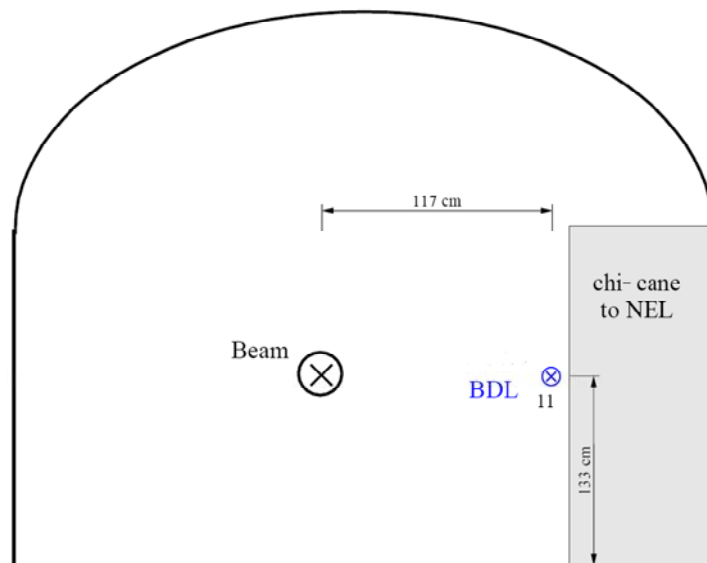
Σχήμα 4.7 Αποτελέσματα των μετρήσεων κατά μήκος του σωλήνα στον χώρο μετά τον μαγνήτη εξάλειψης των φορτισμένων σωματιδίων που ταξιδεύουν μαζί με τα νετρόνια. Το δείγμα #27 πρακτικά βρίσκεται στην περιοχή που καταλήγουν τα φορτισμένα σωματίδια που «κόβει» ο μαγνήτης.



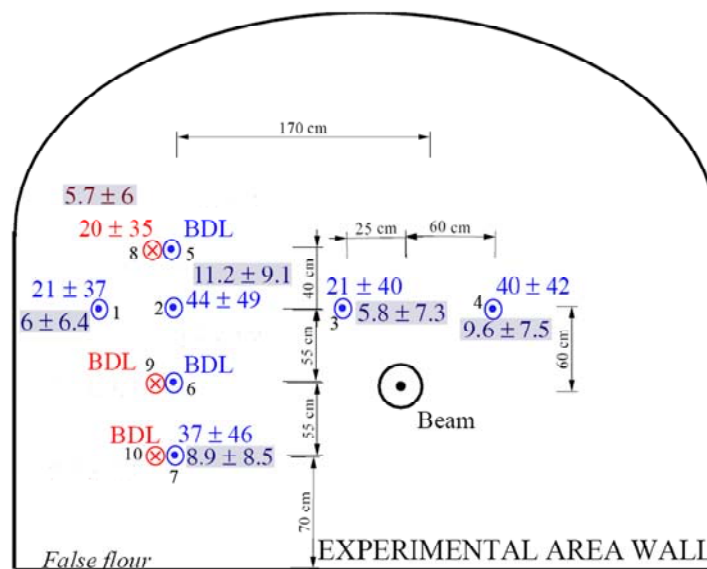
Σχήμα 4.8 Τιμές πυκνότητας ιχνών και αντίστοιχης ροής νετρονίων για την επιφάνεια του τοίχου πριν τον μαγνήτη. Οι διαφορά τιμών για τα δείγματα #26 και #20 (ουσιαστικά ίδια θέση) οφείλεται στην κατεύθυνση του μετατροπέα και φανερώνει το πλήθος των νετρονίων που διαπερνούν τον τοίχο. Όλες οι τιμές είναι σαφώς άνω του ορίου ανίχνευσης.



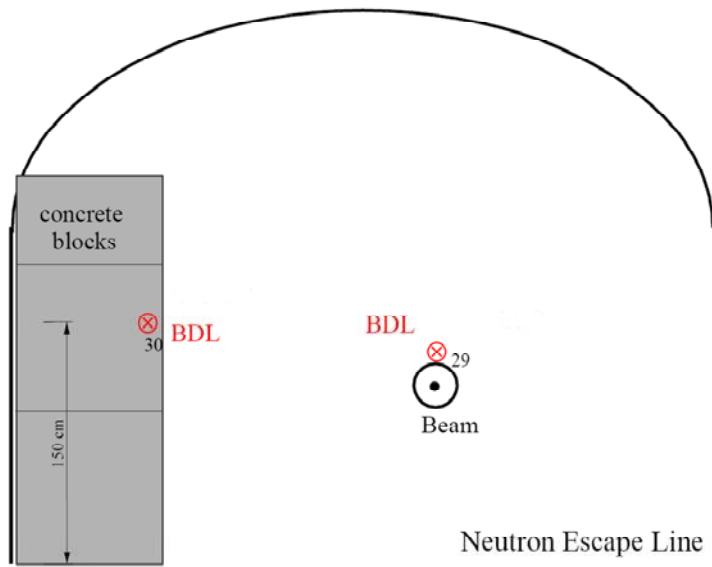
Σχήμα 4.9 Τοίχος θωράκισης του χώρου των μετρήσεων. Οι τιμές είναι κοντά στο όριο ανίχνευσης ενώ μάλλον δεν μπορούν να προκύψουν ασφαλή συμπεράσματα για την κατευθυντικότητα των νετρονίων.



Σχήμα 4.10 Χαρτογράφηση του τοίχου εντός του χώρου των μετρήσεων. Αρκετά δείγματα κάτω του ορίου ανίχνευσης.



Σχήμα 4.11 Τοίχος πριν την γραμμή διαφυγής των νετρονίων της δέσμης.



Σχήμα 4.12 Γραμμή διαφυγής των νετρονίων της δέσμης. Μη ανιχνεύσιμη ροή νετρονίων.

Κεφάλαιο 5

Ανάλυση δεδομένων

5.1 Μεθοδολογία μετρήσεων

5.1.1 Βασικές αρχές

Γενικότερα οι πειραματικές μετρήσεις ενεργών διατομών μπορούν να διακριθούν σε δύο επιμέρους κατηγορίες, με στόχο τον προσδιορισμό: α) της ολικής πιθανότητας αλληλεπίδρασης (transmission measurements) και β) της πιθανότητας να πραγματοποιηθεί ένα μόνο κανάλι ((n,γ), (n,f), (n,xn)...). Οι μετρήσεις βασίζονται σε διαφορετικές τεχνικές, ανάλογα με τον υπό μελέτη πυρήνα, το ενεργειακό φάσμα των νετρονίων κλπ. Η ακρίβεια των αποτελεσμάτων βασίζεται στην λεπτομερή γνώση των στοιχείων που σχετίζονται με τα χαρακτηριστικά της δέσμης και της ανιχνευτικής διάταξης.

Οι μετρήσεις προσδιορισμού της ολικής ενεργού διατομής (σ_{tot}), αποτελούν την πιο απλή περίπτωση, παρέχοντας την δυνατότητα αποτελεσμάτων μεγάλης ακρίβειας [69], [70]. Κατά την πειραματική διαδικασία επιδιώκεται ο ακριβής προσδιορισμός του ποσοστού της δέσμης που διαπερνά τον στόχο χωρίς να αλληλεπιδράσει, χρησιμοποιώντας κατάλληλο ανιχνευτή νετρονίων. Ουσιαστικά υπολογίζεται η ποσότητα $T(E)$ που ονομάζεται παράγοντας μεταφοράς (transmission factor) και η οποία σχετίζεται με την ολική ενεργό διατομή σ_{tot} , μέσω της σχέσης:

$$T(E) \approx e^{-n\sigma_{tot}} \quad (5-1)$$

όπου n πάχος του στόχου. Σε κάθε περίπτωση θα πρέπει τα χαρακτηριστικά της δέσμης να είναι καλά προσδιορισμένα, ώστε να είναι γνωστό με μεγάλη ακρίβεια το κλάσμα της δέσμης που φτάνει στην επιφάνεια του στόχου. Επίσης ο ανιχνευτής νετρονίων θα πρέπει να καλύπτει μικρή στερεά γωνία, ώστε να αποφευχθεί η καταμέτρηση των νετρονίων που σκεδάζονται στους πυρήνες του

στόχου. Για την περιοχή χαμηλών ενεργειών, προτιμώνται ανιχνευτές λιθίου που βασίζονται στην αντίδραση ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$, ενώ για υψηλές ενέργειες πλαστικοί σπινθηριστές. Βέβαια αν και απλή και τετριμμένη μέθοδος δεν παύει να παρουσιάζει δυσκολίες, όπως ο προσδιορισμός του υποστρώματος. Πειράματα μετρήσεων μεταφοράς (transmission measurements) πραγματοποιούνται σε διάφορες διατάξεις, όπως αυτή της GELINA (Geel - Βέλγιο) [71].

Σε αντίθεση με τις μετρήσεις μεταφοράς, οι αντίστοιχες προσδιορισμού μερικών ενεργών διατομών (partial cross-sections), παρουσιάζουν περισσότερες δυσκολίες [30], [69]. Στην περίπτωση αυτή επιχειρείται η ανίχνευση των σωματιδίων που προέρχονται από τις αλληλεπιδράσεις τύπου (n,r) εντός του στόχου. Η μερική αναλογία της συγκεκριμένης αλληλεπίδρασης $Y_r(E)$ (partial yield), που ορίζεται ως το ποσοστό της δέσμης που συμμετέχει στην αντίδραση (n,r), μπορεί να εκφραστεί μέσω της σχέσης:

$$Y_r(E) = (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \mu \frac{\sigma_r}{\sigma_{tot}} \quad (5-2)$$

όπου ο παράγοντας εντός της παρένθεσης εισάγεται λόγω του φαινομένου αυτο-θωράκισης (shelf-shielding effect), ενώ ο μ εξαιτίας των πολλαπλών σκεδάσεων (multiple scattering). Μόνο για περιπτώσεις πολύ λεπτών στόχων η αναλογία της αντίδρασης σχετίζεται άμεσα με την ενεργό διατομή:

$$Y_r(E) = (1 - e^{-n\sigma_{tot}}) \mu \frac{\sigma_r}{\sigma_{tot}} \approx n\sigma_r \quad (5-3)$$

Είναι φανερό ότι για όλες τις περιπτώσεις πλην αυτής του λεπτού στόχου, απαιτείται η καλή γνώση της ολικής ενεργού διατομής. Ο παρατηρούμενος ρυθμός γεγονότων είναι το αποτέλεσμα του γινομένου της ροής της εισερχόμενης δέσμης Φ , της αναλογίας της αντίδρασης Y_r και της απόδοσης ανίχνευσης ε για την συγκεκριμένη αντίδραση:

$$C_r(E_n) = \varepsilon_r(E) \Phi(E_n) Y_r(E) \quad (5-4)$$

Κατά συνέπεια απαίτηση του πειράματος είναι η πολύ καλή μέτρηση της ροής των νετρονίων, καθώς και της απόδοσης της ανιχνευτικής διάταξης για την υπό μελέτη αλληλεπίδραση. Ο λόγος των ρυθμών γεγονότων C_r και C_ϕ (ρυθμός ροής) χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό της μερικής ενεργού διατομής:

$$\frac{C_r(E_n)}{C_\phi(E_n)} = K \frac{\varepsilon_r(E_n)}{\sigma_\phi(E_n)} Y_r(E_n) \quad (5-5)$$

5.1.2 Τεχνικές μετρήσεων αλληλεπίδρασης (n,γ)

Όπως αναφέρθηκε λεπτομερέστερα στο κεφάλαιο 2, η αρπαγή νετρονίου, από τον πυρήνα, συνοδεύεται από την εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας κατά την μετάπτωση του σύνθετου συστήματος από την διεγερμένη στην βασική κατάσταση. Οι μετρήσεις προσδιορισμού της ενεργού διατομής σύλληψης νετρονίου σ_γ , βασίζονται στην ανίχνευση των άμεσα εκπεμπόμενων γάμμα (prompt gamma-rays). Πολλές διαφορετικές τεχνικές απαντώνται στην βιβλιογραφία, με την χρήση επίσης ποικίλων ανιχνευτικών διατάξεων [72], [73], [74]. Ακολουθεί μια συνοπτική περιγραφή των πιο σημαντικών μεθόδων που συνεχίζουν να εφαρμόζονται και σήμερα, με έμφαση στην μεθοδολογία που ακολουθήθηκε στην διάταξη n_TOF.

Τα χαρακτηριστικά που πρέπει να διακρίνουν το ιδανικό σύστημα ανίχνευσης που θα χρησιμοποιηθεί σε τέτοιου είδους πειράματα είναι τα κάτωθι:

- η απόδοση ανίχνευσης των γάμμα θα πρέπει να είναι ανεξάρτητη των χαρακτηριστικών της εκπομπής, όπως η μορφή του φάσματος ή η πολλαπλότητα (multiplicity).
- ικανοποιητική χρονική διακριτική ικανότητα
- κατά τον δυνατό χαμηλή ευαισθησία στα σκεδαζόμενα νετρόνια (neutron sensitivity)

Οι ανιχνευτές που συγκεντρώνουν αυτά τα χαρακτηριστικά, μπορούν να διακριθούν σε τρεις τύπους: ανιχνευτές ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας υψηλής διακριτικής ικανότητας, ολικής ενέργειας (total energy detectors) και ολικής απορρόφησης (total absorption detectors).

Χρησιμοποιώντας ανιχνευτές υψηλής διακριτικής ικανότητας επιδιώκεται η ανίχνευση, όλων των πρωτογενώς παραγόμενων γάμμα που συνοδεύουν την αποδιέγερση της διεγερμένης στάθμης [75], ή εναλλακτικά όλων των ακτίνων γάμμα που οφείλονται στην πλήρωση της βασικής στάθμης του πυρήνα [76]. Σαφώς αυτή η τεχνική είναι εφαρμόσιμη μόνον στις περιπτώσεις εκείνες, όπου οι ενεργειακές στάθμες του πυρήνα είναι καλά γνωστές και σχετικά περιορισμένες σε αριθμό, ώστε να είναι δυνατή η διάκριση όλων των γάμμα. Συνήθως αποφεύγεται η χρήση ανιχνευτών γερμανίου, εξαιτίας της σχετικά υψηλής πιθανότητας αλληλεπίδρασης με τα νετρόνια, αλλά και της χρονικής διακριτικής ικανότητας, η οποία είναι της τάξης των 10 ns. Κατά συνέπεια οι ανιχνευτές Ge δεν είναι κατάλληλοι για μετρήσεις ενεργών διατομών, όταν οι ενέργεια των νετρονίων είναι μεγάλη, αλλά και στις περιπτώσεις όπου ο πυρήνας εμφανίζει υψηλές τιμές λόγου Γ_n/Γ_γ όπως του στοιχείου ^{206}Pb .

Η μέθοδος ανίχνευσης ολικής ενέργειας, βασίζεται στην χρήση ενός συστήματος του οποίου η απόδοση ανίχνευσης των γάμμα, είναι ανάλογη της ενέργειας της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας ($\epsilon_\gamma = kE_\gamma$). Για αυτή την συγκεκριμένη περίπτωση, όπου πρακτικά μπορεί να καταγραφεί από το σύστημα μόνο μία ακτίνα γάμμα ανά χρόνο, η απόδοση ανίχνευσης ενός γεγονότος σύλληψης δίνεται προσεγγιστικά από την σχέση:

$$\epsilon_c = 1 - \prod_i (1 - \epsilon_{\gamma_i}) \approx \sum_i \epsilon_{\gamma_i} \epsilon \quad (5-6)$$

Σύμφωνα με αυτές τις συνθήκες, η απόδοση ανίχνευσης για γεγονός αρπαγής νετρονίου, είναι ευθέως ανάλογη της ολικής ενέργειας E^* :

$$\epsilon_c \approx k \sum_i E_{\gamma_i} = kE^* = k(E_n + S_n) \quad (5-7)$$

Από τις (5-5) και (5-7) προκύπτει η ποσότητα C_c' που σχετίζεται με την αναλογία σύλληψης, αλλά είναι ανεξάρτητη από το σχέδιο αποδιέγερσης του πυρήνα:

$$C'_c = \frac{C_c}{C_\phi} \frac{\sigma_\phi}{(E_n + S_n)} = NY_c \quad (5-8)$$

όπου N παράγοντας κανονικοποίησης, ανεξάρτητος της ενέργειας.

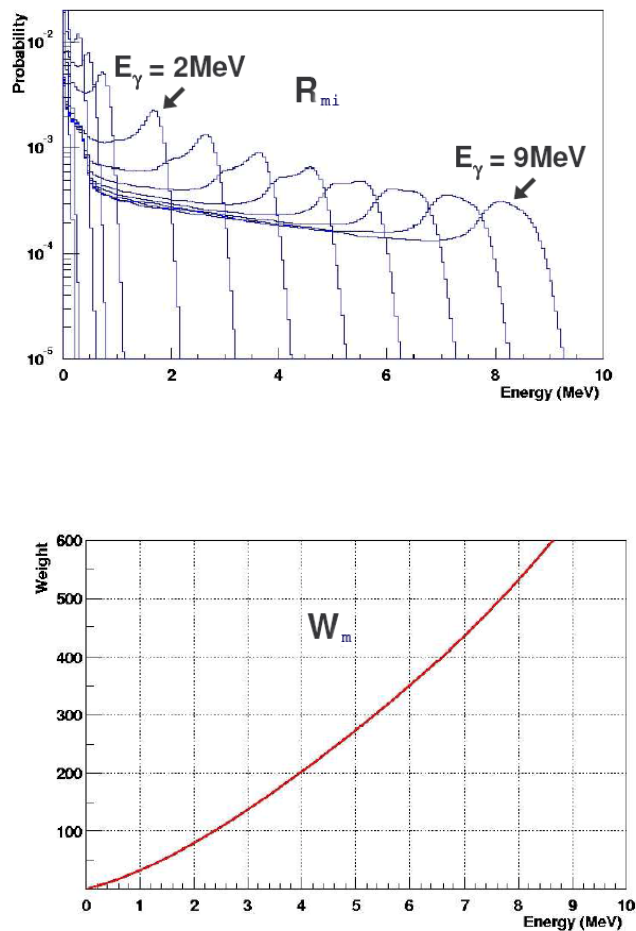
Διατάξεις που επιτυγχάνουν την αναλογικότητα μεταξύ απόδοσης ανίχνευσης και ενέργειας των γάμμα, είναι και οι ανιχνευτές με την ονομασία Moxon – Rae [77]. Σε αυτούς τους ανιχνευτές χρησιμοποιείται ως μετατροπέας κατάλληλο υλικό, από το οποίο εξάγονται ηλεκτρόνια κατά την πρόσπτωση των γάμμα που εκπέμπει ο πυρήνας. Τα ηλεκτρόνια στην συνέχεια ανιχνεύονται από λεπτό στρώμα πλαστικού σπινθηριστή. Η μη γραμμικότητα στη σχέση μεταξύ απόδοσης – ενέργειας, για ενέργειες κάτω του 1 MeV, καθώς και η πολύ χαμηλή απόδοση ανίχνευσης ήταν οι βασικές αιτίες που οδήγησαν στην παύση της χρήσης αυτών των ανιχνευτών.

Μία εναλλακτική προσέγγιση της μεθόδου, είναι η ‘τεχνική βαρύτητας ύψους παλμού’ (Pulse Height Weighting Technique) [78] που εφαρμόστηκε για πρώτη φορά χρησιμοποιώντας ανιχνευτές C_6F_6 . Η αναλογικότητα μεταξύ απόδοσης συστήματος και ενέργειας εξασφαλίζεται μέσω κατάλληλης ‘χειραγώγησης’ της απόκρισης του ανιχνευτή. Αν R_{mi} η κατανομή της απόκρισης για ακτινοβολία ενέργειας $E_{\gamma i}$ ισχύει:

$$\sum_{m=1}^{m=\max} R_{mi} = \varepsilon_{\gamma i} \quad (5-9)$$

και είναι δυνατή η εύρεση ενός πεπερασμένου πλήθους συντελεστών W_m οι οποίοι θα ‘επιβάλλουν’ την αναλογικότητα (σχήμα 5.1):

$$\sum_{m=1}^{m=\max} W_m R_{mi} = E_{\gamma i} \quad (\text{για } k=1) \quad (5-10)$$



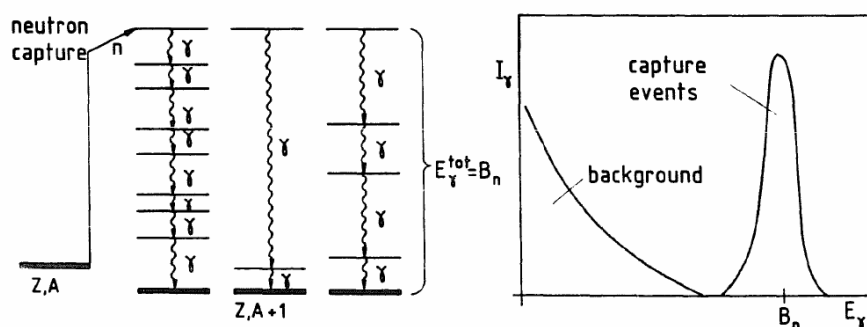
Σχήμα 5.1 Κατανομή απόκρισης ανιχνευτή για διάφορες ενέργειες των γάμμα (επάνω) και η συνάρτηση βάρους (κάτω)

Ο αξιόπιστος υπολογισμός της συνάρτησης βάρους προϋποθέτει τον ακριβή προσδιορισμό της απόκρισης του ανιχνευτή στις γάμμα και κατά συνέπεια η συνάρτηση βάρους σχετίζεται με τα χαρακτηριστικά του στόχου και της ανιχνευτικής διάταξης. Η απόκριση του ανιχνευτή προσδιορίζεται και με μεθόδους προσομοίωσης ώστε να μπορεί να υπολογιστεί με ακρίβεια και η συνάρτηση βάρους από την διαδικασία προσαρμογής μέσω ελαχίστων τετραγώνων. Συνήθως οι συναρτήσεις βάρους απαντώνται στην βιβλιογραφία με την μορφή πολυωνύμων 4^{ης} [79] και 5^{ης} τάξης [80].

Τέλος κατά την εφαρμογή της μεθόδου ολικής απορρόφησης επιδιώκεται η ανίχνευση και καταγραφή όλων των εκπεμπόμενων γάμμα. Προφανώς ιδανικό

ανιχνευτικό σύστημα, θα είναι αυτό το οποίο προσεγγίζει γεωμετρία 4π και απόδοση ανίχνευσης 100%. Από τα πλέον γνωστά συστήματα σφαιρικής συμμετρίας μεγάλων διαστάσεων, που χρησιμοποιούν ως υλικό ανίχνευσης κρυστάλλους BaF_2 είναι: η ‘κρυστάλλινη σφαίρα’ (FZK – Karlsruhe) [81], ο ανιχνευτής DANCE (LANSCE – Los Alamos) [82] και το Καλορίμετρο Ολικής Απορρόφησης του πειράματος n_TOF (CERN – Geneva).

Η πολλαπλότητα και η ενέργειες των φωτονίων που εκπέμπει ο πυρήνας καθορίζονται από τις πιθανότητες μετάβασης προς τις διαθέσιμες ενεργειακές στάθμες. Η μοναδική σταθερή ποσότητα είναι η συνολική ενέργεια που εκλύεται κατά την διαδικασία των διαδοχικών μεταπτώσεων. Αυτό το οποίο επιδιώκει η μέθοδος και τελικά καταφέρνει ο ανιχνευτής, είναι να καταγράψει και να αθροίσει όλες τις σειρές των διαδοχικών μεταπτώσεων, δίνοντας μία κορυφή που μπορεί εύκολα να διακριθεί σε σχέση με το υπόστρωμα (σχήμα 5.2).



Σχήμα 5.2 Τρεις διαφορετικές περιπτώσεις διαδοχικών μεταπτώσεων του συστήματος σύνθετου πυρήνα (αριστερά) και η κορυφή που προκύπτει από την καταγραφή και άθροιση όλων των γάμμα (δεξιά)

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, ο ανιχνευτής θα πρέπει να συνδυάζει κάποια συγκεκριμένα χαρακτηριστικά, ικανά να ικανοποιήσουν τις απαιτήσεις των μετρήσεων. Η υψηλή απόδοση του ανιχνευτή ($\approx 100\%$) εξασφαλίζει ότι όλες οι γάμμα θα καταγραφούν από το σύστημα. Το άθροισμά τους αντιστοιχεί στην ολική ενέργεια της ακτινοβολίας και ουσιαστικά αποτελεί τη μοναδική σίγουρη απόδειξη πραγματοποίησης ενός γεγονότος σύλληψης νετρονίου. Η καλή ενεργειακή διακριτική ικανότητα είναι απαραίτητη για τη επαρκή διάκριση των κορυφών, ενώ η αντίστοιχη χρονική κρίνεται αναγκαία για τον προσδιορισμό της ενέργειας των νετρονίων (μέθοδος χρόνου πτήσης – TOF). Τέλος η ευαισθησία

του κρυστάλλου στα σκεδαζόμενα νετρόνια θα πρέπει να είναι κατά τον δυνατόν χαμηλή.

5.2 Επεξεργασία ρυθμού γεγονότων

Η μετατροπή των πρωτογενών δεδομένων (raw data) στην αναλογία σύλληψης, απαντάται στην βιβλιογραφία με τον όρο data reduction. Η αξιοπιστία αυτής της διαδικασίας εξαρτάται από πολλούς παράγοντες που σχετίζονται κατά βάση με τα χαρακτηριστικά της δέσμης και του συστήματος ανίχνευσης και θα παρατεθούν στην συνέχεια.

5.2.1 Αναλογία σύλληψης

Η πειραματικά προσδιοριζόμενη αναλογία σύλληψης, δίνεται από την σχέση:

$$Y(E_n) = N \frac{S(E_n) - B(E_n)}{\Phi(E_n) \varepsilon_{TAC}(E_n)} \quad (5-11)$$

όπου

- $S(E_n)$ το πλήθος των γεγονότων για τα νετρόνια δεδομένης ενέργειας E_n που έχουν αλληλεπιδράσει μέσω (n, γ) με το ισότοπο του ουρανίου και έχουν ανιχνευθεί από το καλορίμετρο
- $B(E_n)$ το υπόστρωμα (για E_n)
- $\Phi(E_n)$ η ροή της δέσμης των νετρονίων
- $\varepsilon_{TAC}(E_n)$ η απόδοση του καλορίμετρου
- N παράγοντας κανονικοποίησης ($N \approx 1$)

Ο όρος $\varepsilon_{TAC}(E_n)$ εκφράζεται από την παράσταση $\varepsilon_\gamma \times \varepsilon_{\text{beam}} \times \varepsilon_{\text{cond}}$, δηλαδή από το γινόμενο της απόδοσης ανίχνευσης των γάμμα, του πραγματικού ποσοστού της δέσμης που τελικά προσεγγίζει τον στόχο διαμέτρου 1 cm και ενός συντελεστή που είναι αποτέλεσμα των διαφόρων περιορισμών (ενεργειακό κατάφλι και/ή όρια πολλαπλότητας). Στους δύο τελευταίους όρους της παράστασης θα αναφερθούμε με λεπτομέρεια αργότερα.

5.2.2 Πηγές υποστρώματος

Η αναγνώριση των ιδανικών κριτηρίων επιλογής γεγονότων βοηθά στη βελτίωση του λόγου σήματος προς υπόστρωμα. Οι βασικές πηγές υποστρώματος που σχετίζονται με την διαδικασία της ανάλυσης των δεδομένων του TAC είναι:

1. γεγονότα τα οποία οφείλονται στα νετρόνια που σκεδάζονται στον στόχο και αλληλεπιδρούν με τα υλικά του ανιχνευτή. Κυρίως βέβαια αυτό συμβαίνει στο ίδιο το υλικό του κρυστάλλου BaF_2 και το φαινόμενο προεξάρχει για ενέργειες στις οποίες η ενεργός διατομή ελαστικής σκέδασης είναι μεγαλύτερη της αντίστοιχης αρπαγής νετρονίου. Το φαινόμενο περιορίζεται με την τοποθέτηση του απορροφητή νετρονίων (κεφ.3)

2. γεγονότα που προκαλούνται από τα νετρόνια και τις γάμμα που εκπέμπονται κατά την σχάση των πυρήνων του στόχου. Χαρακτηριστική η περίπτωση του ισοτόπου ^{233}U για το οποίο η πιθανότητα σχάσης ως προς αυτή της σύλληψης είναι κατά μέσο όρο 6 φορές μεγαλύτερη σε όλο το φάσμα ενεργειών, με αποτέλεσμα την προβληματική διάκριση των γάμμα που προέρχονται από τα δύο φαινόμενα. Η πολλαπλότητα των γάμμα της σχάσης είναι περίπου διπλάσια σε σχέση με της σύλληψης και έτσι η επιλογή κατάλληλου περιορισμού, βοηθά στην αντιμετώπιση του προβλήματος για τις περισσότερες των περιπτώσεων.

3. γεγονότα από την φυσική ραδιενέργεια του δείγματος. Η εφαρμογή ενός απλού ενεργειακού κατωφλίου αρκεί, μιας και η ενέργεια των φωτονίων είναι αρκετά χαμηλότερη της E^*

4. γεγονότα εξαιτίας των ακτίνων γάμμα που παράγονται κατά την σύλληψη νετρονίων στο νερό που περιβάλλει τον στόχο μολύβδου και 'ταξιδεύουν' μαζί με τα νετρόνια της δέσμης. Οι ενέργειές τους βρίσκονται περίπου στα 2.2 MeV και θέτοντας ένα κάτω όριο στην ενέργεια ανίχνευσης του TAC μπορούμε να περιορίσουμε τις συνέπειες. Μία εναλλακτική, είναι η πραγματοποίηση μέτρησης με στόχο μολύβδου εντός του καλορίμετρου, επάνω στον οποίο σκεδάζονται αυτές οι γάμμα

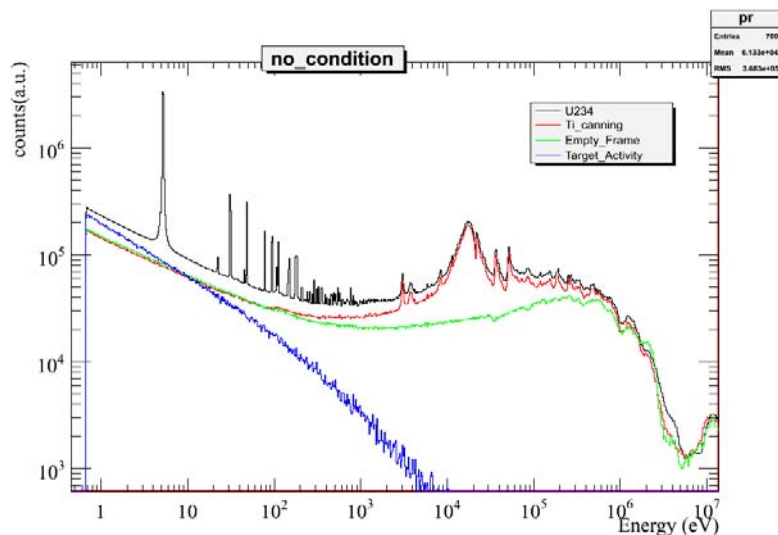
5. γεγονότα που οφείλονται στις αντιδράσεις μεταξύ των νετρονίων της δέσμης και των υλικών του ανιχνευτή και του περιβάλλοντα χώρου

6. η ακτινοβολία περιβάλλοντος

Οι επιμέρους μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν για να προσδιοριστούν όλες οι συνιστώσες του υποστρώματος, είναι:

- ακτινοβόληση δειγμάτων μολύβδου και άνθρακα, για να εκτιμηθεί η επίπτωση της σκέδασης των γάμμα και των νετρονίων στον στόχο (1 και 4)
- μέτρηση με το δείγμα εντός του καλορίμετρου, αλλά χωρίς την παρουσία δέσμης, ώστε να προσδιοριστεί η φυσική ραδιενέργεια του υλικού (3)
- μέτρηση χωρίς το δείγμα, μόνον με την παρουσία δέσμης (5)
- μέτρηση χωρίς δείγμα και χωρίς δέσμη για τον προσδιορισμό της ραδιενέργειας περιβάλλοντος (6)
- μέτρηση τοποθετώντας κενό το περίβλημα τιτανίου που περικλείει τον στόχο (1)

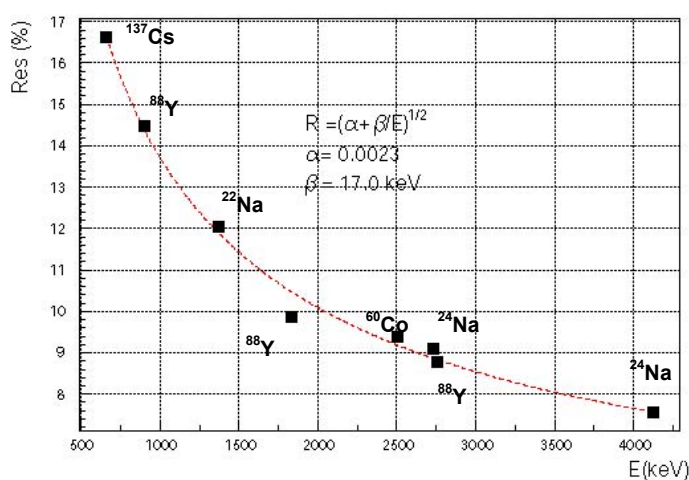
Στο σχήμα 5.3 παρουσιάζονται παράλληλα η κύρια μέτρηση για το ισότοπο ^{234}U και οι συνιστώσες του υποστρώματος. Σαφέστατα αναγνωρίζεται η σημαντική επίδραση του περιβλήματος τιτανίου (canning effect).



Σχήμα 5.3 Γεγονότα συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων τοποθετώντας διαδοχικά: τον στόχο ουρανίου (μαύρο), το κενό περίβλημα τιτανίου (κόκκινο), μόνο το πλαίσιο στήριξης του στόχου (πράσινο) και τον στόχο χωρίς δέσμη νετρονίων (μπλε)

5.2.3 Ενεργειακή βαθμολόγηση

Η μελέτη των χαρακτηριστικών λειτουργίας του TAC (Παράρτημα Α) κατέδειξε την ανάγκη συστηματικής παρακολούθησης της συμπεριφοράς των κρυστάλλων. Οι βαθμολογήσεις γινόταν σε εβδομαδιαία βάση χρησιμοποιώντας διαφορετικές πηγές. Η διακριτική ικανότητα (σχήμα 5.4) είναι το αποτέλεσμα της γκαουσιανής προσαρμογής των κορυφών.



Σχήμα 5.4 Ενεργειακή διακριτική ικανότητα από τις γραμμές των πηγών ¹³⁷Cs, ⁸⁸Y, ²⁴Na και ⁶⁰Co

5.2.4 Σχέση ενέργειας - χρόνου πτήσης νετρονίου

Θεμελιώδους σημασίας για την διαδικασία προσδιορισμού των ενεργών διατομών, είναι η ακριβής γνώση της σχέσης μεταξύ χρόνου πτήσης των νετρονίων και της ενέργειάς τους. Η σχέση αυτή κατά κύριο λόγο εξαρτάται από τον μηχανισμό παραγωγής των νετρονίων (αντιδράσεις θρυμματισμού των πυρήνων του στόχου Pb), καθώς και την διαδικασία επιβράδυνσής τους εντός του στρώματος νερού που περιβάλλει τον στόχο. Προσδιορίστηκε με μεθόδους προσομοίωσης Monte Carlo αλλά και πειραματικά, χρησιμοποιώντας ως αναφορά καλά γνωστούς συντονισμούς, σε ένα ενεργειακό εύρος από 1 eV – 1 MeV [83].

Όπως συμβαίνει σε κάθε διάταξη θρυμματισμού, το ενεργό μήκος (effective length) της διαδρομής πτήσης των νετρονίων, ισούται με το άθροισμα του γεωμετρικού μήκους και της απόστασης επιβράδυνσης (moderation distance). Ο πρώτος όρος ορίζεται απλά από την απόσταση μεταξύ της εξωτερικής επιφάνειας

του στόχου – πηγής των νετρονίων και του στόχου – δείγματος προς ακτινοβόληση. Ο δεύτερος όρος, ορίζεται από την απόσταση που διανύουν τα νετρόνια κατά την διαδικασία επιβράδυνσής τους εντός του όγκου του μολύβδου αλλά και του στρώματος νερού, πάχους 5 cm που περιβάλλει τον στόχο [84]. Προφανώς η διαδρομή που ακολουθεί κάθε νετρόνιο κατά την επιβράδυνσή του δεν μπορεί να είναι γνωστή και ως εκ τούτου θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί μία μέση τιμή. Αυτή η μέση τιμή και η εξάρτησή της από την ενέργεια των νετρονίων μπορεί να εξαχθεί με την βοήθεια των προσομοιώσεων και τα αποτελέσματά τους θα πρέπει να επαληθευθούν πειραματικά.

Σε μια πειραματική διάταξη ‘χρόνου πτήσης’, η απόλυτη τιμή της ενέργειας των νετρονίων δίνεται από την κάτωθι σχέση [83]:

$$E = \left(\frac{72.2977L}{t} \right)^2 \quad (5-12)$$

όπου E η ενέργεια σε eV, L το μήκος πτήσης σε m και t ο χρόνος πτήσης σε μs. Για ενέργειες άνω των μερικών keV προστίθενται απαραίτητες σχετικιστικές διορθώσεις.

Το μήκος L όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή είναι το άθροισμα της γεωμετρικής απόστασης L_0 και ενός όρου ΔL που αντιπροσωπεύει το εξαρτώμενο από την ενέργεια τμήμα της απόστασης επιβράδυνσης (σχήμα 5.5). Να σημειωθεί ότι το L_0 με τη σειρά του αποτελεί το άθροισμα του απόλυτου γεωμετρικού μήκους και του ανεξάρτητου της ενέργειας τμήματος της απόστασης επιβράδυνσης.

Πρακτικά ο επιπρόσθετος όρος ΔL αντιπροσωπεύει έναν αντίστοιχο χρόνο t_0 (t-zero), ο οποίος πρέπει να προστεθεί στον μετρούμενο χρόνο πτήσης των νετρονίων t:

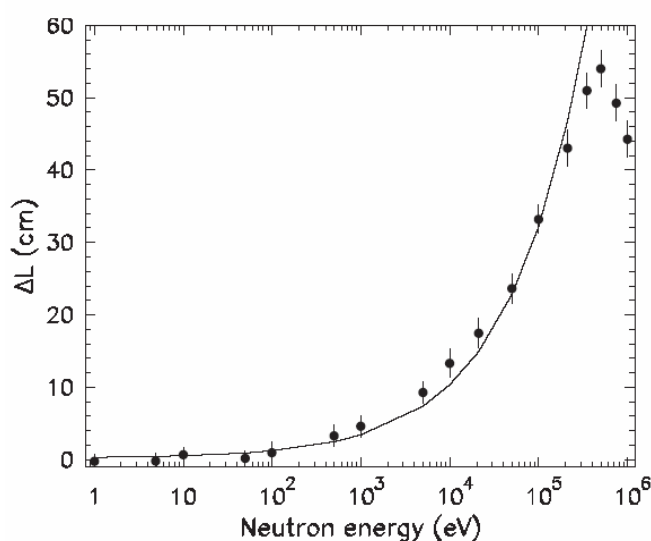
$$E = \frac{1}{2} m_n u^2 = \left(\frac{72.2977L_0}{t + t_0} \right)^2 \quad (5-13)$$

(να σημειωθεί ότι μία αύξηση στο μήκος της πτήσης αντιστοιχεί σε αρνητική τιμή για τον χρόνο t_0). Λαμβάνοντας υπόψη όλα τα παραπάνω, γίνεται

κατανοητό ότι ο προσδιορισμός της σχέσης χρόνου – ενέργειας μέσω πειραματικής μεθόδου, περιορίζεται απλά στην ακριβή μέτρηση της απόστασης L_0 και του χρόνου t_0 . Οι τιμές αυτές για την περίπτωση της διάταξης του πειράματος n_TOF υπολογίστηκαν:

$$t_0 = -68 \pm 13 \text{ ns και}$$

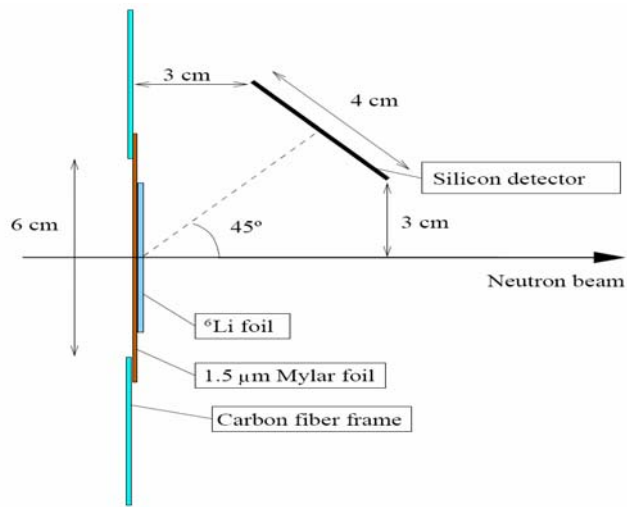
$$L_0 = 184.89 \pm 0.12 \text{ m}$$



Σχήμα 5.5 Εξάρτηση του όρου ΔL από την ενέργεια, όπως προέκυψε από προσομοιώσεις (FLUKA και CAMOT)

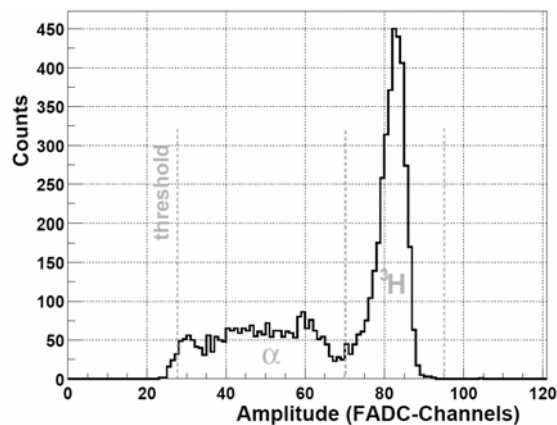
5.2.5 Ροή νετρονίων

Η ροή των νετρονίων που χρησιμοποιήθηκε για την ανάλυση των δεδομένων (σχέση αναλογίας σύλληψης), προσδιορίστηκε πειραματικά με δύο διαφορετικές ανιχνευτικές διατάξεις: τον ανιχνευτή SiMON (Silicon MONitor) [39] και τον θάλαμο PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt institut, Braunschweig - Germany) [85].



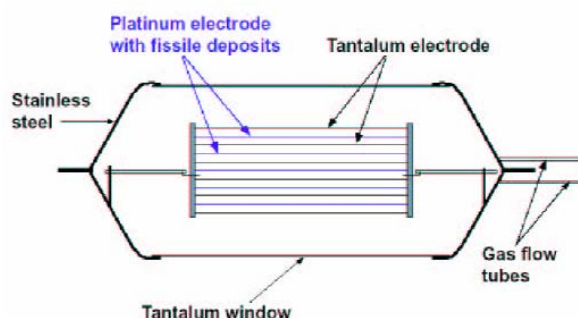
Σχήμα 5.6 Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή πυριτίου SiMON

Ο SiMON (σχήμα 5.6) είναι ένας ανιχνευτής μικρής μάζας, ο οποίος κατασκευάστηκε με γνώμονα την κατά το δυνατόν μικρότερη παρέμβαση στην δέσμη. Η λειτουργία του βασίζεται στην ανίχνευση των προϊόντων της αντίδρασης ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ (σχήμα 5.7). Αποτελείται από τέσσερις ανιχνευτές πυριτίου που καλύπτουν μία αρκετά μεγάλη στερεά γωνία. Η επιφανειακή πυκνότητα του υλικού που χρησιμοποιήθηκε ως μετατροπέας ήταν $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Ο υπολογισμός της απόλυτης τιμής της ροής της δέσμης ήταν εφικτός, γνωρίζοντας την ενεργό διατομή αλληλεπίδρασης και την γωνιακή κατανομή.



Σχήμα 5.7 Τυπικό φάσμα του ανιχνευτή SiMON. Διακρίνεται η κορυφή του τρίτου για υψηλότερες ενέργειες

Ο θάλαμος PTB (σχήμα 5.8) είναι ένας ανιχνευτής φιλοσοφίας παράλληλων πλακών, μέσα στον οποίο εισάγεται σχάσιμο υλικό. Για την περίπτωση μας επιλέχθηκαν τα ισότοπα του ουρανίου (^{235}U και ^{238}U), για τα οποία είναι γνωστή με ακρίβεια η ενεργός διατομή σχάσης, στις περιοχές από 0.15 έως 20 MeV και 1 έως 200 MeV αντίστοιχα.

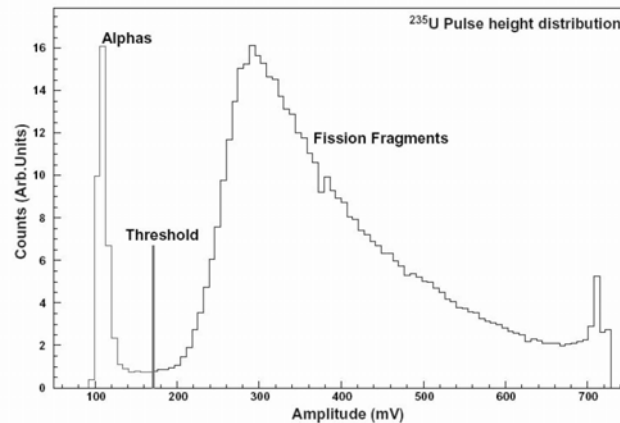


Σχήμα 5.8 Σχηματική αναπαράσταση του θαλάμου PTB

Το σχάσιμο υλικό τοποθετήθηκε και στις δύο όψεις των 5 πλακών, μεταξύ των οποίων παρεμβάλλονται τα φύλλα ανόδου σε απόσταση 5 mm. Η διάμετρος των 7.6 cm της επιφάνειας ήταν αρκετή για να καλύψει πλήρως της δέσμη νετρονίων. Τα στοιχεία της μέτρησης παρουσιάζονται παρακάτω (πίνακας 5.1).

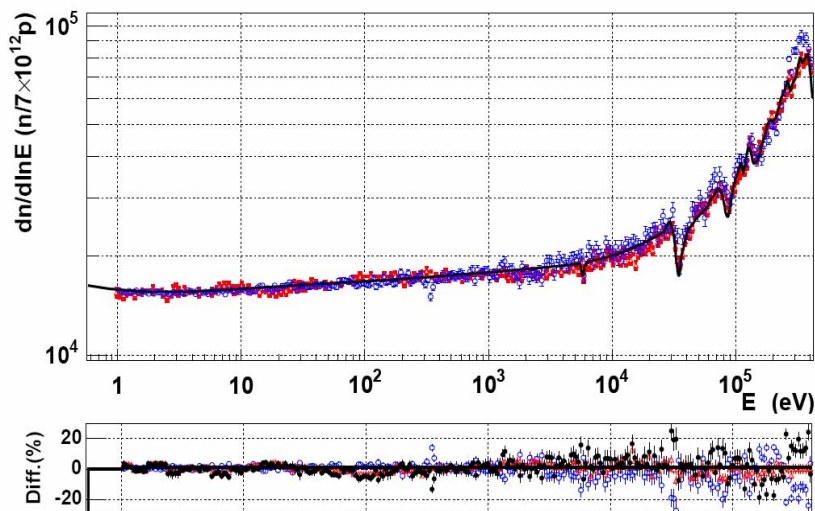
Υλικό	L_{tof} (m)	Μάζα (mg)	Μάζα/πλάκα ($\mu\text{g}/\text{cm}^2/\text{πλάκα}$)	Γεγονότα
^{235}U	182.35	201.56(60)	444(18)	6.57×10^7
^{238}U	182.35	197.78(60)	426(18)	3.17×10^5

Πίνακας 5.1 Στοιχεία της μέτρησης με τον θάλαμο PTB για τον προσδιορισμό της ροής της δέσμης νετρονίων



Σχήμα 5.9 Κατανομή ύψους παλμών του θαλάμου PTB, για την περίπτωση του ^{235}U

Η ροή των νετρονίων συναρτήσει της ενέργειας, υπολογίστηκε από τις μετρήσεις της αναλογίας σχάσης (fission yield), κατόπιν των απαραίτητων διορθώσεων [86]. Οι μετρήσεις και για τις δύο διατάξεις πραγματοποιήθηκαν την περίοδο του Απριλίου 2001. Στην παρούσα ανάλυση η ροή που χρησιμοποιήθηκε ήταν αυτή που προήλθε από την μέτρηση του ανιχνευτή SiMON, όπως φαίνεται στο γράφημα 5.10.

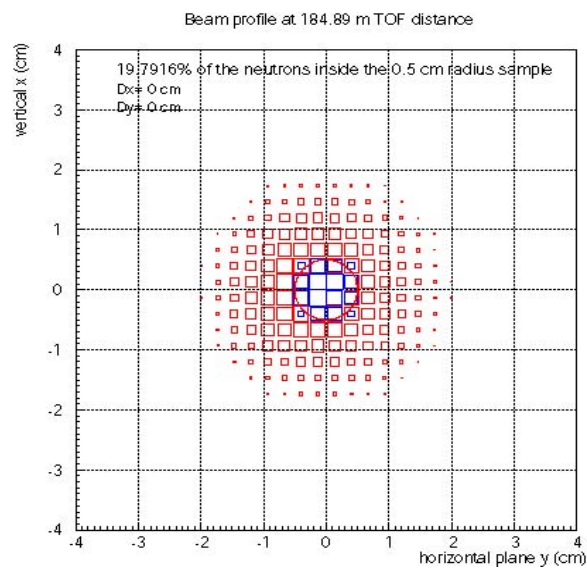


Σχήμα 5.10 Η ροή νετρονίων όπως προσδιορίστηκε από το Si-flux Monitor (μπλε κύκλοι) και τον θάλαμο PTB (κόκκινα τρίγωνα). Οι διαφορές μεταξύ των δύο μετρήσεων σε όλο το ενεργειακό φάσμα δίνονται στο κάτω γράφημα

5.2.6 Συντελεστής πρόσπτωσης δέσμης ϵ_{beam}

Στο σχήμα 5.11 παρουσιάζεται η σχετική θέση του στόχου ως προς την προσπίπτουσα δέσμη νετρονίων. Το ποσοστό της συνολικής επιφάνειας της δέσμης που τελικά προσπίπτει στον εκάστοτε στόχο, προσδιορίστηκε [87] με την μέθοδο προσομοίωσης Monte Carlo, λαμβάνοντας υπόψη όλα τα στοιχεία της πηγής νετρονίων, του προφίλ της δέσμης (κεφάλαιο 4), του μέσου πτήσης αλλά και των δύο κατευθυντήρων. Η τιμή του για τις δεδομένες συνθήκες ακτινοβολήσης ($L_0 = 184.89 \pm 0.12$ m, $d_{\text{στόχου}} = 1$ cm) υπολογίστηκε:

$$\epsilon_{\text{beam}} = 0.1979 \pm 0.007$$



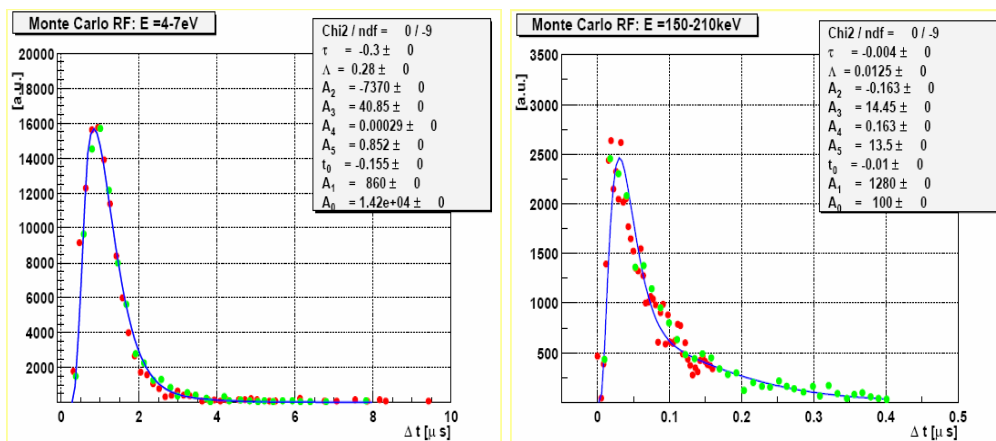
Σχήμα 5.11 Ποσοστό της δέσμης νετρονίων που προσπίπτει σε στόχο διαμέτρου 1 cm [87]

5.3 Συνάρτηση διακριτικής ικανότητας (n_TOF Resolution Function)

Σε διατάξεις ‘χρόνου πτήσης’ παρουσιάζεται το φαινόμενο, νετρόνια που έχουν την ίδια ενέργεια όταν φτάνουν στον στόχο, να έχουν διαφορετικό

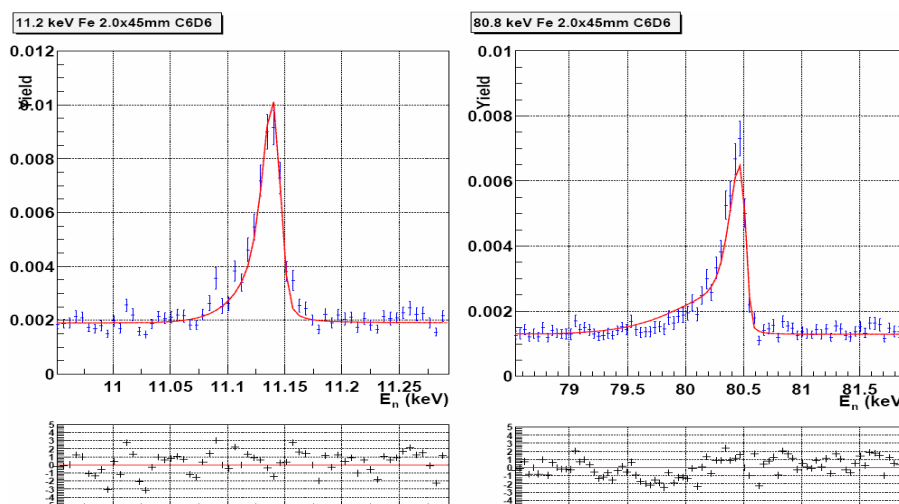
‘παρελθόν χρόνου’. Οι κύριες αιτίες του φαινομένου είναι δύο: πρώτον εξαιτίας της διαφορετικότητας στην διαδικασία επιβράδυνσης εντός του μολύβδου και του στρώματος νερού που τον περιβάλλει και δεύτερον λόγω του εύρους των 14 ns (FWHM) της δέσμης πρωτονίων του PS (κεφάλαιο 3). Το γράφημα κατανομής του χρόνου πτήσης για νετρόνια συγκεκριμένης ενέργειας, αποτελεί την αναπαράσταση της συνάρτησης διακριτικής ικανότητας της διάταξης (resolution function). Η συνάρτηση μπορεί να εκφραστεί ισοδύναμα με όρους χρόνου, μήκους ή ενέργειας, είναι απαραίτητη για την ανάλυση των υπό μελέτη συντονισμών της αντίδρασης (n,γ) και χρησιμοποιείται από το πακέτο προσαρμογής SAMMY [88].

Για την διάταξη n_TOF οι προσομοιώσεις [52] έδειξαν ότι η κατανομή του TOF εμφανίζεται ως μια ασύμμετρη κορυφή, με μια ουρά προς τις μεγαλύτερες τιμές χρόνου, η οποία ενισχύεται για υψηλότερες ενέργειες. Η προσαρμογή (σχήμα 5.12) των δεδομένων που προέκυψαν από την προσομοίωση, έγινε με την υπάρχουσα συνάρτηση της έκδοσης του πακέτου SAMMY, με την ονομασία συνάρτηση RPI (Rensselaer Polytechnic Institute). Αυτή η συνάρτηση απαρτίζεται από 27 όρους, από τους οποίους χρησιμοποιήθηκαν μόνο οι 7. Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης προήλθαν από τις εφαρμογές n_TOFU και Lambda [89].

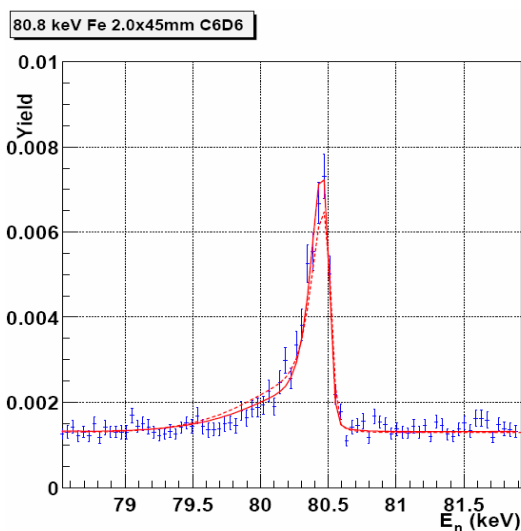


Σχήμα 5.12 Μορφή της συνάρτησης διακριτικής ικανότητας σύμφωνα με τις προσομοιώσεις FLUKA (κόκκινο) και CAMOT (πράσινο) για δύο ενεργειακές περιοχές. Η συνεχής καμπύλη (μπλε) και οι παράμετροι της προσαρμογής όπως προέκυψε από την συνάρτησης RPI

Οι παράμετροι που προέκυψαν από αυτή την διαδικασία, χρησιμοποιήθηκαν για να γίνει η προσαρμογή αρκετών συντονισμών του σιδήρου (σχήμα 5.13). Τα συγκριτικά αποτελέσματα προσαρμογής για τον συντονισμό των 80.8 keV του Fe, χρησιμοποιώντας τις δύο ομάδες παραμέτρων, παρουσιάζονται στο γράφημα 5.14.



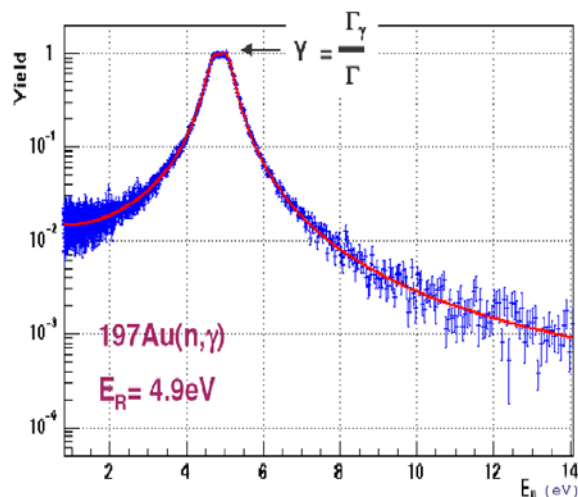
Σχήμα 5.13 Προσαρμογή συντονισμών Fe από SAMMY μετά την εφαρμογή των νέων παραμέτρων



Σχήμα 5.14 Προσαρμογή από SAMMY χρησιμοποιώντας την συνάρτηση RPI με τις αρχικές παραμέτρους (στικτή καμπύλη) και τις νέες παραμέτρους (συνεχής καμπύλη)

5.4 Τεχνική ‘κορεσμένου συντονισμού’ – Saturated resonance technique

Όπως είναι φανερό και από την αντίστοιχη σχέση, ο υπολογισμός της αναλογίας σύλληψης $Y(E_n)$ εξαρτάται από την ροή των νετρονίων και από την απόδοση της διάταξης. Όμως ο προσδιορισμός των απολύτων τιμών αυτών των μεγεθών αποτελεί μια επίπονη διαδικασία και ενισχύει την αβεβαιότητα των αποτελεσμάτων. Αυτό μπορεί να μετριασθεί πραγματοποιώντας μία επιπλέον βαθμολόγηση του συστήματός μας, ως προς έναν καλά γνωστό συντονισμό χαμηλής ενέργειας. Αν ισχύει $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$ και ο στόχος είναι αρκετά παχύς, τότε για την περίπτωση του συντονισμού, όλα τα νετρόνια που προσπίπτουν στον στόχο θα αλληλεπιδρούν και κατά συνέπεια η αναλογία της σύλληψης θα προσεγγίζει την μονάδα (σχήμα 5.15). Για την περίπτωση του πειράματος n_TOF ως στόχος αναφοράς επιλέχθηκε αυτός του ^{197}Au και για την ακρίβεια ο κορεσμένος συντονισμός των 4.9 eV.

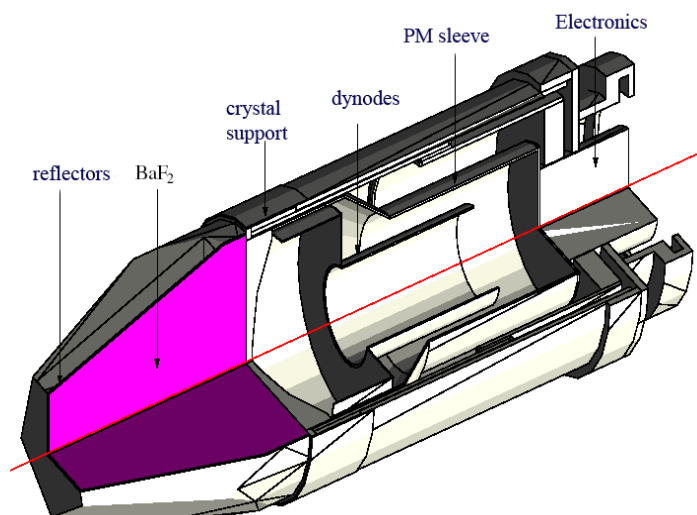


Σχήμα 5.15 Τεχνική βαθμολόγησης προσδιορίζοντας την αναλογία σύλληψης για τον κορεσμένο συντονισμό του ^{197}Au (4.9 eV)

5.5 Μελέτη λειτουργίας TAC με προσομοιώσεις Monte Carlo

Ο προσδιορισμός και η ακρίβεια των αποτελεσμάτων μιας πειραματικής διαδικασίας, προϋποθέτει την πραγματοποίηση προσομοιώσεων. Τα χαρακτηριστικά και η λειτουργία του καλοριμέτρου μελετήθηκαν διεξοδικά με μεθόδους προσομοίωσης [44], [92], χρησιμοποιώντας τα πακέτα λογισμικού GEANT4 [90] και MCNP [91]. Η επιλογή του λογισμικού που χρησιμοποιήθηκε κατά βάση (GEANT4), έγινε με γνώμονα τα κύρια χαρακτηριστικά και τις δυνατότητες του πακέτου που είναι τα εξής:

- Δυνατότητα περιγραφής διατάξεων πολύπλοκης γεωμετρίας, ιδανικό στοιχείο για την περίπτωση του TAC
- Ύπαρξη «πακέτου» αδρονικών αλληλεπιδράσεων, που περιλαμβάνει λεπτομερή βιβλιοθήκη ενεργών διατομών για αντιδράσεις νετρονίων ενέργειας έως και 20 MeV
- Υψηλή ικανότητα ανακατασκευής γεγονότων

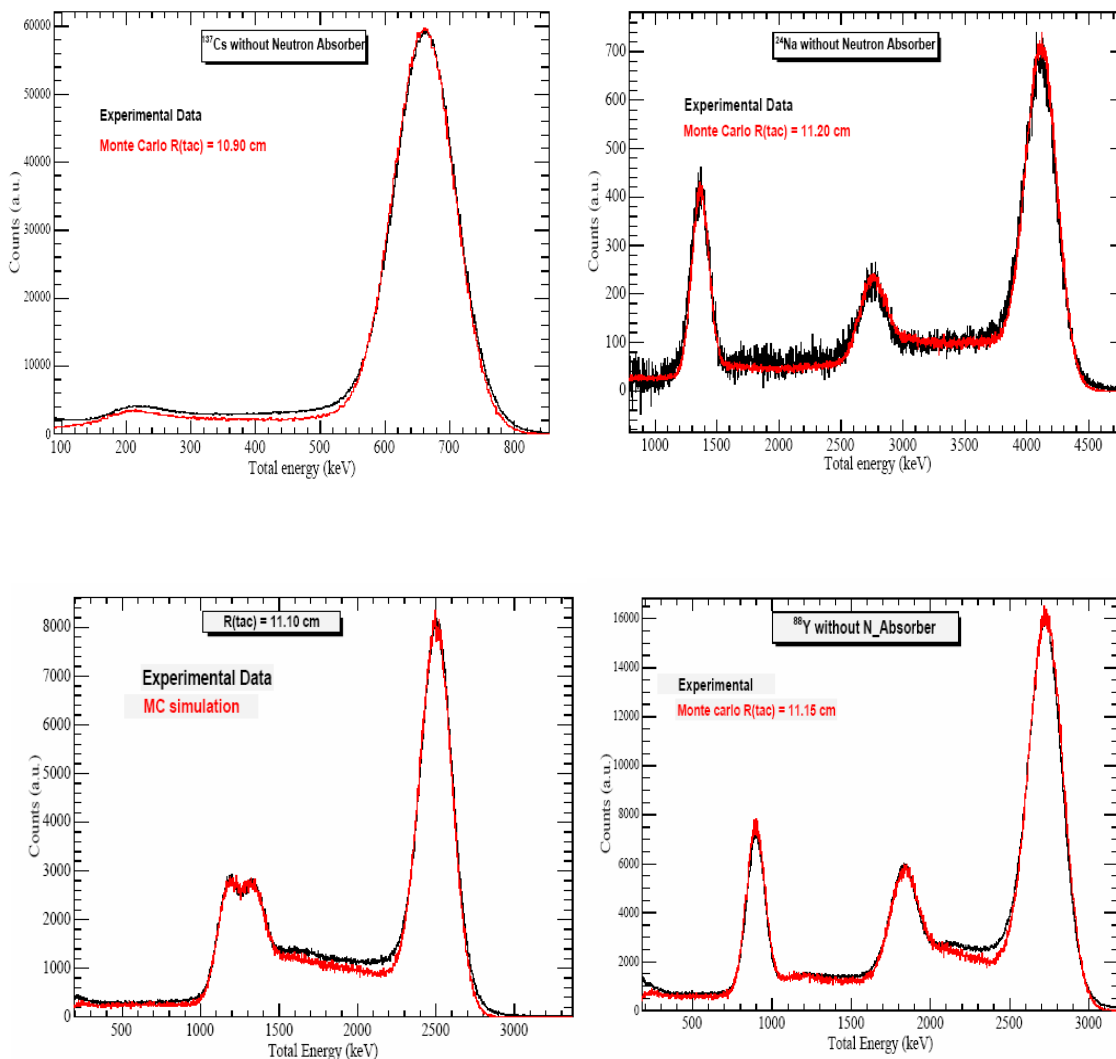


Σχήμα 5.16 Τρισδιάστατη διαμήκης απεικόνιση του κρυστάλλου BaF_2 και των λοιπών στοιχείων που τον απαρτίζουν [92]

5.5.1 Εσωτερική ακτίνα R_{TAC}

Η εσωτερική ακτίνα του καλοριμέτρου προσδιορίστηκε ως η μέση τιμή των επιμέρους συγκρίσεων που πραγματοποιήθηκαν μεταξύ των φασμάτων προσομοίωσης – πειράματος για τις διάφορες πηγές ακτίνων γάμμα (σχήμα 5.17). Η τιμή που προέκυψε για την ακτίνα είναι:

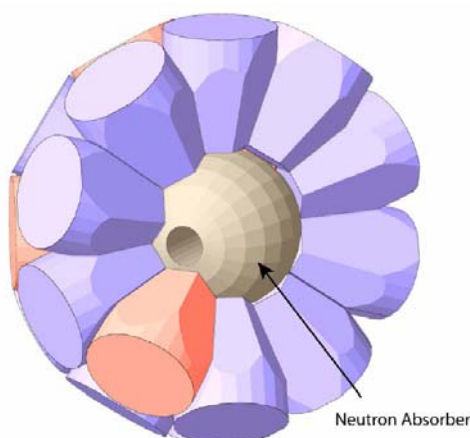
$$R_{TAC} = 11.08 \pm 0.19 \text{ cm}$$



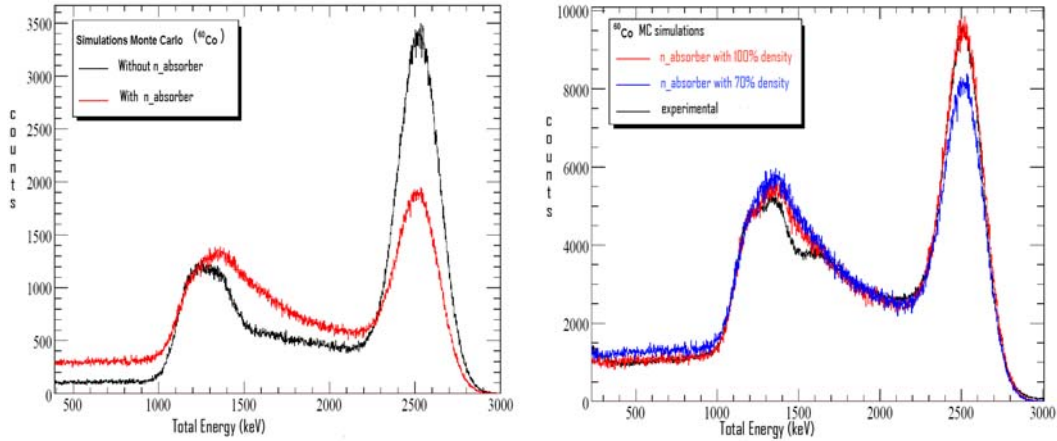
Σχήμα 5.17 Απόκριση του καλοριμέτρου στις γάμμα των πηγών ^{137}Cs , ^{24}Na , ^{88}Y και ^{60}Co , για διαφορετικές τιμές εσωτερικής ακτίνας και χωρίς τον απορροφητή νετρονίων

5.5.2 Απορροφητής νετρονίων

Όπως αναφέρθηκε και στο 3^ο κεφάλαιο, η χρήση κατάλληλης μονάδας (σχήμα 5.18), με σκοπό την απορρόφηση των σκεδαζόμενων νετρονίων από τον στόχο, είναι μεγάλης σημασίας γιατί περιορίζει τεχνητά την ευαισθησία του ανιχνευτή στα νετρόνια. Η εφαρμογή του απορροφητή όμως επηρεάζει την διαδικασία της ανάλυσης, αφού επιδρά στην συνολική απόδοση ανίχνευσης του συστήματος. Η ακριβής γνώση των χαρακτηριστικών του απορροφητή θεωρείται δεδομένη (διαστάσεις, σύσταση, πυκνότητα κλπ.). Για την περίπτωση των μετρήσεων σύλληψης νετρονίων στο n_TOF, ο απορροφητής που τελικά χρησιμοποιήθηκε ήταν σύστασης ${}^6\text{LiOOC}(\text{CH}_2)_{10}\text{COO}{}^6\text{Li}$ πυκνότητας 1.1 g/cm^3 . Οι προσομοιώσεις κατέδειξαν ότι θα έπρεπε να μειωθεί η ονομαστική τιμή πυκνότητας για τα στοιχεία του ${}^6\text{Li}$ και H κατά 30% (Σχήμα 5.19) [92].



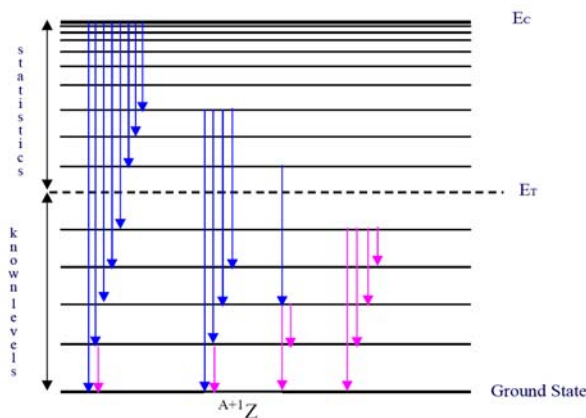
Σχήμα 5.18 Γεωμετρία του καλορίμετρου με τον απορροφητή νετρονίων εντός, όπως προέκυψε από το λογισμικό GEANT4 [44]



Σχήμα 5.19 Αποτελέσματα προσομοίωσης για την πηγή ^{60}Co με (κόκκινο) και χωρίς (μαύρο) απορροφητή (αριστερά). Σύγκριση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης πριν (μπλε) και μετά (κόκκινο) την διόρθωση της πυκνότητας με την αντίστοιχη πειραματική μέτρηση (δεξιά) [92]

5.5.3 Γεννήτορας διαδοχικών μεταπτώσεων

Η ρουτίνα αναπαραγωγής των άμεσα παραγόμενων γάμμα που ακολουθούν την σύλληψη νετρονίου, διαχωρίζει την διαδικασία των μεταπτώσεων δε δύο στάδια όπως φαίνεται στο διάγραμμα 5.21 [93], [94].

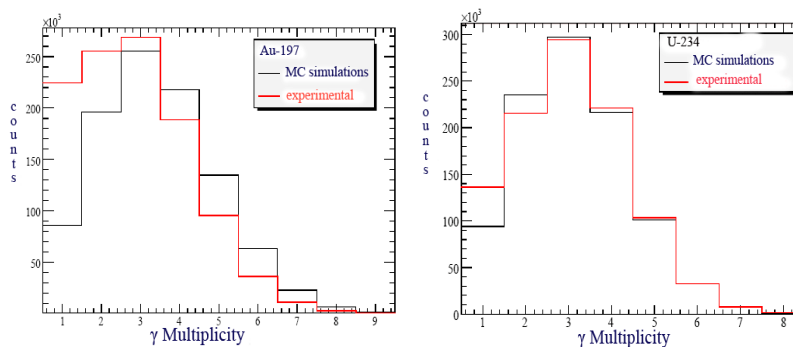


Σχήμα 5.20 Υπόδειγμα σχήματος διαδοχικών μεταπτώσεων που χρησιμοποιήθηκε στις προσομοιώσεις

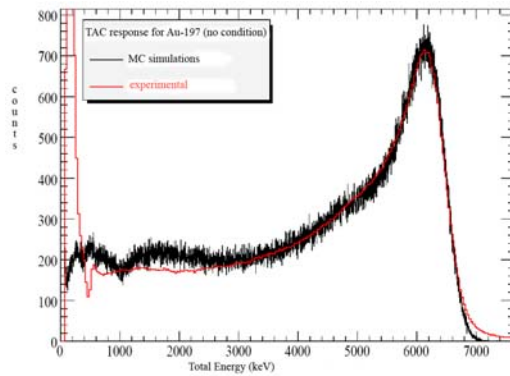
Στην γραφική αναπαράσταση των μεταπτώσεων παρατηρούνται δύο περιοχές: μεταξύ της ενέργειας σύλληψης E_C και της οριακής τιμής E_T , και από E_T έως την βασική στάθμη. Η E_T θεωρείται η οριακή ενέργεια κάτω από την οποία τα στοιχεία για όλες τις ενδιάμεσες στάθμες θεωρούνται πλήρως γνωστά από πειραματικά δεδομένα (ενέργεια, σπιν, ομοτιμία, ένταση) [95]. Στους υπολογισμούς λαμβάνεται υπόψη και το φαινόμενο των εσωτερικών μετατροπών. Η περιοχή υψηλότερων ενεργειών περιγράφεται από στατιστικό μοντέλο [96].

5.5.4 Αναπαραγωγή γεγονότων ισοτόπων ^{197}Au και ^{234}U και απόκριση του TAC

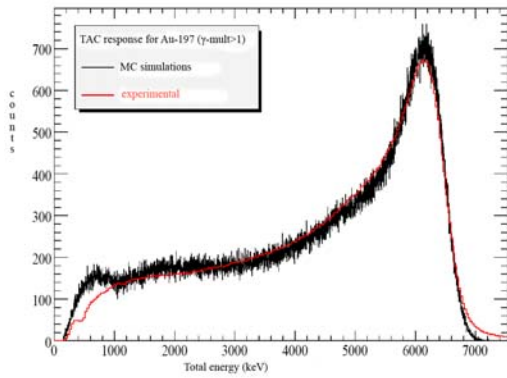
Πολύ σημαντικό χαρακτηριστικό και ταυτόχρονα κριτήριο στην διαδικασία επιλογής των γεγονότων που καταγράφονται από τον ανιχνευτή, είναι η πολλαπλότητα των ακτίνων γάμμα που εκπέμπονται από τον στόχο. Η μέση τιμή πολλαπλότητας για μεταπτώσεις που ακολουθούν την σύλληψη νετρονίου κυμαίνεται μεταξύ του 3 και 4 και είναι σημαντικά μικρότερη της αντίστοιχης των εκπεμπόμενων γάμμα που συνοδεύουν την σχάση. Οι προσομοιώσεις καθώς και τα πειραματικά δεδομένα για τις περιπτώσεις των ισοτόπων ^{197}Au και ^{234}U δίνονται στο διάγραμμα 5.21. Δύο είναι τα βασικά κριτήρια που χρησιμοποιήθηκαν στην επιλογή των γεγονότων για το καλορίμετρο ολικής απορρόφησης. Το πρώτο αφορά την πολλαπλότητα των γάμμα που ανιχνεύονται από οποιοδήποτε κρύσταλλο του ανιχνευτή (γ – Multiplicity), ενώ το δεύτερο αφορά την πολλαπλότητα γειτονικών κρυστάλλων (N – Clustering), δηλαδή το ελάχιστο πλήθος γειτονικών κρυστάλλων που θα ανιχνεύσουν την ίδια ακτίνα γάμμα. Στα σχήματα 5.22 και 5.23 παρουσιάζεται συγκριτικά (πείραμα και προσομοίωση) η απόκριση του καλορίμετρου για τα ισότοπα ^{197}Au και ^{234}U αντίστοιχα.



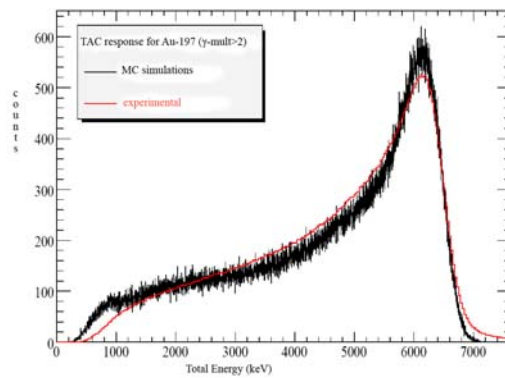
Σχήμα 5.21 Κατανομές πολλαπλότητας των γάμμα, από προσομοίωση (μαύρο) και πείραμα (κόκκινο), για τα ισότοπα του ^{197}Au (αριστερά) και του ^{234}U (δεξιά)



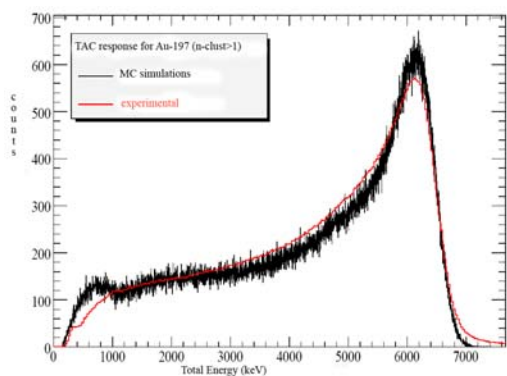
(α) Χωρίς κριτήριο



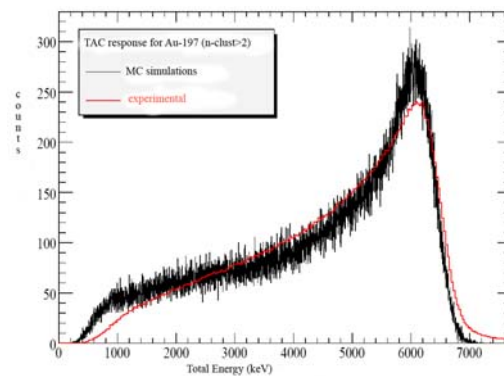
(β) γ - mult > 1



(γ) γ - mult > 2

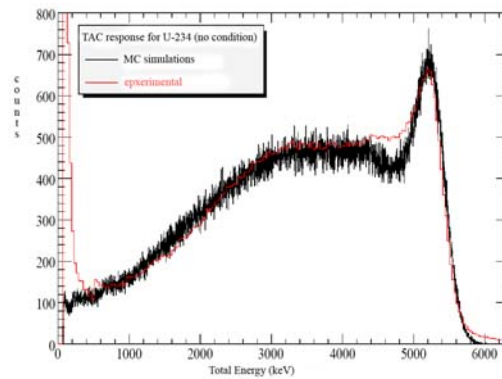


(δ) n - clust > 1

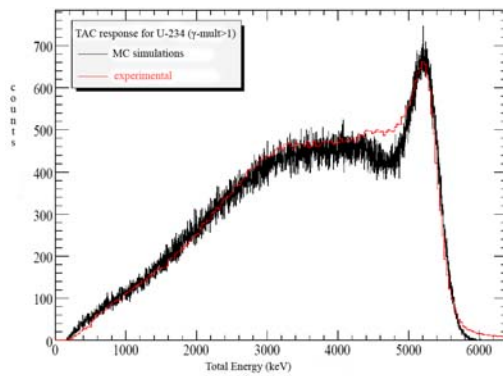


(ε) n - clust > 2

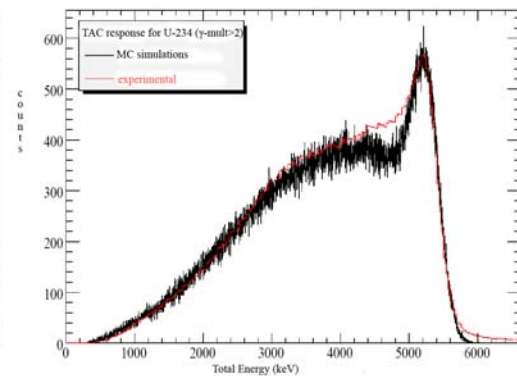
Σχήμα 5.22 Απόκριση του καλοριμέτρου για τον Ιο συντονισμό του ¹⁹⁷Au σύμφωνα με τις προσομοιώσεις (μαύρο) και τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινο), για διαφορετικά κριτήρια επιλογής γεγονότων



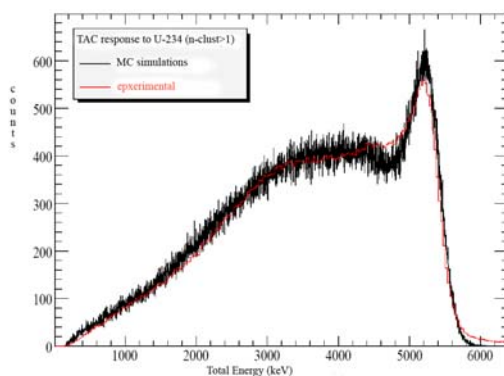
(α) Χωρίς κριτήριο



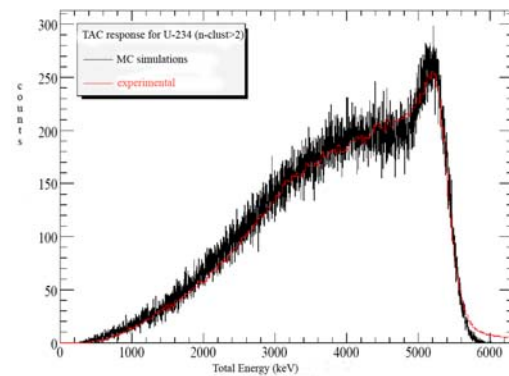
(β) $\gamma - mult > 1$



(γ) $\gamma - mult > 2$



(δ) $n - clust > 1$

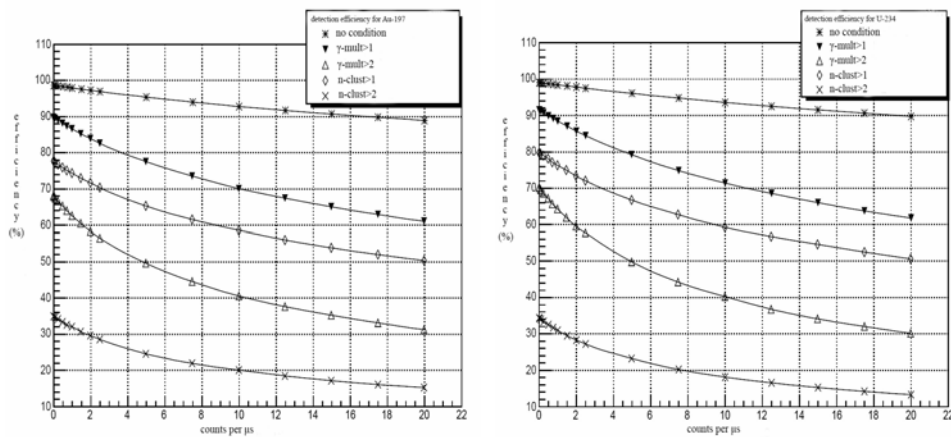


(ε) $n - clust > 2$

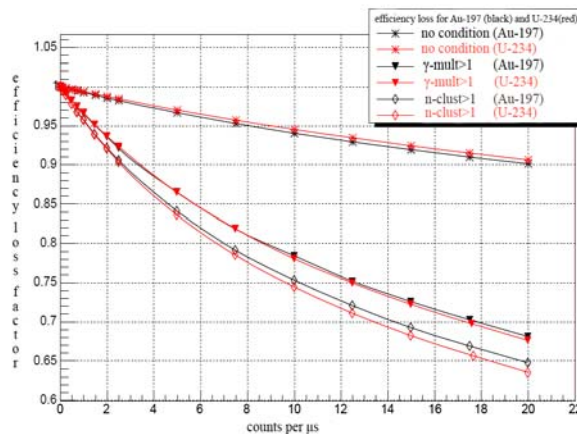
Σχήμα 5.23 Απόκριση του καλοριμέτρου για τον 1ο συντονισμό του ^{234}U σύμφωνα με τις προσομοιώσεις (μαύρο) και τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινο), για διαφορετικά κριτήρια επιλογής γεγονότων

5.5.5 Απόδοση ανίχνευσης

Η αναπαραγωγή της απόκρισης του TAC για τα δύο ισότοπα, δίνει την δυνατότητα προσδιορισμού της απόδοσης ανίχνευσης του συστήματος, για κάθε μία από τις περιπτώσεις που παρουσιάστηκαν. Αυτός ο έλεγχος βοηθά στην επιλογή της καταλληλότερης λύσης αναφορικά με το κριτήριο επιλογής γεγονότων. Στο σχήμα 5.24 δίνονται οι αποδόσεις για τα δύο ισότοπα (^{197}Au και ^{234}U) καθώς και ο λόγος τους, ως συνάρτηση του ρυθμού γεγονότων. Για την περίπτωση καταγραφής όλων των γεγονότων (no condition) ο ρυθμός γεγονότων για τα δύο στοιχεία είναι 0.89 counts/μs και 0.75 counts/s και οι αντίστοιχες τιμές απόδοσης $98 \pm 0.2\%$ και $98.5 \pm 0.1\%$. Για κάθε περίπτωση κριτηρίου μπορούμε να ορίσουμε ως συντελεστή απώλειας απόδοσης το πηλίκο της απόδοσης για κάθε τιμή ρυθμού γεγονότων, προς την αντίστοιχη αρχική τιμή και να προκύψει το διάγραμμα 5.25.



Σχήμα 5.24 Απόδοση ανίχνευσης συναρτήσει του ρυθμού γεγονότων για τα ισότοπα ^{197}Au (αριστερά) και ^{234}U (δεξιά), για τα διάφορα κριτήρια επιλογής



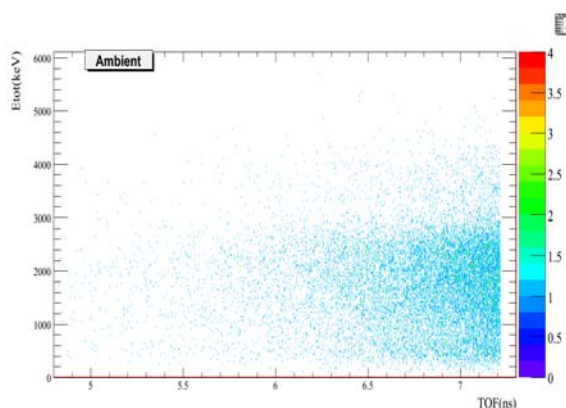
Σχήμα 5.25 Συντελεστής απώλειας απόδοσης για τα δύο ισότοπα, ^{197}Au (μαύρο) και ^{234}U (κόκκινο)

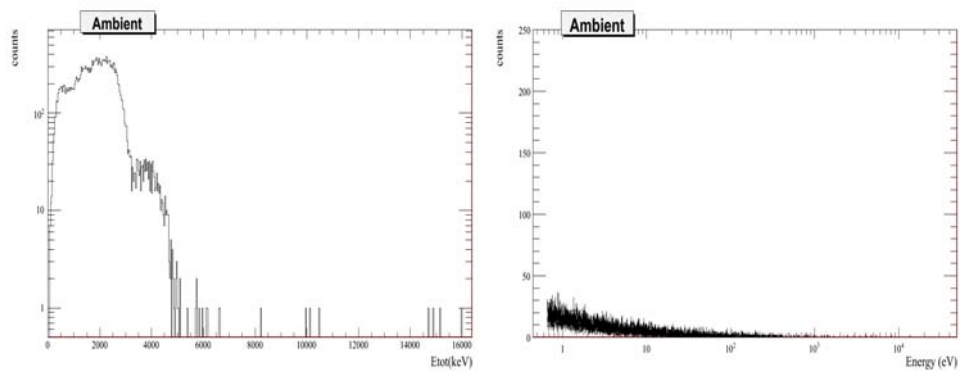
5.6 Μετρήσεις

Παρακάτω παρουσιάζονται όλες οι πειραματικές μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν και χρησιμοποιήθηκαν σύμφωνα με την μεθοδολογία που περιγράφηκε στα προηγούμενα. Για διευκόλυνση διευκρινίζονται συνοπτικά τα χαρακτηριστικά των γραφημάτων. Το κύριο γράφημα σε όλες τις περιπτώσεις είναι ένα ιστόγραμμα δύο διαστάσεων που περιλαμβάνει το σύνολο της πληροφορίας για την κάθε μέτρηση που πραγματοποιήθηκε με το καλορίμετρο. Οι άξονες x και y αφορούν τον χρόνο πτήσης (TOF σε nsec) και την ολική ενέργεια των ανιχνευόμενων γάμμα (E_{tot} σε keV) αντίστοιχα. Ο άξονας z περιέχει το πλήθος των γεγονότων που καταγράφονται. Η προβολή ως προς τους δύο άξονες (x και y) και η μετάβαση ουσιαστικά σε ένα μονοδιάστατο ιστόγραμμα, παρέχει τα φάσματα του πλήθους γεγονότων συναρτήσει του χρόνου πτήσης ή της ολικής ενέργειας των γάμμα. Σύμφωνα με την σχέση ενέργειας - χρόνου πτήσης για τα νετρόνια της δέσμης, είναι δυνατή η μετατροπή του άξονα x σε μονάδες ενέργειας νετρονίων. Έτσι υπάρχει η συνολική εικόνα της κάθε μέτρησης μέσω της απόκρισης του ανιχνευτή στις γάμμα που εκπέμπει ο κάθε στόχος, αλλά και της σχέσης μεταξύ της ολικής ενέργειας ανίχνευσης και ενέργειας νετρονίων. Να σημειωθεί ότι όλα τα παρακάτω ιστογράμματα αφορούν την προϋπόθεση $N\text{-cluster} > 1$ (§ 5.5.4). Η σειρά που παρατίθενται οι μετρήσεις, βασίζεται στην λογική παρουσίασης όλων των συστατικών του υποστρώματος φτάνοντας στην τελική μέτρηση του ουρανού.

5.6.1 Υπόστρωμα χώρου (Ambient)

Σε τακτά χρονικά διαστήματα και όποτε το πρόγραμμα των ακτινοβολήσεων το επέτρεπε, πραγματοποιούνταν μετρήσεις του υποστρώματος του περιβάλλοντος, χωρίς την παρουσία στόχου και δέσμης νετρονίων.

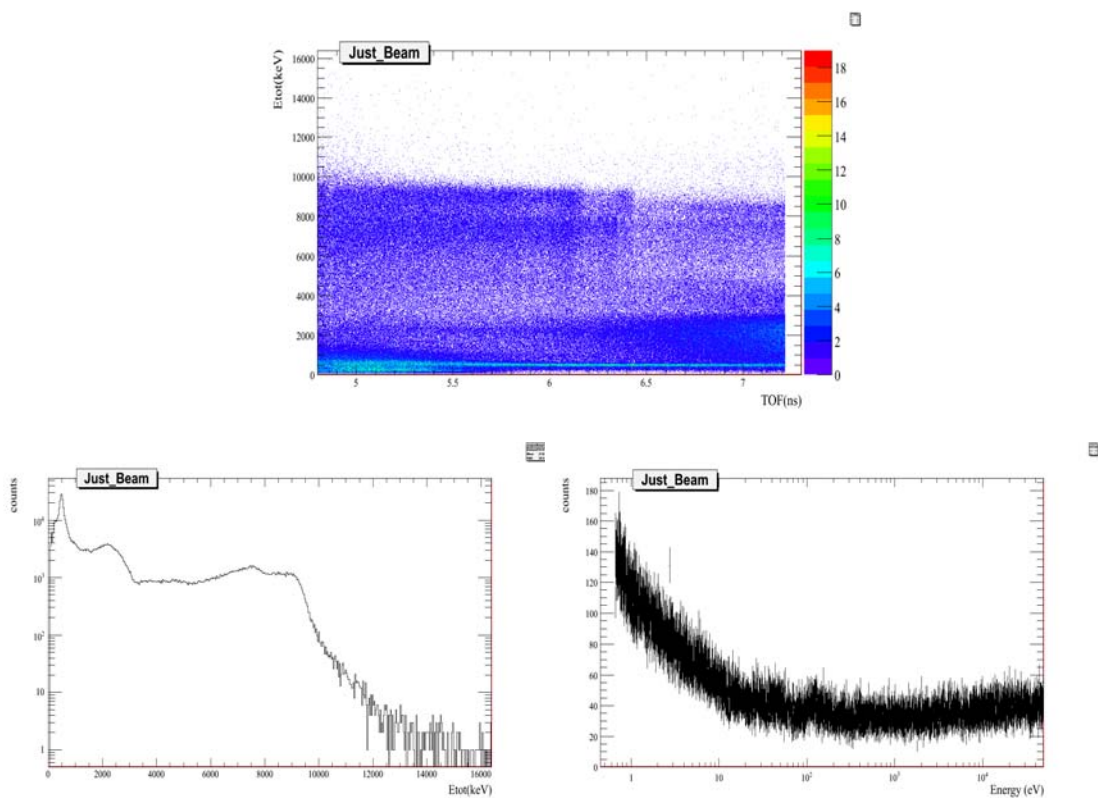




Σχήμα 5.26 Απόκριση TAC στην ακτινοβολία του χώρου των μετρήσεων, απουσίας δέσμης νετρονίων

5.6.2 Υπόστρωμα παρουσία δέσμης νετρονίων (Just_Beam)

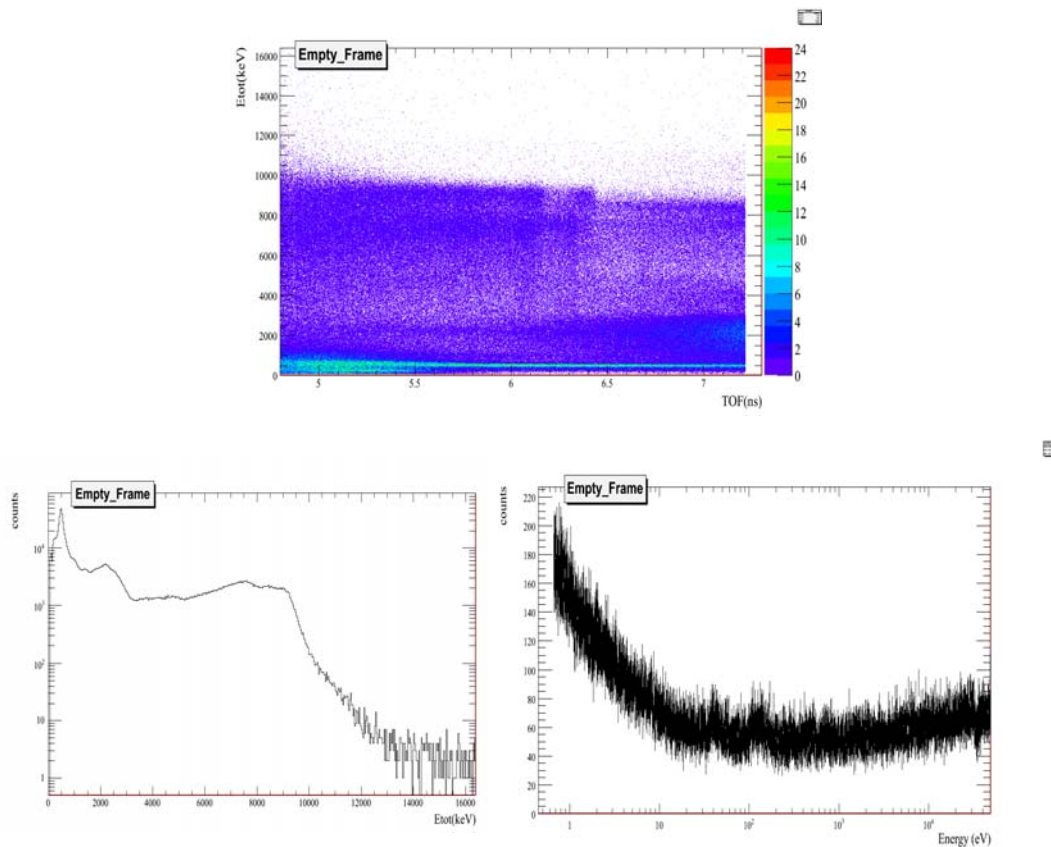
Όμοια μέτρηση με την προηγούμενη περίπτωση, με μοναδική διαφορά την ύπαρξη της δέσμης νετρονίων.



Σχήμα 5.27 Απόκριση TAC στην ακτινοβολία του χώρου των μετρήσεων, παρουσίας δέσμης νετρονίων

5.6.3 Πλαίσιο στήριξης στόχου (Empty_Frame)

Επιπρόσθετα της προηγούμενης μέτρησης, έχουμε την τοποθέτηση του πλαισίου στήριξης κάθε στόχου στη θέση εντός του καλοριμέτρου.

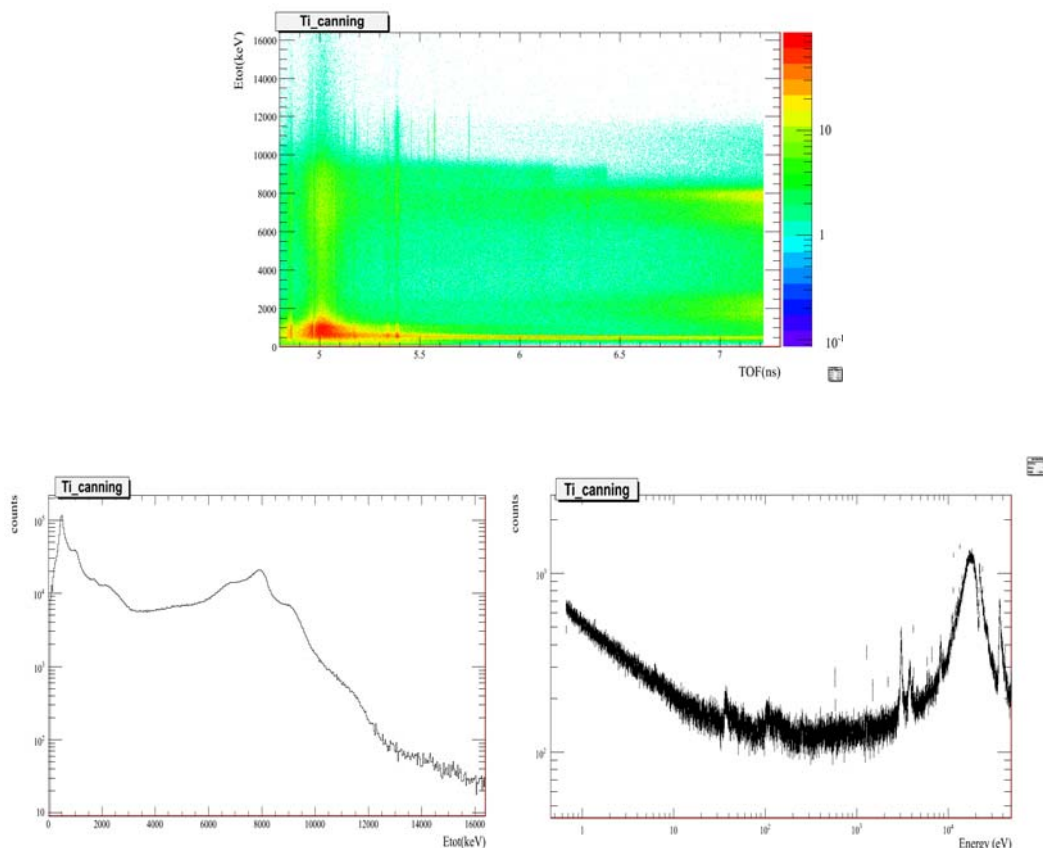


Σχήμα 5.28 Απόκριση TAC με δέσμη νετρονίων, έχοντας εντός του καλοριμέτρου το πλαίσιο στήριξης του στόχου

5.6.4 Κέλυφος τιτανίου (Empty_canning)

Οι προδιαγραφές ασφαλείας του CERN κατέστησαν υποχρεωτική την χρήση ενός περιβλήματος τιτανίου το οποίο περικλύει την ποσότητα του ουρανίου (εικόνα 3.12, κεφάλαιο 3). Όπως γίνεται σαφές και από αντίστοιχα φάσματα (σχήμα 5.29) η επίδραση του συγκεκριμένου υλικού είναι πολύ σημαντική στις μετρήσεις. Η αφαίρεση των γεγονότων που προέρχονται από τις αλληλεπιδράσεις νετρονίων με το υλικό του, είναι δυνατή με ακρίβεια για την περιοχή χαμηλών

ενεργειών, αλλά για την περιοχή ενέργειας άνω των 10 keV η επίδραση του τιτανίου είναι ολοκληρωτική, καθιστώντας ουσιαστικά αδύνατη την εξαγωγή του καθαρού ρυθμού γεγονότων του δείγματος ουρανίου.

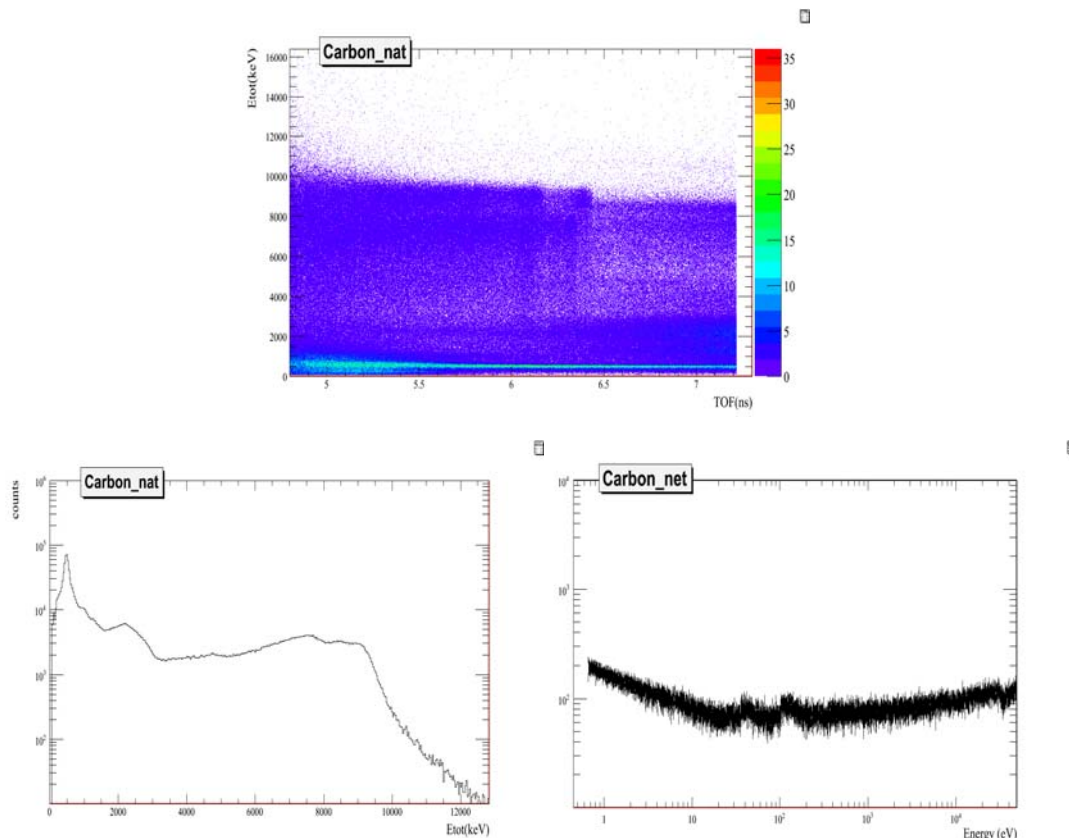


Σχήμα 5.29 Απόκριση TAC για κενό κέλυφος Ti

5.6.5 Ευαισθησία TAC στα νετρόνια (neutron sensitivity)

Όπως αναφέρθηκε και νωρίτερα, στα πειράματα προσδιορισμού ενεργών διατομών προτιμώνται ανιχνευτές με την κατά δυνατόν μικρότερη ευαισθησία στα νετρόνια. Το βασικό μειονέκτημα του κρυστάλλου BaF_2 είναι η υψηλή πιθανότητα αλληλεπίδρασης των συστατικών του με τα σκεδαζόμενα νετρόνια. Για την αντιμετώπιση του προβλήματος επιλέχθηκαν δύο λύσεις: η επιλογή και χρήση του απορροφητή νετρονίων σε όλες τις μετρήσεις, με κόστος την απώλεια στην συνολική απόδοση ανίχνευσης της διάταξης και με την πραγματοποίηση επιπρόσθετων μετρήσεων με στόχο άνθρακα (C_{nat}). Οι διαστάσεις του στόχου, το

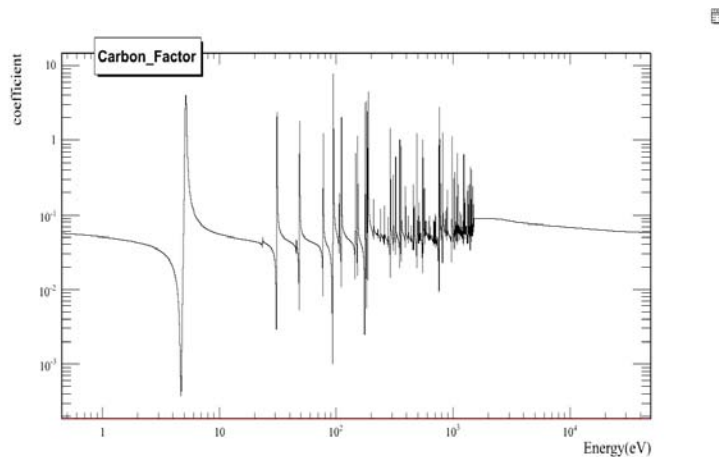
πλαίσιο στήριξης κλπ. ήταν πανομοιότυπα με τα αντίστοιχα των μετρήσεων του ουρανίου.



Σχήμα 5.30 Απόκριση TAC για τον στόχο C_{nat} : Ιστόγραμμα δύο διαστάσεων (επάνω) και τα φάσματα απόκρισης στις ακτίνες γάμμα (αριστερά) και της ολικής ενέργειας ως συνάρτηση της ενέργειας νετρονίων (δεξιά)

Η πολύ χαμηλή τιμή της ενεργού διατομής σύλληψης νετρονίων από τον άνθρακα σε συνδυασμό με την αντίστοιχη υψηλή για την ελαστική σκέδαση, καθιστά τον άνθρακα ιδανικό για τον προσδιορισμό του πλήθους των γεγονότων που καταγράφει ο ανιχνευτής και τα οποία οφείλονται αποκλειστικά στα νετρόνια που σκεδάζονται στον στόχο και κατόπιν αλληλεπιδρούν με τον κρύσταλλο. Γνωρίζοντας με ακρίβεια τις ενεργές διατομές σ_{tot} και σ_{el} για τα δύο στοιχεία (C_{nat} και ^{234}U) και τα χαρακτηριστικά των στόχων, μπορούμε προσδιορίσουμε τον ‘παράγοντα ευαισθησίας νετρονίων’ (neutron sensitivity factor), του οποίου το γινόμενο με την μέτρηση του δείγματος άνθρακα Y_C προσδιορίζει την επίδραση των σκεδαζομένων νετρονίων στην μέτρηση του στόχου ουρανίου (σχέση 5.14)

$$Y_{U,el} = \left(\frac{1 - e^{-n_U \sigma_{U,tot}}}{1 - e^{-n_C \sigma_{C,tot}}} \right) \frac{\sigma_{U,el}}{\sigma_{U,tot}} \frac{\sigma_{C,tot}}{\sigma_{C,el}} Y_C \quad (5-14)$$

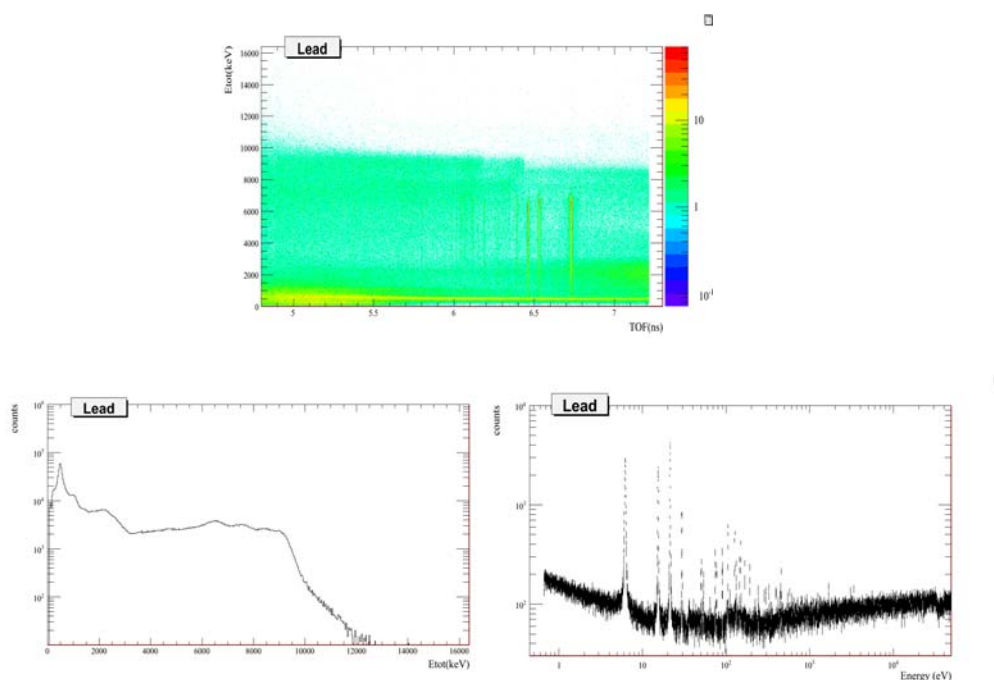


Σχήμα 5.31 Παράγοντας ευαισθησίας νετρονίων, για τους στόχους ^{234}U και C_{nat} από ENDF

Η σχέση 5-14 χρησιμοποιήθηκε για να προσδιοριστεί η επίδραση της σκέδασης νετρονίων και στις ακτινοβολήσεις των στόχων ^{197}Au και Pb .

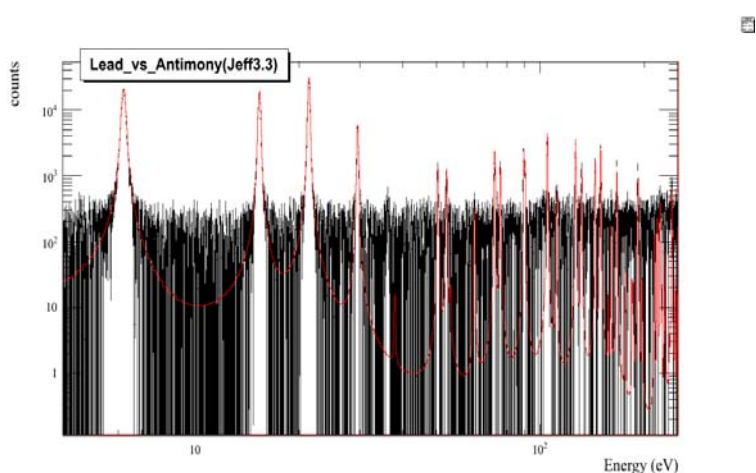
5.6.6 Μόλυβδος (In_Beam_Gammas)

Οι αντιδράσεις θρυμματισμού που πραγματοποιούνται κατά την πρόσπτωση των πρωτονίων του PS στον όγκο του μολύβδου, εκτός από τα παραγόμενα νετρόνια, οδηγούν και στην δημιουργία πλήθους άλλων σωματιδίων, μεταξύ αυτών και φωτονίων με ενέργειες περί τα 2.2 MeV. Αυτές οι γάμμα συνοδεύουν τα νετρόνια της δέσμης, κατά μήκος της πτήσης τους προς τον στόχο και αναπόφευκτα αποτελούν μία ακόμη συνιστώσα του υποστρώματος των μετρήσεων που πρέπει να προσδιοριστεί και να αφαιρεθεί από την κύρια μέτρηση. Η επιλογή του στόχου μολύβδου γι' αυτή την επιπρόσθετη μέτρηση, είναι η ιδανική λύση εξαιτίας της υψηλής πιθανότητας ελαστικής σκέδασης των γάμμα στον στόχο αυτό. Η κατασκευή του δείγματος του μολύβδου απαιτεί την προσθήκη κατάλληλης πρόσμιξης αντιμονίου, κάτι που εξηγεί και τους συντονισμούς που παρατηρούνται στο αντίστοιχο φάσμα του σχήματος 5.32.



Σχήμα 5.32 Απόκριση TAC για τον στόχο Pb. Φανερή μέσω των συντονισμών σύλληψης νετρονίων, η ύπαρξη πρόσμιξης ισοτόπων ^{121}Sb και ^{123}Sb ,

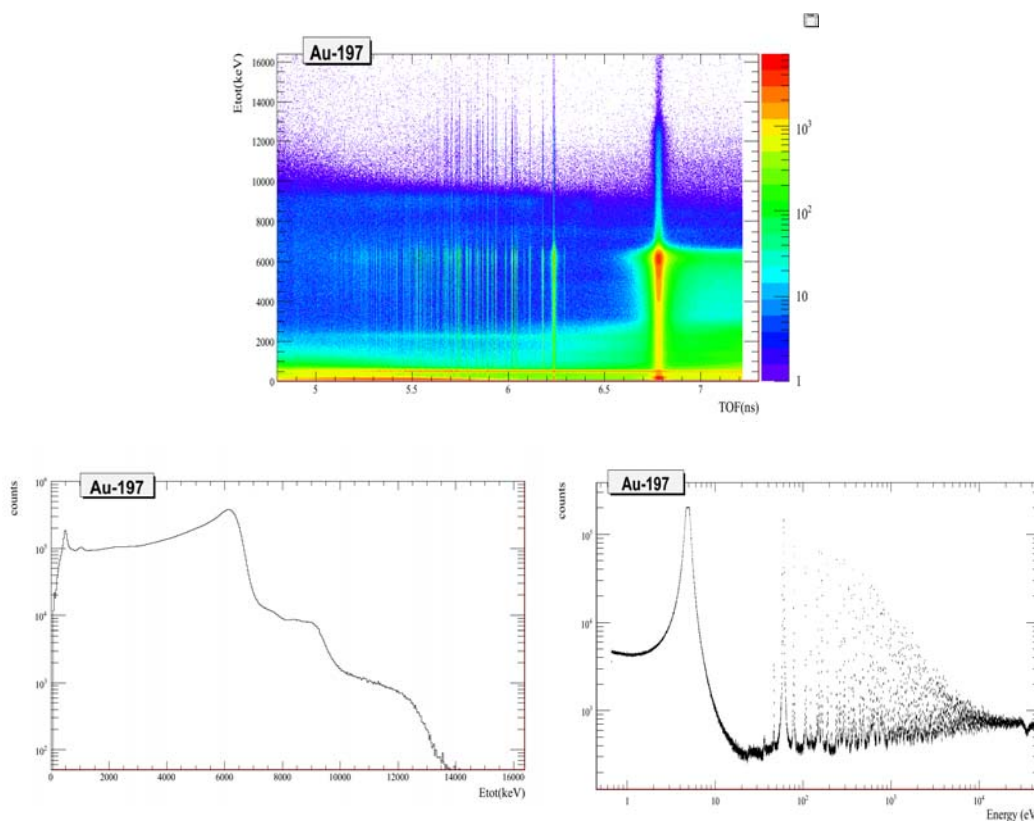
Η χρησιμοποίηση των μετρήσεων του Pb, θα μπορούσε να εφαρμοστεί μόνο κατόπιν αφαίρεσης των γεγονότων που οφείλονται στις γάμμα από σύλληψη νετρονίων στους πυρήνες της πρόσμιξης, αλλά και των γεγονότων από τα σκεδαζόμενα νετρόνια επάνω στον στόχο. Στο σχήμα 5.33 παρουσιάζονται στο ίδιο γράφημα η μέτρηση του στόχου και η αναμενόμενη απόκριση του καλορίμετρου για δείγμα αντιμονίου από την βιβλιοθήκη JEFF 3.3.



Σχήμα 5.33 Ανιχνεύσιμες γάμμα από τον στόχο του μολύβδου που χρησιμοποιήθηκε κατά τη διάρκεια των μετρήσεων (μαύρο), καθώς και οι γάμμα από το στοιχείο του αντιμονίου (κόκκινο)

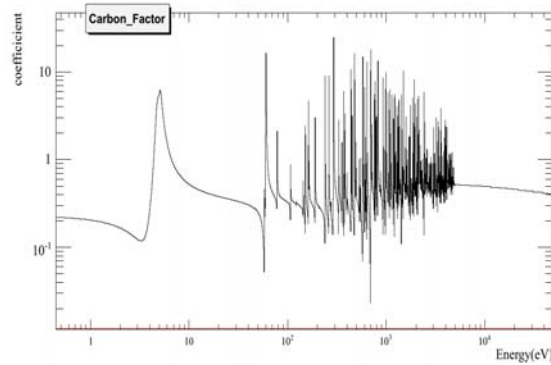
5.6.7 Μέτρηση αναφοράς – ^{197}Au

Χρησιμοποιώντας όλες τις παραπάνω μετρήσεις και ακολουθώντας την μεθοδολογία εξαγωγής της αναλογίας σύλληψης προέκυψαν τα κάτωθι για την περίπτωση του στόχου χρυσού, που όπως αναφέρθηκε και νωρίτερα χρησιμοποιείται ως μέτρηση αναφοράς. Ειδικότερα για την περίπτωση του πρώτου συντονισμού (4.9 eV), που θεωρείται καλά καθορισμένος (standard resonance), φαίνεται ότι οι μετρήσεις αλλά και η διαδικασία της ανάλυσης είναι αποτελεσματικές.



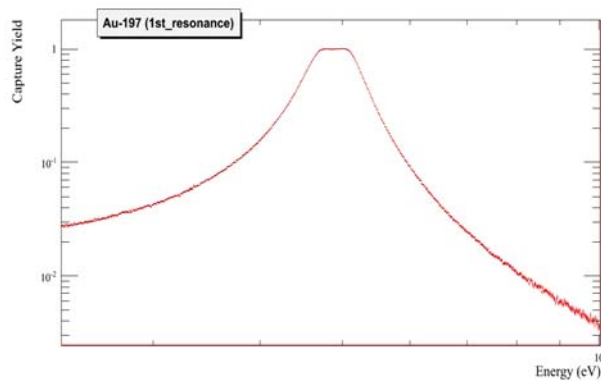
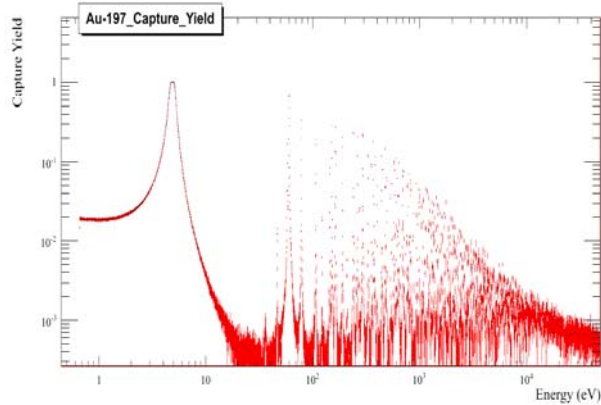
Σχήμα 5.34 Απόκριση TAC για τον στόχο ^{197}Au

Η αντιμετώπιση της ευαισθησίας του ανιχνευτή, βασίστηκε στην λογική που περιγράφηκε παραπάνω. Για την περίπτωση του χρυσού, ο παράγοντας ευαισθησίας (sensitivity factor), από την βιβλιοθήκη ENDF, φαίνεται στο σχήμα 5.36.



Σχήμα 5.35 Παράγοντας ευαισθησίας για τον στόχο του χρυσού (ENDF)

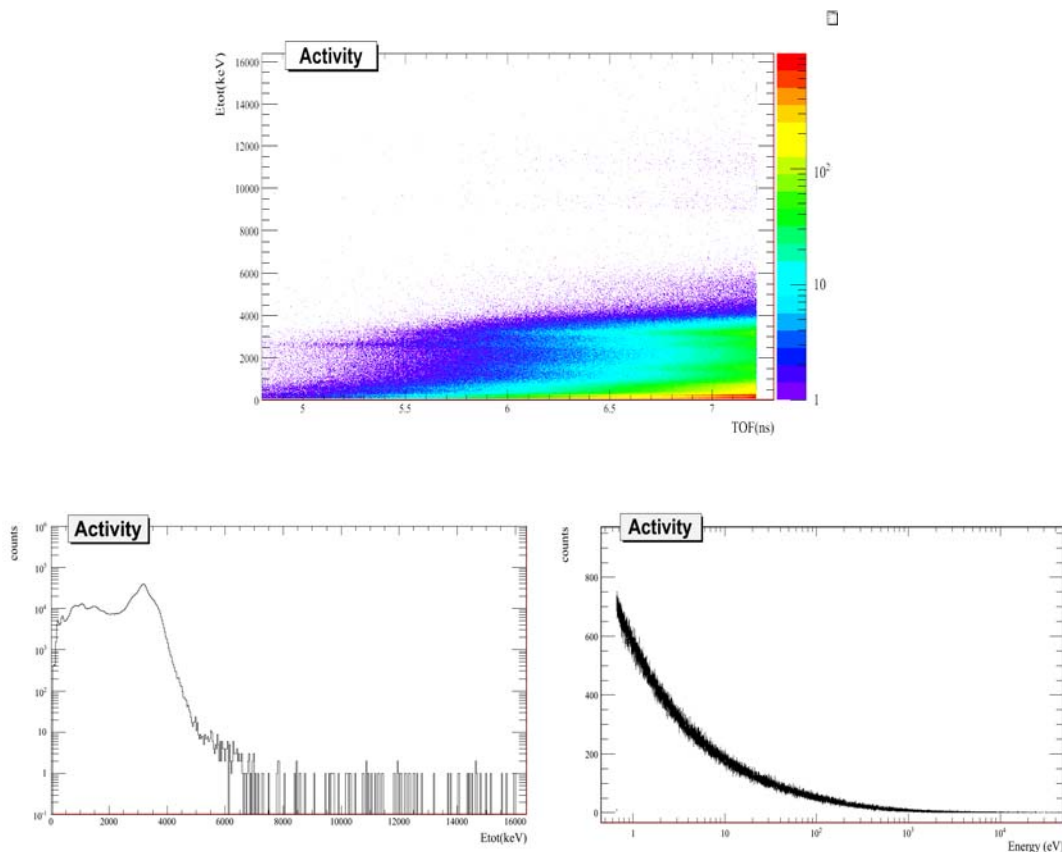
Στα δύο τελευταία γραφήματα παρουσιάζονται, η αναλογία σύλληψης και ο πρώτος συντονισμός (κορεσμένος).



Σχήμα 5.36 Αναλογία σύλληψης για το δείγμα ^{197}Au (επάνω) και ο πρώτος (κορεσμένος) συντονισμός των 4.9 eV

5.6.8 Ενεργότητα δείγματος ^{234}U (Activity)

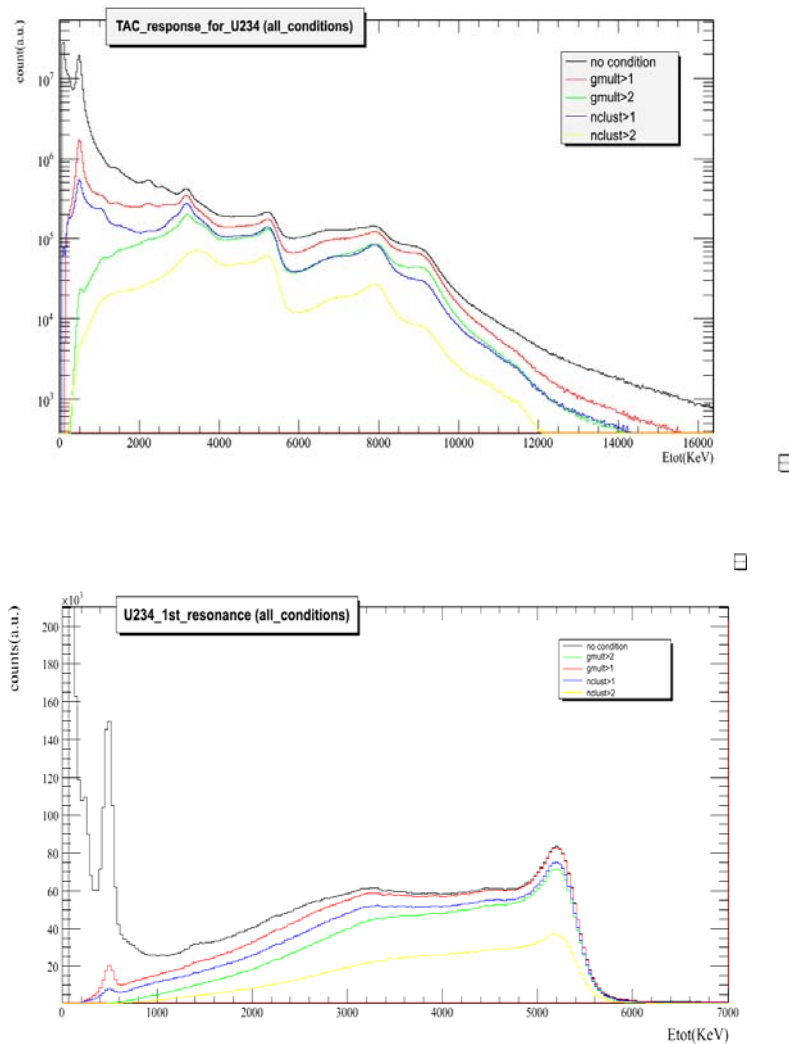
Για το ισότοπο του ουρανίου (^{234}U), έπρεπε να προσδιοριστεί και το πλήθος των γεγονότων που οφείλονται στην ενεργότητα του δείγματος.



Σχήμα 5.37 Ενεργότητα του στόχου ^{234}U

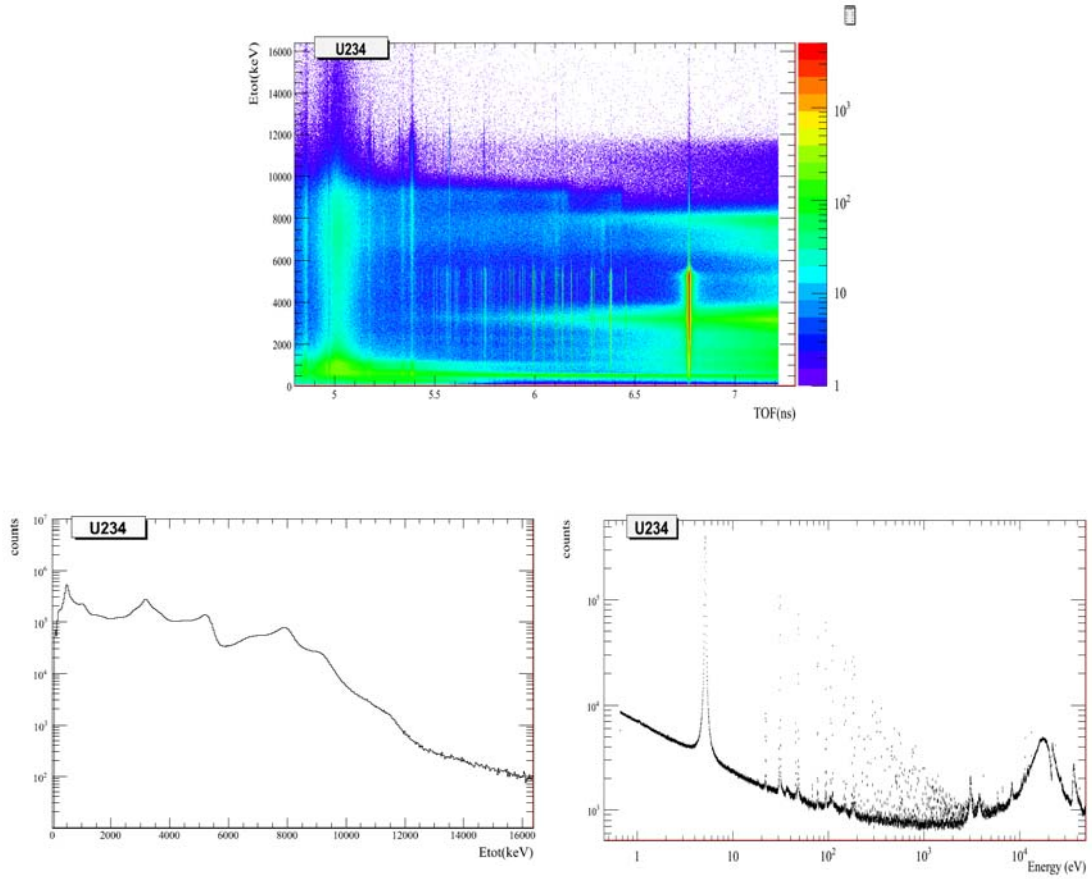
5.6.9 Στόχος ^{234}U

Η τελική μέτρηση για το ισότοπο του ουρανίου είναι αυτή με την μεγαλύτερη στατιστική ($\sim 10^{17}$ πρωτόνια). Να σημειωθεί ότι η ενεργός διατομή της αντίδρασης (n,f) είναι τρεις τάξεις μεγέθους μικρότερη της αντίστοιχης (n, γ), για όλο το φάσμα ενεργειών. Ως εκ τούτου δεν υπήρχε απαίτηση διαχωρισμού των γάμμα από σχάση και σύλληψη, κάτι που είναι επιτακτικό για άλλα ισότοπα, όπως για παράδειγμα αυτό του ^{233}U . Στο σχήμα 5.38 παρουσιάζεται πρώτα η επίδραση των κριτηρίων επιλογής για όλο το φάσμα ενέργειας νετρονίων και για τον πρώτο συντονισμό του ουρανίου.



Σχήμα 5.38 Εφαρμογή κριτηρίων επιλογής για το ^{234}U , για όλο το φάσμα ενεργειών (επάνω) και για τον πρώτο συντονισμό (κάτω)

Ανάλογα με το κριτήριο επιλογής, υπολογίζεται ο αντίστοιχος συντελεστής απόδοσης ϵ_{cond} ο οποίος χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της αναλογίας σύλληψης (παράγραφος 5.2.1). Για την μείωση του υποστρώματος, πέραν του κριτηρίου $n_{\text{cluster}} > 1$, χρησιμοποιήθηκε και το κατώφλι για την ενέργεια των γάμμα ($E > 1 \text{ MeV}$).



Σχήμα 5.39 Απόκριση TAC για τον στόχο ^{234}U

Κεφάλαιο 6

Αποτελέσματα

6.1 Εισαγωγή

Το λογισμικό SAMMY [88] που χρησιμοποιείται για την προσαρμογή της αναλογίας σύλληψης έχει συγκεκριμένα χαρακτηριστικά τα οποία μπορούν να διακριθούν στα κάτωθι:

- δυνατότητα υπολογισμού των ενεργών διατομών στην RRR περιοχή, μέσω της θεωρίας και στην URR από στατιστικά μοντέλα (§ 2.6.3, § 2.6.4)
- δυνατότητα διορθώσεων εξαιτίας πειραματικών φαινομένων
- εξαγωγή των αποτελεσμάτων σε μορφή συμβατή με άλλα «πακέτα» επεξεργασίας δεδομένων

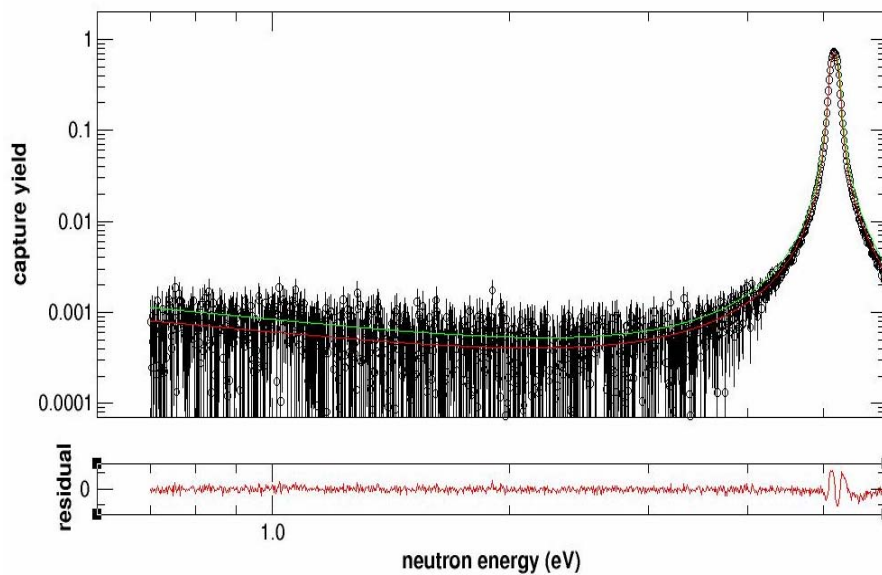
Για τους παραπάνω λόγους κρίθηκε ως καλύτερη η επιλογή του συγκεκριμένου κώδικα. Οι απαιτούμενες παράμετροι αναφορικά με το πάχος, την σύσταση του στόχου αλλά και τα υπόλοιπα στοιχεία (κελύφη τιτανίου και αλουμινίου) μπορούν και έχουν εισαχθεί στη ανάλυση που πραγματοποιήθηκε. Επίσης η συνάρτηση διακριτικής ικανότητας της πειραματικής διάταξης n_{TOF} , ορίζεται με ακρίβεια κατόπιν ειδικής αναβάθμισης του λογισμικού που έγινε πρόσφατα για τον συγκεκριμένο σκοπό (SAMMY v.8). Πιο συγκεκριμένα το λογισμικό περιλαμβάνει και τις συναρτήσεις διακριτικής ικανότητας και άλλων διατάξεων (GELINA – Βέλγιο, ORELA – ΗΠΑ). Όπως αναφέρθηκε και προηγούμενα η συνάρτηση RPI [97] μπορεί να περιγράψει ικανοποιητικά την χρονική κατανομή των νετρονίων της δέσμης του πειράματος n_{TOF} .

Η διαδικασία προσαρμογής βασίζεται σε μια σειρά επαναλήψεων (τύπου «δοκιμής – σφάλματος») μέχρι το βήμα όπου οι τιμή της απόκλισης (residual) να είναι ικανοποιητική. Τα αποτελέσματα των παραμέτρων συντονισμού δίνονται στην έξοδο του λογισμικού, μαζί με τα αντίστοιχα σφάλματα, καθώς και συγκριτικά με τις τιμές της βιβλιοθήκης ENDF.

6.2 Προσαρμογή Αναλογίας Σύλληψης του ^{234}U

Ακολουθώντας την διαδικασία των διαδοχικών επαναλήψεων, καταλήξαμε στην προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων για το ισότοπο του Ουρανίου – 234, στην ενεργειακή περιοχή από 0.7 έως 6 eV, ώστε να προκύψουν τα αποτελέσματα του πρώτου συντονισμού (Σχήμα 6.1). Κατόπιν η προσαρμογή επεκτείνεται για μεγαλύτερες ενέργειες. Να σημειωθεί η παρουσία συντονισμού περί τα 68 eV, ο οποίος δεν υπάρχει στα δεδομένα των γνωστών βιβλιοθηκών.

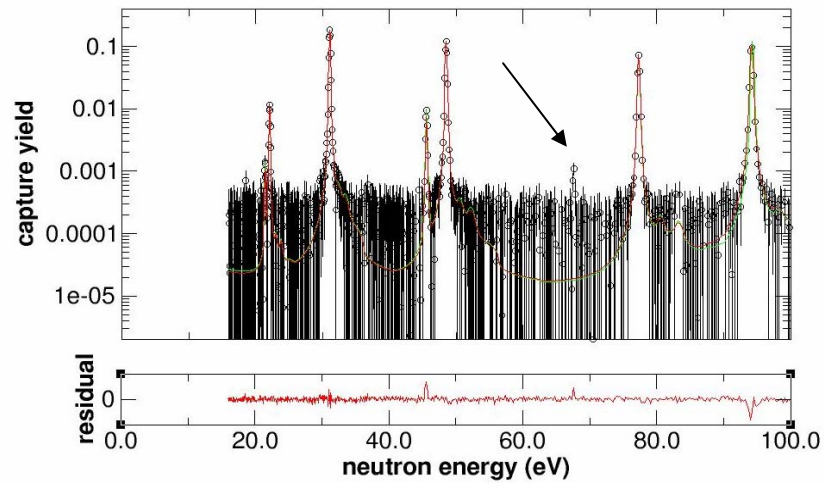
Το αποτέλεσμα για τον πρώτο συντονισμό, δεν είναι σε απόλυτη συμφωνία με τα δεδομένα από ENDF B/VI.8, αλλά όπως είναι φανερό από το γράφημα 6.1 η προσαρμογή του πρώτου συντονισμού δεν είναι τόσο ακριβής, όπως γίνεται αντιληπτό από τις τιμές των residuals που αγγίζουν τα όρια του ± 5 .



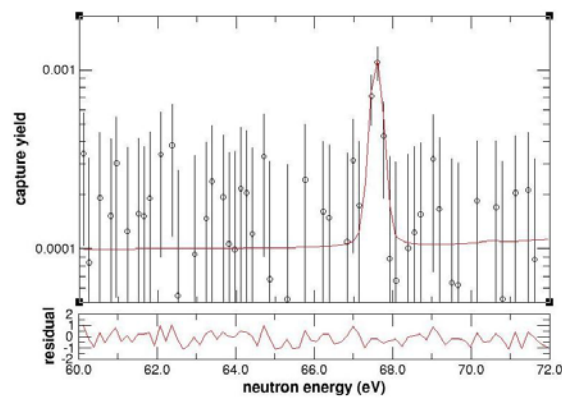
Σχήμα 6.1 Προσαρμογή της αναλογίας σύλληψης του ^{234}U για ενέργειες μεταξύ 0.7 και 6 eV (κόκκινο) όπως προέκυψε από το λογισμικό SAMMY και η σύγκριση με τα δεδομένα της βιβλιοθήκης ENDF (πράσινο).

Πιθανές αιτίες της απόκλισης αυτής μπορεί να είναι οι παρακάτω. Καταρχάς το μοντέλο ελεύθερου αερίου (free gas model) που περιλαμβάνεται στο πακέτο για την αντιμετώπιση του φαινομένου της διαπλάτυνσης Doppler, δεν είναι απόλυτα συμβατό με το είδος του στόχου μας (οξείδιο ουρανίου). Ένα άλλο σημείο ασάφειας στις παραμέτρους εισόδου του λογισμικού (αρχείο .par) είναι η περιγραφή όλων των στοιχείων που απαρτίζουν τον στόχο. Στην πραγματικότητα ο στόχος αποτελείται από πολλαπλά στρώματα (κελύφη) Al και Ti. Αντιθέτως το

λογισμικό «αντιμετωπίζει» τον στόχο απλά ως ένα ομογενές μίγμα όλων των παραπάνω συστατικών. Τέλος η κατανομή της μάζας του στόχου δεν είναι απόλυτα καθορισμένη κάτι το οποίο ενισχύει το σφάλμα.



Σχήμα 6.2 Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μαύρο), προσαρμογής από SAMMY (κόκκινο) και βιβλιοθήκης ENDF (πράσινο). Παρουσία συντονισμού για την ενέργεια των 67.5 eV που δεν περιλαμβάνεται στις υπάρχουσες βιβλιοθήκες.



Σχήμα 6.3 Προσαρμογή του συντονισμού των 67.587 eV και ο οποίος δεν είναι καταχωρημένος στις βιβλιοθήκες δεδομένων

Οι τιμές των παραμέτρων του πρώτου συντονισμού για το ^{234}U που περιλαμβάνονται στις βιβλιοθήκες ENDF B/VI.8 και JENDL 3.3, είναι:

	$E_n (eV)$	$\Gamma_\gamma (meV)$	$\Gamma_n (meV)$
ENDF B/VI.8	5.16	40	3.92
JENDL 3.3	5.16	26	3.92

Το αποτέλεσμα της προσαρμογής των πειραματικών δεδομένων του παρόντος έδωσε:

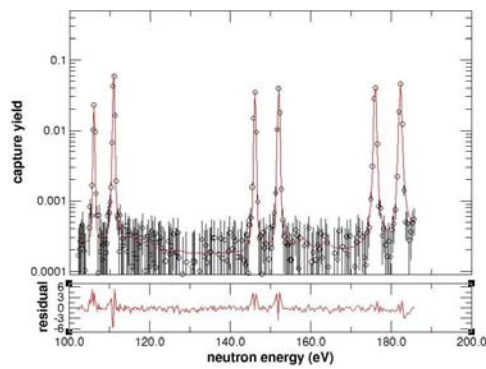
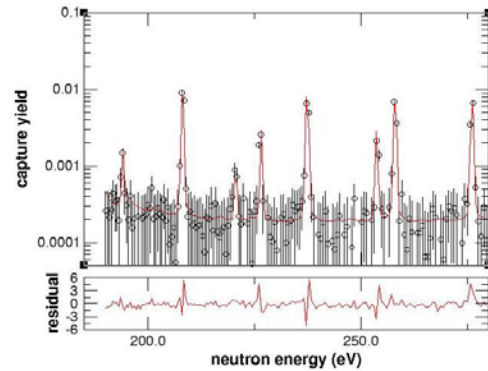
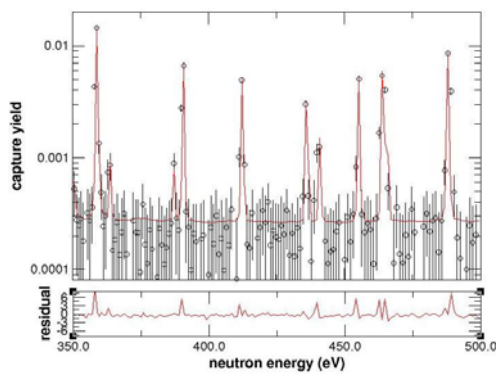
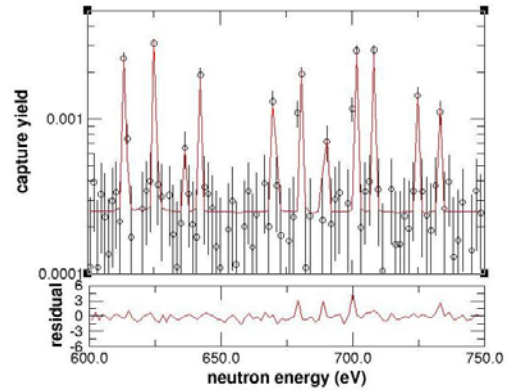
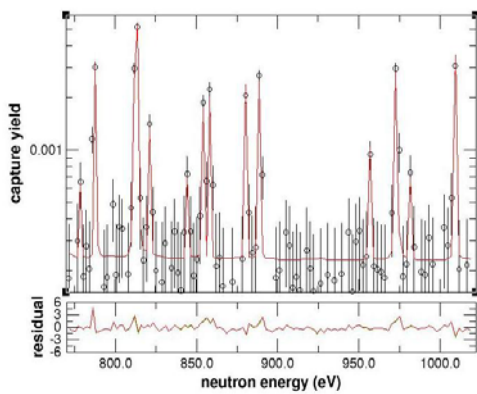
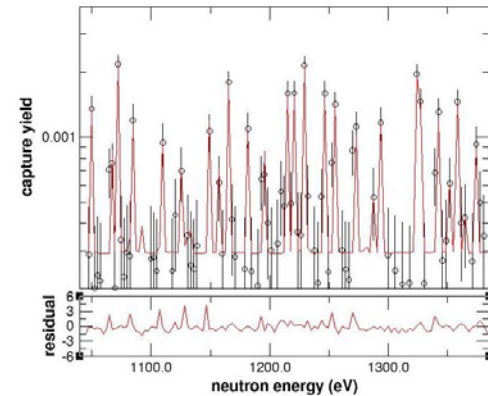
	$E_n (eV)$	$\Gamma_\gamma (meV)$	$\Gamma_n (meV)$
n TOF	5.1559(6.49E-05)	38.8328(0.258593)	3.7066(2.8049E-02)

Όπως φαίνεται για την περίπτωση του πρώτου συντονισμού, τα αποτελέσματά μας, βρίσκονται σε πλησιέστερη συμφωνία με αυτά της Γαλλικής βιβλιοθήκης, κάτι το οποίο επιβεβαιώνεται και για τους περισσότερους συντονισμούς που μελετήθηκαν. Οι αντίστοιχες παράμετροι για τον πρωτοπαρατηρούμενο συντονισμό των 67.5 eV είναι:

	$E_n (eV)$	$\Gamma_\gamma (meV)$	$\Gamma_n (meV)$
n TOF	67.5876(0.035887)	39.9643(3.998)	0.061179(0.0055838)

Θα πρέπει να αναφερθεί η δυσκολία που παρουσιάζεται στις περιπτώσεις όπου έχουμε αλληλεπικάλυψη συντονισμών, όπως και σε εκείνες των μικρών συντονισμών. Εξαιτίας αυτών των προβλημάτων είναι πιθανή η αστοχία αναγνώρισης και προσδιορισμού κάποιων ήδη καταγεγραμμένων συντονισμών.

Εντός αυτού του πλαισίου, η διαδικασία προσαρμογής ήταν εφικτή μέχρι τις ενέργειες της τάξης του keV (άνω όριο RRR). Στο γράφημα 6.4 παρουσιάζεται τμηματικά η προσαρμογή έως την ενέργεια των 1400 eV, ενώ οι παράμετροι για όλους του συντονισμούς που αναγνωρίστηκαν, μαζί με τα αντίστοιχα σφάλματα δίνονται στον πίνακα 6.1 στο τέλος του κεφαλαίου.

(α) $100 < E_n < 185 \text{ eV}$ (β) $185 < E_n < 280 \text{ eV}$ (γ) $350 < E_n < 500 \text{ eV}$ (δ) $600 < E_n < 750 \text{ eV}$ (ε) $750 < E_n < 1020 \text{ eV}$ (σ) $1020 < E_n < 1400 \text{ eV}$

Σχήμα 6.4 Προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων της αναλογίας σύλληψης, για διάφορες περιοχές ενέργειας νετρονίων

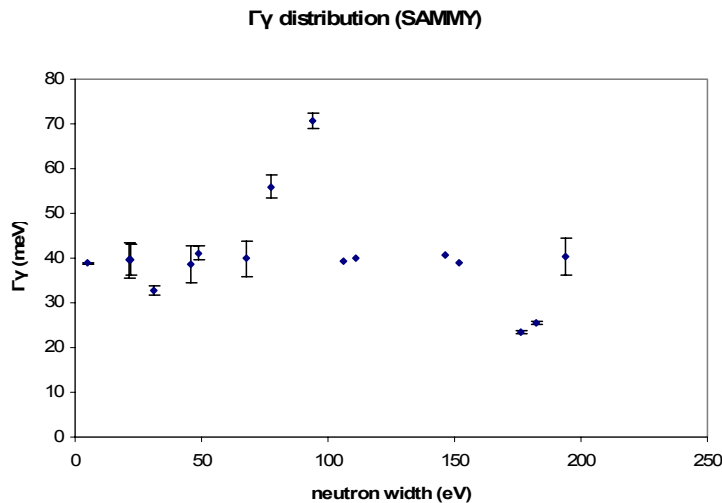
6.3 Στατιστική ανάλυση

Το κύριο μέλημα για την περιγραφή των ενεργών διατομών μέσω των παραμέτρων συντονισμού, είναι η δυνατότητα προσδιορισμού της στατιστικής μέσω των μεγεθών όπως για παράδειγμα οι μέσες τιμές για τα μερικά πλάτη (partial widths). Σε αυτές τις τιμές βασίζεται ο προσδιορισμός της μέσης τιμής της ενεργού διατομής για την περιοχή RRR.

6.3.1 Μέση τιμή πλάτους ακτινοβολίας (Average radiative width)

Η βασική διαφορά μεταξύ των διαφόρων βιβλιοθηκών, συνίσταται στην μέση τιμή του πλάτους ακτινοβολίας. Η αντίστοιχες τιμές για δύο από τις πλέον γνωστές βάσεις δεδομένων είναι: 40 meV για την βιβλιοθήκη ENDF B/VI.8 από James et al. [98] και 26 meV για την βιβλιοθήκη JENDL 3.3 από Mughabghab [99].

Τα αποτελέσματα της προσαρμογής των συντονισμών έως την ενέργεια των 200 eV περίπου, φαίνονται στο γράφημα 6.5. Η μέση τιμή υπολογίστηκε ίση με $\langle \Gamma_\gamma \rangle = 40.33 \pm 2.27$ meV.



Σχήμα 6.5 Η τιμή της παραμέτρου Γ_γ , όπως προέκυψε από την προσαρμογή των συντονισμών, για ενέργειες μικρότερες των 200 eV

6.3.2 ‘Ακτινοβολών Πυρήνας’ - (Radiative Kernel)

Μία ποσότητα που απαντάται πολύ συχνά και υπολογίζεται στην βιβλιογραφία, είναι αυτή με την ονομασία «ακτινοβολών πυρήνας» (Radiative Kernel):

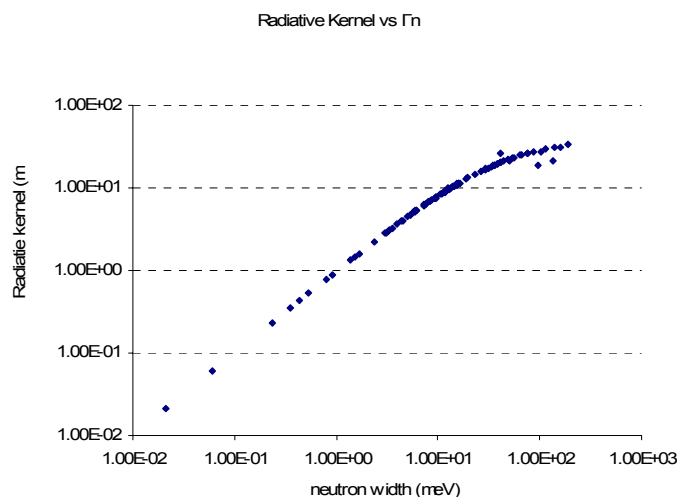
$$A_\gamma = g \frac{\Gamma_\gamma \Gamma_n}{\Gamma_\gamma + \Gamma_n}, \quad (6-1)$$

όπου g ο στατιστικός παράγοντας του σπιν. Όπως είναι φανερό για τις περιπτώσεις όπου $\Gamma_\gamma \gg \Gamma_n$ προκύπτει $A_\gamma \approx g\Gamma_n$, ενώ στην αντίθετη περίπτωση $A_\gamma \approx g\Gamma_\gamma$. Για τις αντιδράσεις σύλληψης νετρονίου η ενεργός διατομή $\sigma_\gamma(E_n)$ εκφράζεται από την σχέση:

$$\sigma_\gamma(E_n) = g \frac{\pi}{k_n^2} \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E_n - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (6-2)$$

(βλέπε κεφ.2)

το ολοκλήρωμα της οποίας, περιλαμβάνει ως όρο την ποσότητα A_γ , και ουσιαστικά προσδιορίζει την περιοχή που περικλείει ο συντονισμός ενέργειας E_0 . Η απεικόνιση συναρτήσε του Γ_n παρουσιάζεται στο γράφημα 6.6.



Σχήμα 6.6 Ακτινοβολών Πυρήνας σαν συνάρτηση του Γ_n

6.3.3 Μέση τιμή διαστήματος μεταξύ ενεργειακών σταθμών

Για να υπολογισθεί η μέση τιμή του διαστήματος μεταξύ των διεγερμένων καταστάσεων του πυρήνα, απαιτείται ακριβής γνώση του πλήθους των σταθμών N_0 (δηλαδή των παρατηρούμενων συντονισμών) καθώς και το εύρος τιμών της ενεργειακής περιοχής που μελετάμε ΔE .

Η κατανομή του πλήθους των διεγερμένων καταστάσεων του πυρήνα, είναι συνάρτηση της ποσότητας $\chi = \frac{g\Gamma_n^0}{\langle g\Gamma_n^0 \rangle}$ (όπου $\Gamma_n^0 = \Gamma_n \sqrt{\frac{1eV}{E_0}}$ reduced partial width), μέσω της σχέσης:

$$N(x_i) = N_0 \int_{x_i}^{\infty} P(x) dx \quad (6-3)$$

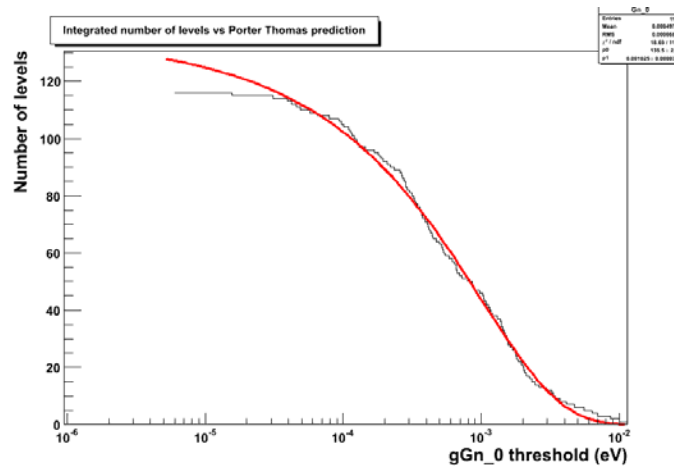
$$\text{με } P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} e^{-\frac{x}{2}} \text{ (Porter – Thomas)} \quad (6-4)$$

Έτσι ο προσδιορισμός των διακυμάνσεων του μερικού πλάτους νετρονίου, οδηγεί στον ακριβή υπολογισμό του πλήθους των συντονισμών αλλά και της μέσης τιμής $\langle \Gamma_n^0 \rangle$. Με αυτό το τρόπο αντιμετωπίζεται με επιτυχία η αδυναμία της πειραματικής διαδικασίας να εντοπίσει όλους τους συντονισμούς που είχε ως αποτέλεσμα την άγνοια της ακριβούς τιμής του N_0 .

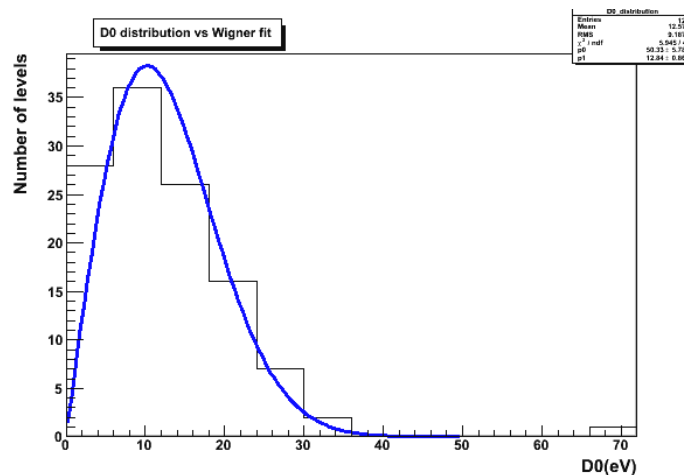
Τελικά η μέση τιμή $\langle D_0 \rangle$ μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση:

$$\langle D_0 \rangle = \frac{E_{last} - E_{first}}{N_0 - 1} \quad (6-5)$$

όπου E_{last} και E_{first} η ενέργειες του τελευταίου και πρώτου παρατηρούμενου συντονισμού. Πειραματικά ήταν δυνατή η ταυτοποίηση 117 συντονισμών για τον πυρήνα του ^{234}U . Λαμβάνοντας υπόψη αυτή την τιμή, το αποτέλεσμα για την ποσότητα $\langle D_0 \rangle$ βρέθηκε ίσο με 12.69 eV. Η προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων σύμφωνα με την κατανομή κατά Porter – Thomas, δίνει ως ακριβές πλήθος σταθμών τους 135.4 ± 2.6 (γράφημα 6.7). Έτσι τελικά το μέσο εύρος μεταξύ των ενεργειακών σταθμών, βρέθηκε να είναι 11.04 ± 0.2 eV. Η τιμή από Mughabghab et al. είναι 10.92 ± 0.47 eV. Τέλος η κατανομή των πειραματικών τιμών του εύρους μεταξύ των συντονισμών παρουσιάζεται στο γράφημα 6.8, παράλληλα με την κατανομή κατά Wigner. Η προσαρμογή έδωσε ως αποτέλεσμα τις τιμές $\langle D \rangle = 12.83 \pm 0.85$ eV και $\langle \Gamma_n^0 \rangle = (1.024 \pm 0.03) 10^{-3}$ eV.



Σχήμα 6.7 Κατανομή πλήθους των σταθμών ως συνάρτηση τιμών κατωφλίου του $g\Gamma_n$



Σχήμα 6.8 Κατανομή των πειραματικών τιμών του εύρους μεταξύ των ενεργειακών σταθμών και η σύγκριση με την κατανομή Wigner με αποτέλεσμα $\langle D \rangle = 12.83 \pm 0.85 \text{ eV}$

6.4 Ακρίβεια προσδιορισμού των παραμέτρων συντονισμού

Η διαδικασία ανάλυσης των πειραματικών δεδομένων, περιγράφηκε στο κεφάλαιο 5 και κατέδειξε τις λεπτομέρειες που οδήγησαν στην εξαγωγή της αναλογίας σύλληψης. Τα σφάλματα που συνοδεύουν τις τιμές των παραμέτρων συντονισμού του Πίνακα 1, οφείλονται κατά βάση στην διαδικασία αυτή. Θα πρέπει όμως να αναφερθούν και οι υπόλοιπες πηγές αβεβαιότητας, όπως αυτές αναφέρονται ακολούθως.

6.4.1 Ροή δέσμης νετρονίων

Το σφάλμα στον προσδιορισμό της ροής νετρονίων υπολογίστηκε βάσει σύγκρισης των μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν το 2002, από τους ανιχνευτές SiMon και PTB (βλέπε κεφ. 5). Αυτό βρέθηκε να είναι της τάξης του 2% [41].

6.4.2 Συνάρτηση Διακριτικής Ικανότητας

Η αβεβαιότητα που εισάγει η χρήση της συνάρτησης διακριτικής ικανότητας, δεν έχει εκτιμηθεί και αυτό γιατί η τελευταία προσδιορίστηκε δύο χρόνια νωρίτερα από την περίοδο λήψης δεδομένων του καλορίμετρου ολικής απορρόφησης. Οι δεδομένες συνθήκες την περίοδο εκείνη ήταν διαφορετικές, όπως για παράδειγμα στις παραμέτρους των προσομοιώσεων που πραγματοποιήθηκαν και οι οποίες βασίστηκαν σε ελαφρώς διαφορετική γεωμετρία του δεύτερου διαμορφωτή της δέσμης.

6.4.3 Μήκος Πτήσης

Όπως αναφέρθηκε και στο προηγούμενο κεφάλαιο λεπτομερώς, ο προσδιορισμός του μήκους πτήσης των νετρονίων συνοδεύεται από το αντίστοιχο σφάλμα, το οποίο μεταδίδεται και στον υπολογισμό της ενέργειας των σωματιδίων. Η τελική αυτή τιμή βρέθηκε να είναι 0.13%.

6.4.4 Πάχος Στόχου

Τα ακριβή χαρακτηριστικά του στόχου, προκάλεσαν προβλήματα σε δύο διαφορετικά στάδια της ανάλυσης. Υπενθυμίζουμε ότι ο στόχος αποτελούμενος από διαδοχικά κελύφη τιτανίου και αλουμινίου, δεν μπορεί να περιγραφεί ικανοποιητικά στο αρχείο των παραμέτρων του λογισμικού SAMMY. Μία λεπτομερέστερη μέτρηση της χωρικής κατανομής της μάζας του στόχου είναι αναγκαία, αφού τα στοιχεία του στόχου την προσδιορίζουν με αβεβαιότητα που αγγίζει το 10%.

Ενέργεια (eV)	±	Γγ (meV)	±	Γn (meV)	±
5.155912259	0.00006	38.8328	0.258593	3.10661	0.02805
21.42711658	0.02002	39.5735	3.95879	2.14E-02	0.00180
22.097155	0.00203	39.6567	3.33816	0.236718	0.00535
31.08872539	0.00035	32.6461	0.998332	9.58527	0.23975
45.55554717	0.00475	38.6629	4.01561	0.429743	0.00000
48.49438667	0.00059	41.1395	1.50153	11.5126	0.25096
67.58766715	0.03589	39.9643	3.99378	6.12E-02	0.00558
77.28942245	0.00106	55.9919	2.57382	12.3993	0.23216
94.15081538	0.00192	70.7104	1.85556	41.6692	0.00000
106.0116091		39.1533		3.50399	
110.9317567		40		16.0477	
146.0647373		40.5645		10.4867	
152.0056675		39.0875		15.121	0.21146
176.0018404	0.00300	23.5736	0.351743	97.4354	5.25415
182.3070702	0.00375	25.4418	0.388961	133.077	6.04828
194.1730989	0.01051	40.3453	4.01381	0.532521	0.05282
208.1636523	0.00455	41.4157	4.00546	5.3712	0.53190
220.5944811	0.09558	40.1457	4.0142	0.350844	0.03340
226.6413854	0.01802	40.5799	4.02567	1.36531	0.13740
237.4130798	0.01020	40.9376	4.02957	5.08586	0.00000
253.7284867	0.01784	40.9226	4.04218	1.51987	0.14971
258.0633895	0.00639	40.5118	3.96002	6.02724	0.00000
276.1404971	0.03811	44.6148	4.16748	5.3793	0.24636
358.9100922	0.01667	40.792	3.83505	41.5096	3.90437
363.8731337	0.01698	40.0099	4.00039	0.900708	0.09002
387.2487647	0.02918	40.0103	4.00042	0.789884	0.07898
390.834053	0.06798	38.5952	3.82233	12.8763	1.04792
412.3489738	0.00305	40.555	4.02326	11.1945	0.81398

Ενέργεια (eV)	±	Γ _γ (meV)	±	Γ _n (meV)	±
436.0169873	0.00130	39.7478	3.97544	9.13704	0.00000
440.853091	0.35190	39.8882	3.99245	2.37079	0.23350
455.3	0.00000	37.248	3.66125	14.5276	0.93799
463.837317	0.05333	40.7879	4.03021	15.098	1.48263
465.3502573	0.03075	40.0083	4.00012	6.15066	0.61491
488.0617724	0.00118	40	0	34.2671	0.00000
516.0946199	0.02867	42.6171	4.08048	8.26465	0.78896
518.1893761	0.00753	40.091	4.00443	3.02422	0.30209
525.8477484	0.01492	40.0323	3.99261	6.10795	0.00000
546.8520581	0.00763	40	0	75.488	7.08187
614.0406623	0.02910	39.9413	3.99548	29.1567	0.00000
625.4862601	0.00547	39.5301	3.93212	44.5607	4.43335
636.8469715	0.05701	40.0027	4.00009	1.68005	0.16800
642.6	0.00000	40.6499	4.00714	7.52019	0.63760
670.6467303	0.01320	39.8607	3.98116	23.3679	2.33382
681.1561842	0.11408	40.015	4.0003	11.4946	1.14867
689.75078	0.01246	41.9492	4.09093	10.8125	1.05379
701.8571663	0.00503	40.0665	4.00315	16.164	1.61496
708.2854827	0.00925	40.0356	4.00157	14.3044	1.42978
724.7677499	0.15570	40.3102	4.01263	7.32082	0.72869
733.3988065	0.09268	40.0154	4.00023	5.26783	0.52662
779.1695749	0.19690	40.0031	3.99996	3.29852	0.32984
788.1469586	0.06887	39.954	3.99559	38.9504	3.89564
813.9370009	0.02664	41.4257	4.05163	189.854	18.39650
821.1566743	0.20760	40.5887	4.02625	8.09344	0.80272
844.7746117	0.01281	40.0012	4.00006	3.27022	0.32703
854.0765842	0.01908	40.0363	4.00172	11.7096	1.17039
858.4844384	0.00926	40.0107	4.00051	15.4031	1.54026

Ενέργεια (eV)	±	Γγ (meV)	±	Γn (meV)	±
880.4639276	0.13644	40.4689	4.01827	19.6101	1.94708
889.0045346	0.02191	39.9831	3.99908	33.0734	3.30891
957.4445611	0.01561	39.9996	3.99995	9.48826	0.94884
973.2433314	0.03414	39.3845	3.96261	160.435	15.98880
981.9988735	0.03680	39.9978	3.99987	3.9691	0.39691
1009.490479	0.00671	40.0233	4.00083	74.6224	7.45993
1049.996177	1.36241	40.0052	3.97471	15.7082	1.48641
1067.729356	0.30140	40.055	4.00428	13.7642	1.37524
1072.15	0.00000	37.4969	3.70355	50.2123	5.02742
1083.786304	0.03899	39.3985	3.96898	114.275	11.40210
1109.217275	0.01991	39.775	3.98862	49.2435	4.93653
1125.78767	0.01249	40.0098	4.00048	5.99991	0.59994
1149.2	0.00000	39.7917	3.96987	15.358	1.48343
1156.949122	0.88481	40.101	4.00378	7.41779	0.74061
1165.56	0.00000	40.2931	3.88614	36.0938	3.44963
1181.864699	0.01541	39.9989	3.99994	14.0988	1.40991
1195.6	0.00000	39.8668	3.98971	8.64127	0.84933
1215.42	0.00000	40.2005	3.88375	40.499	3.91684
1220.668413	0.09569	40.0032	3.99974	29.6026	2.96002
1229.595006	0.16716	40.0125	3.99538	138.109	13.80560
1246.513291	0.06548	39.9998	3.99983	30.9975	3.09937
1255.531729	0.25630	40.0077	3.99727	36.4063	3.63779
1273.474931	0.34891	40.4109	4.01921	40.8242	4.06014
1280.325981	0.00982	39.9966	3.99983	4.50181	0.45023
1287.934924	0.03308	39.9994	3.99997	4.40008	0.44002
1293.63	0.00000	39.9692	3.97124	18.8694	1.82001
1323.98726	0.11446	39.9989	3.99843	64.4931	6.44869
1326.792566	0.01025	39.9948	3.99974	26.7932	2.67947

Ενέργεια (eV)	±	Γ _γ (meV)	±	Γ _n (meV)	±
1343.124382	0.04632	40.0157	4.00003	65.9358	6.59141
1352.304491	0.03840	39.999	3.99995	7.20013	0.72004
1357.961977	0.06469	39.9976	3.99962	38.0956	3.80915
1363.720562	0.04723	40.0001	4.00001	5.79973	0.57997
1374.194847	0.01032	40.0005	4.00002	13.1985	1.31984
1436.2	0.00000	41.1873	3.96645	54.8474	5.36304
1439.3	0.00000	37.9174	3.71455	102.531	10.29290
1466.122429	1.67448	40.4488	3.82837	87.1637	8.63743
1483.353374	1.37755	39.9996	3.99713	12.5992	1.24897
1490.2	0.00000	40.3217	3.87595	53.4082	5.22971

Πίνακας 6.1 Παράμετροι συντονισμού σύλληψης νετρονίου για το ισότοπο ^{234}U , όπως προέκυψαν από την προσαρμογή της αναλογίας σύλληψης μέσω του λογισμικού SAMMY

Κεφάλαιο 7

Συμπεράσματα - Προοπτικές

Ο κύριος στόχος της δουλειάς που πραγματοποιήθηκε και παρουσιάστηκε, ήταν ο προσδιορισμός των παραμέτρων συντονισμού της αντίδρασης (n,γ) στο ισότοπο του ^{234}U , για την αναλυμένη περιοχή συντονισμών (έως 1500 eV). Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε (n_TOF) και ειδικότερα η επιλογή του ανιχνευτή (TAC), καθόρισε την πειραματική μεθοδολογία που ακολουθήθηκε (μέθοδος ολικής απορρόφησης). Η διαδικασία συμπεριελάμβανε την εφαρμογή τεχνικών κοινής πρακτικής, όπως οι μετρήσεις αναφοράς στόχου χρυσού, αλλά και πλήθος άλλες επιμέρους μετρήσεις. Τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή μελετήθηκαν τόσο πειραματικά, όσο και με μεθόδους προσομοίωσης Monte Carlo με την χρήση των πακέτων MCNP και Geant4. Η πορεία ανάλυσης των πειραματικών δεδομένων, με τελικό στόχο την εξαγωγή της πειραματικής αναλογίας σύλληψης (capture yield) συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, επέβαλλε την επίλυση σημαντικών ζητημάτων, όπως για παράδειγμα την αντιμετώπιση των επιπτώσεων της ευαισθησίας των κρυστάλλων BaF_2 στα νετρόνια. Ως αποτέλεσμα παρατηρήθηκε αύξηση στην αβεβαιότητα των αποτελεσμάτων.

Από την αναγνώριση και προσαρμογή των 118 συντονισμών, προέκυψαν οι αντίστοιχες τιμές για τα μεγέθη E , Γ_γ και Γ_n . Με βάση αυτές τις τιμές και την θεωρία, υπολογίστηκαν οι αντίστοιχες μέσες τιμές για τα πλάτη, καθώς και οι μέσες τιμές του εύρους μεταξύ των σταθμών και του “ελαττωμένου” πλάτους νετρονίου (reduced neutron width). Τα αποτελέσματα αυτά βρέθηκαν σε πολύ καλή συμφωνία με δεδομένα της βιβλιογραφίας, κυρίως όμως με τα στοιχεία από S.F. Mughabghab et al. [99]. Στην περιορισμένη στατιστική για ενέργειες άνω των 300 eV, οφείλεται η ανοδική τάση που παρουσιάζουν τα σφάλματα για τους αντίστοιχους συντονισμούς. Σημαντικό στοιχείο ο εντοπισμός του συντονισμού που παρατηρήθηκε για την ενέργεια των 67.5 eV και ο οποίος δεν υπάρχει καταγεγραμμένος σε κάποια από τις γνωστές βιβλιοθήκες.

Ακολουθώντας μια ανάστροφη πορεία και εκ του αποτελέσματος, συμπεραίνουμε ότι ο βαθμός επιτυχίας παρόμοιων πειραμάτων είναι συνάρτηση

πολλών παραμέτρων, που σχετίζονται κατά κύριο λόγο με την πειραματική διαδικασία. Ο συνδυασμός ενός τέτοιου ανιχνευτή με τα μοναδικά χαρακτηριστικά της διάταξης n_TOF, αλλά και την αποκτηθείσα εμπειρία λειτουργίας, δίνει την δυνατότητα σχεδιασμού και πραγματοποίησης ενός κύκλου μετρήσεων με ακόμη καλύτερες προοπτικές. Για παράδειγμα η ανάλυση δεδομένων στην μη αναλυμένη περιοχή ενεργειών για διάφορα ισότοπα, απαιτεί την μείωση του υποστρώματος. Πράγματι η αναβάθμιση που ήδη πραγματοποιείται στις εγκαταστάσεις της διάταξης, με κύρια στοιχεία την αλλαγή του στόχου και του επιβραδυντή – ψυκτικού που τον περιβάλλει, θα συνεισφέρει στον περιορισμό των γάμμα που ταξιδεύουν μαζί με τα νετρόνια κατά μήκος του σωλήνα. Βέβαια τέτοιου είδους αλλαγές συνεπάγονται τον επαναπροσδιορισμό των χαρακτηριστικών της δέσμης (μορφή, συνάρτηση διακριτικής ικανότητας). Τα πακέτα προσομοίωσης που χρησιμοποιήθηκαν και στο παρελθόν (CAMOT – FLUKA) κατέδειξαν ήδη ότι μπορούν να αντιμετωπίσουν τέτοια ζητήματα με επιτυχία.

Παράρτημα Α

Μελέτη χαρακτηριστικών καλορίμετρου ολικής απορρόφησης - TAC

Εισαγωγή

Δύο είναι οι συνήθεις μέθοδοι που απαντώνται στην βιβλιογραφία για τα πειράματα σύλληψης νετρονίων με την τεχνική χρόνου πτήσης (time of flight). Η πρώτη κάνει χρήση ανιχνευτών γάμμα ακτινοβολίας χαμηλής απόδοσης (C6D6 – n_TOF) με την εξαγωγή της αναλογίας σύλληψης (capture yield) να βασίζεται στην τεχνική συνάρτησης βάρους ύψους παλμού ('pulse height weighting function technique') [100]. Η δεύτερη χρησιμοποιεί ανιχνευτικές διατάξεις γεωμετρίας 4π, που απαρτίζονται από ανιχνευτές γάμμα ακτινοβολίας υψηλής απόδοσης [101]. Σε αυτή την περίπτωση η αναλογία σύλληψης προκύπτει μέσω της καταμέτρησης των γεγονότων, όπου η ολική ενέργεια που εναποτίθεται στον ανιχνευτή συμπίπτει με την ενέργεια σύνδεσης του νετρονίων. Η δεύτερη μέθοδος προτιμάται κυρίως στις περιπτώσεις όπου η ποσότητα του στόχου είναι μικρή (~ mg) και/ή όταν ο στόχος είναι σχάσιμο υλικό. Τα χαρακτηριστικά του πειράματος n_TOF εκπλήρωναν τις δύο τελευταίες προϋποθέσεις, κι έτσι επιλέχθηκε η κατασκευή και χρήση του καλορίμετρου ολικής απορρόφησης (Total Absorption Calorimeter – TAC).

Στο παράρτημα Α, περιγράφονται: αρχικά το σήμα των κρυστάλλων που απαρτίζουν το καλορίμετρο, ο αλγόριθμος ανάλυσης του σήματος και τέλος τα χαρακτηριστικά λειτουργίας του ανιχνευτή.

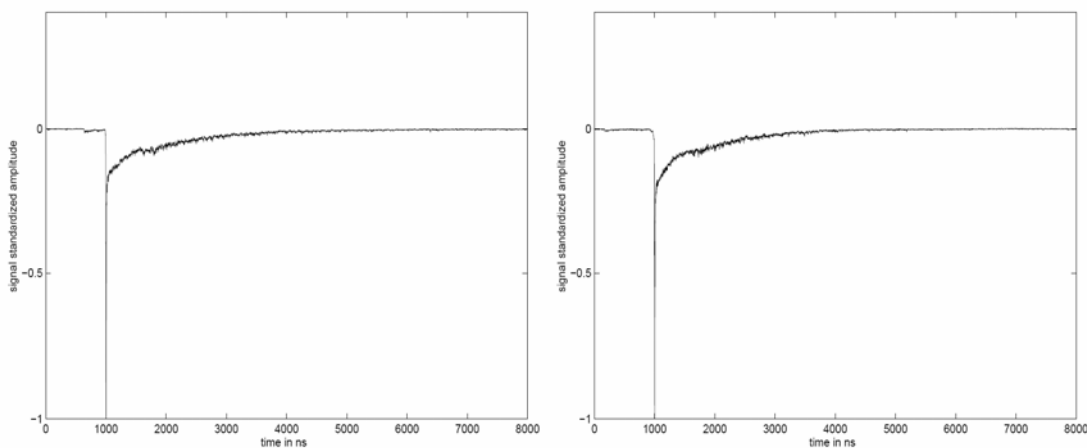
A1 Διαμόρφωση σήματος κρυστάλλου BaF₂

A1α Μορφή παλμού αναφοράς

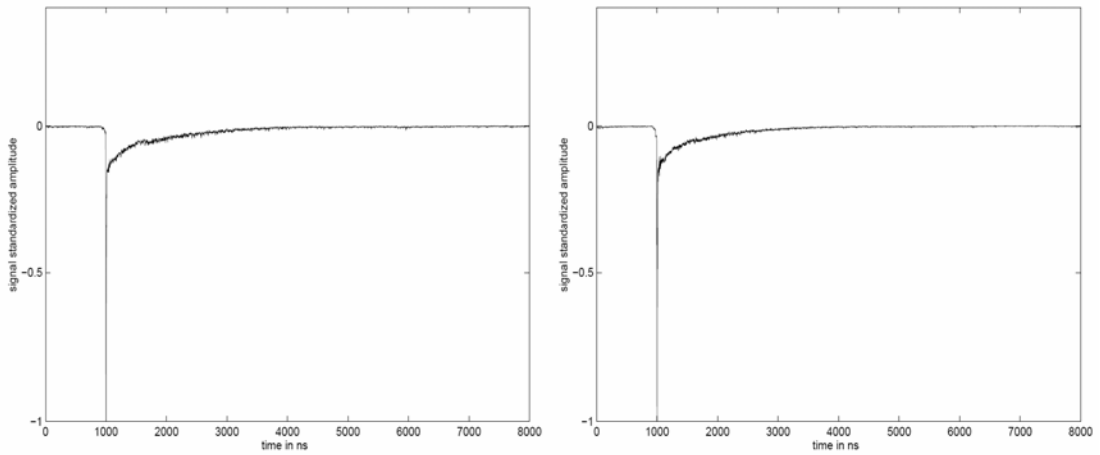
Ως σήμα αναφοράς για την απόκριση σε γ θα μπορούσε να προκύψει ως εξής:

- Επιλέγοντας σήματα από γ (τουλάχιστον 50 ανά κρύσταλλο), για τα οποία δεν υπάρχει αλληλεπικάλυψη (pile – up) και το πλήθος των ADC καναλιών να είναι μεταξύ 40 και 150
- Κανονικοποιώντας το σήμα, ακυρώνοντας το κατώφλι ύψους του παλμού, θέτοντας την μέγιστη τιμή ίση με τη μονάδα και τον αντίστοιχο χρόνο ίσο με 1000 ns.
- Υπολογίζοντας τον μέσο όρο όλων των παλμών που επιλέχθηκαν

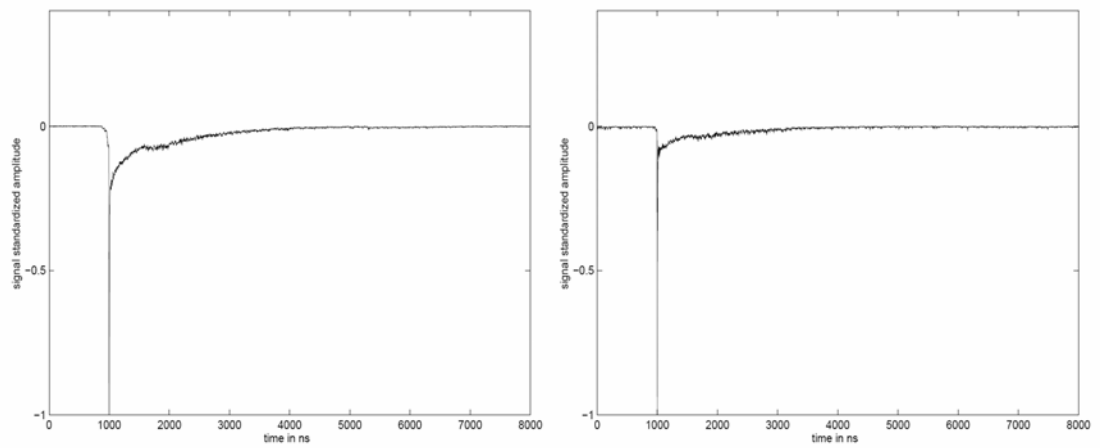
Η μορφή των παλμών που επιλέχθηκαν σύμφωνα με τα παραπάνω παρουσιάζεται στα διαγράμματα a1(i)-(viii) για 8 κρυστάλλους [102]. Όπως διακρίνεται η μορφή των παλμών είναι παρόμοια, με τυπικούς χρόνους ανόδου και καθόδου για την ταχεία συνιστώσα μεταξύ 3-5 ns. Ο αντίστοιχος χρόνος καθόδου για την βραδεία συνιστώσα είναι 600 ns.



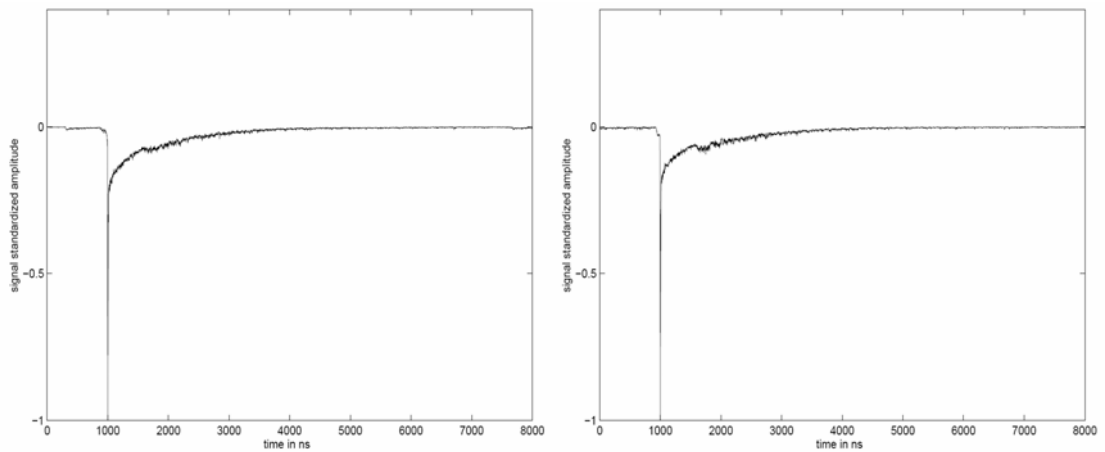
Σχήμα a1(i) – (ii) Παλμός από τους κρυστάλλους BaF₂ #1 και #2



Σχήμα a1(iii) – (iv) Παλμός από τους κρυστάλλους BaF₂ #3 και #4



Σχήμα a1(v) – (vi) Παλμός από τους κρυστάλλους BaF₂ #5 και #6



Σχήμα a1(vii) – (viii) Παλμός από τους κρυστάλλους BaF₂ #7 και #8

Α1β Αναλυτική έκφραση παλμού

Υποθέτοντας ότι η αναμενόμενη μορφή του παλμού $f(t)$, δίνεται ουσιαστικά από τον συνδυασμό δύο εκθετικών συναρτήσεων, μιας που σχετίζεται με την απόκριση του συστήματος (χρόνος που απαιτείται για την κατάληψη των σταθμών σπινθηρισμού, το χρόνο συλλογής του φωτός, τον χρόνο της διαδρομής των ηλεκτρονίων από την φωτοκάθοδο στην άνοδο τ_r κλπ.) και η άλλη σχετική με τον χρόνο αποδιέγερσης σπινθηρισμού τ_s .

$$f(t) = \begin{cases} 0 & , t < t_0 \\ A \left(e^{-\frac{t-t_0}{\tau_r}} - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_s}} \right) & , t \geq t_0 \end{cases} \quad (A1)$$

όπου t_0 ο χρόνος έναρξης σπινθηρισμού και A το μέγιστο πλάτος παλμού

Παρόμοιες εκφράσεις για την αναλυτική περιγραφή του παλμού έχουν χρησιμοποιηθεί και για άλλα συστήματα σπινθηρισμού [103], [104], [105]. Για την περίπτωση μας, αν οι σταθερές αποδιέγερσης των δύο εκθετικών όρων είναι παρόμοιες ($\tau_r \approx \tau_s \approx \tau$), η συνάρτηση απλουστεύεται ως εξής:

$$f(t) = \begin{cases} 0 & , t < t_0 \\ -A \cdot e \cdot \frac{t-t_0}{\tau} \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} & , t \geq t_0 \end{cases} \quad (A2)$$

Η διαδικασία σπινθηρισμού στον κρύσταλλο BaF_2 περιλαμβάνει δύο σταθερές αποδιέγερσης (fast = 0.6 ns και slow = 630 ns), οπότε τελικά η συνάρτηση που περιγράφει τον παλμό του συγκεκριμένου κρυστάλλου θα δίνεται από την ακόλουθη σχέση:

$$s(t) = \begin{cases} b(t) & , t < t_0 \\ b(t) - A_{fast} \cdot e \cdot \frac{t-t_0}{\tau} \cdot e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} + A_{slow} \cdot \left(e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} - e^{-\frac{t-t_0}{630}} \right) & , t \geq t_0 \end{cases} \quad (A3)$$

όπου $b(t)$ η μορφή της βασικής γραμμής (baseline), ενώ A_{fast} και A_{slow} τα μέγιστα πλάτη της γρήγορης και αργής συνιστώσας αντίστοιχα.

Η ποσότητα $s(t) - b(t)$ μεγιστοποιείται για $t_{\text{peak}} \approx t_0 + \tau$ με την αντίστοιχη τιμή πλάτους να είναι

$$A_{\text{peak}} = b(t_{\text{peak}}) - s(t_{\text{peak}}) \approx A_{\text{fast}} + (1 - 1/e)A_{\text{slow}} \quad (\text{A4})$$

Ο χρόνος λήξης θα δίνεται από την σχέση:

$$t_{\text{end}} \approx t_0 + \tau \ln\left(\frac{A_{\text{slow}}}{y}\right) \quad (\text{A5})$$

με $y = b(t) - s(t)$, και ολοκληρώνοντας έχουμε:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} b(t) - s(t) dt = \underbrace{e \cdot A_{\text{fast}} \tau}_{Q_{\text{fast}}} + \underbrace{A_{\text{slow}} (630 - \tau)}_{Q_{\text{slow}}} \quad (\text{A6})$$

A2 Αλγόριθμος διάκρισης κορυφών

Η χρήση των ταχύτατων flash – ADC, απλουστεύει τον αλγόριθμο ανάλυσης του σήματος, παρέχοντας την δυνατότητα να επιλεγεί κάποια από τις γνωστές μεθόδους, όπως:

- ο έλεγχος του χρόνου ανόδου (rise time inspection) ή σύγκρισης φορτίου (fast and slow component charge comparison) [106]
- ανάλυση συσχέτισης σημάτων (signal correlation analysis) [105]

στην παρούσα μελέτη η αναγνώριση των κορυφών βασίζεται στην διαφόριση του σήματος, ενώ η ανάλυση στην ολοκλήρωση και την προσαρμογή του σήματος (fitting).

A2α Αναγνώριση κορυφών

Ο αλγόριθμος αναγνώρισης και ταυτοποίησης μιας κορυφής, ουσιαστικά παραβλέπει τον άμεσα μετρούμενο παλμό και ασχολείται με την παράγωγό του. Η εύρεση και ο χαρακτηρισμός μιας κορυφής προϋποθέτει τον προσδιορισμό των κάτωθι ποσοτήτων, για κάθε δείγμα j :

- της παραγώγου $\partial(j)$ που παρέχει το σήμα έναρξης της διαδικασίας (triggering)

- της μέσης τιμής $M_{left}(j)$ και της διακύμανσης $V_{left}(j)$ των δεδομένων για ένα συνολικό χρονικό παράθυρο 200 ns (πριν την δεδομένη χρονική στιγμή t). Το $M_{left}(j)$ χρησιμεύει στον προσδιορισμό της βασικής γραμμής (baseline), ενώ το $V_{left}(j)$ ως τιμή κατώφλιου του triggering
- της μέσης τιμής $M(j)$ για χρονικό παράθυρο 200 ns, με σημείο αναφοράς την δεδομένη στιγμή t

Η παράγωγος υπολογίζεται μέσω της σχέσης:

$$\delta(j) = \frac{1}{\delta} \sum_{k=1}^R \frac{D(j + \delta - k) - D(j - k)}{R} \quad (A7)$$

όπου $D(j)$ η τιμή του ADC για το δείγμα j και $\delta = R = 3$ (πλήθος δειγμάτων). Τα $M_{left}(j)$ και $V_{left}(j)$ δίνονται από:

$$M_{left}(j) = \frac{1}{N_{200}} \sum_{k=1}^{N_{200}} D(j - d - k + 1) \quad (A8)$$

και

$$V_{left}(j) = \frac{1}{N_{200}} \sum_{k=1}^{N_{200}} D^2(j - d - k + 1) - M_{left}^2(j) \quad (A9)$$

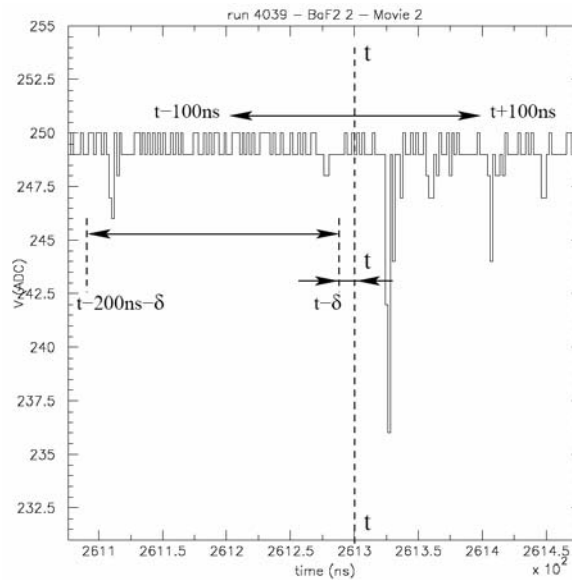
όπου $N_{200} = 200 \frac{f(MHz)}{1000}$ ο αριθμός δειγμάτων κατά το χρονικό εύρος των 200 ns. Τέλος το $M(j)$ προκύπτει από:

$$M(j) = \frac{1}{N_{200}} \sum_{k=1}^{N_{200}} D(j - \frac{N_{200}}{2} + k) \quad (A10)$$

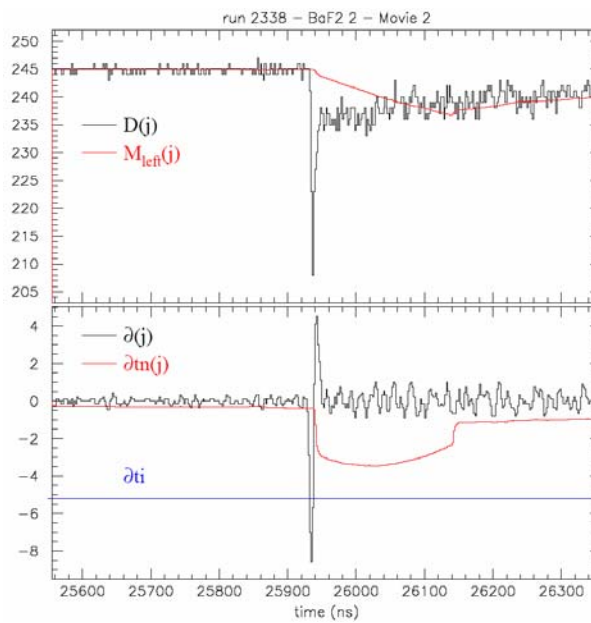
Για την διαδικασία του triggering θεωρούνται δύο τιμές κατώφλιου. Η πρώτη σχετίζεται με το κατώφλι εισόδου (η τιμή που λαμβάνει το flash ADC), με την αντίστοιχη παράγωγο ∂t_i να είναι:

$$\partial t_i = \frac{1}{\delta} \left(2 \frac{\alpha_t - \alpha_0}{\sqrt{R}} - \frac{0.5}{R} \right) \quad (A11)$$

όπου τα a_0 και a_t οι τιμές των 0 V και η τιμή κατωφλίου, σε μονάδες ADC. Θα ισχύει $\partial t_i < 0$, επειδή πάντα $a_t - a_0 < 0$.



Σχήμα a2: Χρονικά διαστήματα σε σχέση με την δεδομένη στιγμή t



Σχήμα a3: Ενδεικτικό παράδειγμα εντοπισμού κορυφής

Η δεύτερη, ∂t_n , σχετίζεται με τον αναμενόμενο θόρυβο του δείγματος και δίνεται από:

$$\partial t_n(j) = -\frac{2.5}{\delta} 2\sqrt{\frac{V_{left}(j)}{R}} \quad (A12)$$

Οι τέσσερις συνθήκες που πρέπει να ικανοποιούνται, ώστε να ταυτοποιηθεί μία κορυφή, είναι:

$$\left. \begin{array}{l} \partial(j) < \partial t_i \\ \partial(j) < \partial t_n(j) \\ D(j) \geq 200 \\ \text{Για καμία άλλη κορυφή} \end{array} \right\}$$

η προϋπόθεση «για καμία άλλη κορυφή» παραμένει “ψευδής” έως η παράγωγος να γίνει ξανά θετική.

A2β Χαρακτηρισμός κορυφής (χωρίς προσαρμογή)

Την στιγμή κατά την οποία μία κορυφή εντοπίζεται, αποθηκεύονται: ο αριθμός του δείγματος ως ο χρόνος έναρξης, t_{start} , καθώς και το M_{left} ως η τιμή της βασικής γραμμής. Στην συνέχεια εντοπίζεται το A_{fast} (μέγιστη τιμή ως προς την βασική γραμμή) και ο αντίστοιχος χρόνος t_{peak} .

Όταν $\partial(j) \geq 0$ (4^η συνθήκη “αληθής”), τότε:

- Αν περισσότερα από 3 διαδοχικά δείγματα είναι κορεσμένα (saturated) δηλ. $D(j) = 0$, τότε δεν ακολουθεί προσαρμογή της κορυφής και λαμβάνεται η ένδειξη “long peak”

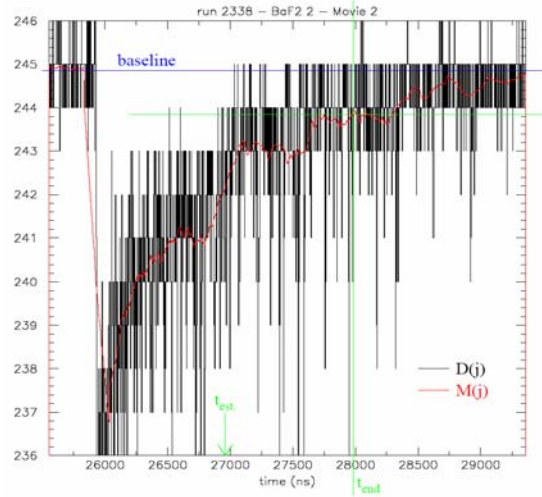
- Υπολογίζεται ο χρόνος ανόδου

$$\tau = t_{peak} - t_{start} - 0.5 \quad (A13)$$

- Υπολογίζεται ο χρόνος λήξης της μέγιστης κορυφής (εξ. A5)

$$t_{est.} = t_{start} + t_{630} \ln\left(\frac{A_{fast}}{6 \times 1.2}\right) \quad (A14)$$

Υπολογίζεται το ολοκλήρωμα του πλάτους, για το χρονικό εύρος των 20 ns (“fast charge” – Q_{fast}), αλλά και έως το πέρας της κορυφής (“total charge” - Q_{tot}).



Σχήμα α4: Ενδεικτικό σήμα κρυστάλλου BaF₂

Το σημείο λήξης της κορυφής λαμβάνεται για $M(j) \leq 1$ (σχήμα α4). Στον τέλος της κορυφής υπολογίζονται (ή ενημερώνονται) οι ποσότητες:

- το πλάτος της βραδείας συνιστώσας μέσω της σχέσης:

$$A_{slow} = \frac{Q_{tot} - Q_{fast}}{t_{630}} \quad (A15)$$

- Ο χρόνος ανόδου “ενημερώνεται”:

$$\tau = \frac{Q_{fast}}{2.71828 A_{fast}} \quad (A16)$$

- Για κορεσμένους παλμούς ισχύει:

$$A_{fast} = 6 \times A_{slow} \quad (A17)$$

- Ο χρόνος t_{start} “ανανεώνεται” σύμφωνα με την σχέση

$$t_{start} = t_{peak} - \tau - 0.5 \quad (A18)$$

- Η ποσότητα $0.63212 A_{slow}$ αντικαθίσταται από το A_{fast}

- Η τάξη αλληλεπικάλυψης λαμβάνεται ως η διαφορά του πλήθους κορυφών, τις στιγμές λήξης και έναρξης του παλμού.

A2γ Συνθήκη απόρριψης

Μία κορυφή απορρίπτεται μόνον αν κάποια από τις παρακάτω δύο συνθήκες ικανοποιηθεί:

$$\left. \begin{aligned} & t_{\text{test}} - t_{\text{start}} \geq 5(t_{\text{end}} - t_{\text{start}}) \\ & A_{\text{fast}} > 6 \times 5 A_{\text{slow}} \end{aligned} \right\} \quad (\text{A19})$$

A2δ Αντιμετώπιση αλληλεπικάλυψης

Η βασική γραμμή ενός παλμού δεν μπορεί πλέον να θεωρηθεί σταθερή, όταν μια νέα κορυφή ανιχνεύεται πριν το τέλος της προηγούμενης. Για την περίπτωση μας η μείωση της βασικής γραμμής λαμβάνεται ως εκθετική, με σταθερά την τιμή των 630 ns. Έτσι πρέπει να πραγματοποιηθούν δύο διορθώσεις στην “αργή” συνιστώσα σύμφωνα με την εξίσωση (A15):

- Η τιμή της βασικής γραμμής λαμβάνεται:

$$BSL_0 + (M_{\text{left}} - BSL_0) \times \begin{cases} \frac{200/630}{e^{(200/630)} - 1} & \text{για } \Delta t \geq 200\text{ns} \\ \frac{200/630}{e^{(\Delta t/630)} - 1} & \text{για } \Delta t < 200\text{ns} \end{cases}$$

όπου BSL_0 η τιμή της βασικής γραμμής για την προηγούμενη κορυφή και Δt ο χρόνος μεταξύ των δύο κορυφών.

- Στην τιμή A_{slow} προστίθεται ο όρος:

$$1 - e^{-\frac{t_{\text{end}} - t_{\text{start}}}{t_{630}}}$$

A3 Διαδικασία προσαρμογής

Η προσαρμογή που πραγματοποιείται (βασική γραμμή και κορυφή), βασίζεται στην μέθοδο Lavenberg – Marquadt [107].

A3α Προσαρμογή βασικής γραμμής

Αρχικά πρέπει να προσδιοριστεί η περιοχή της βασικής γραμμής. Στην πράξη δύο περιοχές εντοπίζονται: μία πριν την πρώτη κορυφή και η μία δεύτερη μετά την δεύτερη κορυφή. Η πρώτη ξεκινά 512 ns πριν την 1^η κορυφή και τερματίζει ένα κανάλι πριν την έναρξη της θεωρούμενης κορυφής, ενώ η δεύτερη περιοχή ξεκινά 3.5 μs μετά το πέρας της 2^{ης} κορυφής με διάρκεια επίσης 512 ns.

Αναφορικά με την μορφή της βασικής γραμμής, δύο είναι οι περιπτώσεις που πρέπει να αναγνωριστούν:

- αν η βασική γραμμή βρίσκεται εντός μιας κορυφής μακράς διάρκειας, τότε θεωρείται ότι η «ουρά» είναι εκθετικής ή πολυωνυμικής μορφής
- ενώ σε διαφορετική περίπτωση θεωρείται γραμμική

A3β Ολοκλήρωση του σήματος κρυστάλλου BaF₂

Από την στιγμή που προσδιοριστούν τα χαρακτηριστικά της βασικής γραμμής υπολογίζονται τα κάτωθι:

- το ολοκλήρωμα (ως προς την βασική γραμμή) με όρια την αρχή της κορυφής έως 20 ns αργότερα
- το μέγιστο ύψος του παλμού και η αντίστοιχη τιμή της βασικής γραμμής για το διάστημα που αναφέρθηκε
- το ολοκλήρωμα από την αρχή έως 3.5 μs αργότερα

Το πλήθος των κορυφών για τις οποίες θα γίνει προσαρμογή, καθορίζεται από την τάξη της αλληλεπικάλυψης και για περιπτώσεις που αυτή ξεπερνά την οριακή τιμή των 12, δεν πραγματοποιείται για λόγους οικονομίας υπολογιστικού χρόνου (CPU time).

A4 Παράμετροι

Για κάθε κορυφή προκύπτουν 17 παράμετροι, 8 ακέραιοι (integer) και 9 κινητής υποδιαστολής (float).

Ακέραιοι:

1. Χρόνος έναρξης κορυφής

2. Χρόνος μεγίστου κορυφής
3. Χρόνος λήξης κορυφής
4. Αριθμός κορυφής
5. Τάξη αλληλεπικάλυψης
6. Τιμή κορυφής «μακράς διάρκειας» (Long peak flag, 0: normal, 1: long, 2: too long)
7. Κατώφλι
8. Τύπος βασικής γραμμής (0: γραμμική, 1: εκθετικής «ουράς»)

Κινητής υποδιαστολής

1. τιμή βασικής γραμμής κατόπιν προσαρμογής (σε μονάδες ADC)
2. ύψος ‘γρήγορης συνιστώσας’ (fitted)
3. ύψος ‘αργής’ συνιστώσας (fitted)
4. ρύθμιση χρόνου έναρξης (ns)
5. σταθερά χρόνου ανόδου (και πτώσης) ‘γρήγορης’ συνιστώσας (ns)
6. βέλτιστη τιμή χ^2 που προκύπτει από την προσαρμογή της κορυφής
7. μετρούμενη μέγιστη τιμή ύψους, ως προς την βασική γραμμή (fitted baseline, σε μονάδες ADC)
8. μετρούμενη τιμή ολοκλήρωσης κατά τη διάρκεια των 20 ns, ως προς την βασική γραμμή (fitted baseline, σε μονάδες ADC × ns)
9. μετρούμενη τιμή ολοκλήρωσης κατά τη διάρκεια των 3.5 μ s, ως προς την βασική γραμμή (fitted baseline, σε μονάδες ADC × ns)

run	description	CPU (s)	NCU (s)	DST (Mb)	rate (s/Mb)
4017	Au high intensity	264	869	9.2	95
4039	Au low intensity	298	595	3.8	157
4044	PuC calibration	408	652	6.4	102
4057	U high intensity	218	718	3.7	194
4067	⁶⁰ Co calibration	207	684	13	53

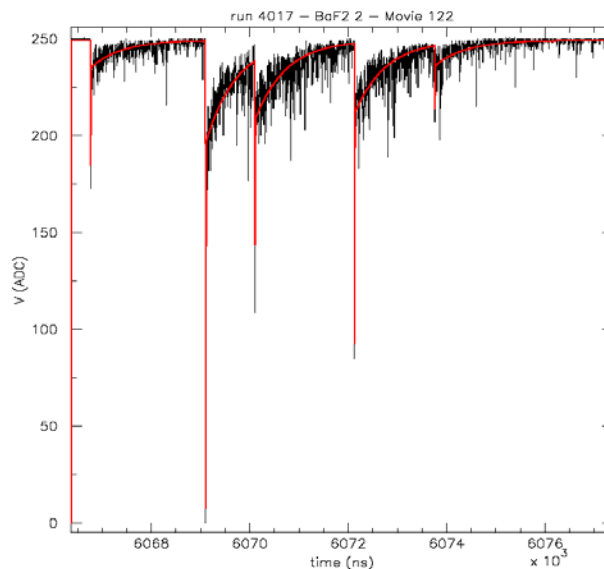
Πίνακας α1: Απαιτούμενος χρόνος επεξεργασίας των ανεπεξεργαστων δεδομένων (raw data)

Στον πίνακα α1, παρουσιάζονται ενδεικτικά οι χρόνοι επεξεργασίας δεδομένων για διαφορετικές μετρήσεις. Στην στήλη CPU βρίσκονται οι πραγματικοί χρόνοι σε sec, ενώ στην αντίστοιχη NCU (Normalized Cern Units) είναι οι χρόνοι της CPU στήλης διαιρούμενοι με μια σταθερά. Στην προτελευταία στήλη παρουσιάζεται το μέγεθος του αρχείου DST (Data Summary Tape) σε Mb, ενώ η τελευταία δίνει τον NCU χρόνο που χρειάζεται για δημιουργηθεί ένα αρχείο DST μεγέθους 1 Mb. Ο εκτιμώμενος χρόνος για την επεξεργασία ενός τμήματος (segment) δεδομένων είναι περίπου 15 λεπτά NCU.

A5 Χαρακτηριστικά λειτουργίας κρυστάλλου

A5α Αντιμέτωπιση αλληλεπικάλυψης

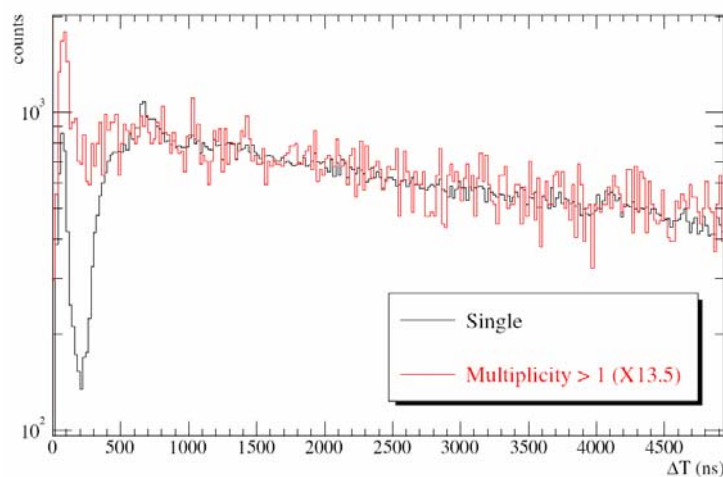
Στο σχήμα α5 παρουσιάζεται η μορφή του παλμού που λαμβάνεται από έναν κρύσταλλο BaF₂, από στόχο χρυσού για ενέργειες νετρονίων 5 eV (1⁰⁵ συντονισμός). Διακρίνονται: η μέτρηση, με μαύρο γράφημα και τον ανακατασκευασμένο σήμα, με κόκκινο, όπως αυτό προέκυψε μετά την εφαρμογή του αλγορίθμου.



Σχήμα α5: Μορφή παλμού κρυστάλλου BaF₂, πριν (μαύρο) και μετά την ανακατασκευή (κόκκινο)

Διακρίνεται ότι η ‘αργή’ συνιστώσα έχει σημαντική διακύμανση, ενώ το σήμα που αντιστοιχεί στη βασική γραμμή παρουσιάζει σταθερότητα, φανερώνοντας ότι αυτό είναι αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης της γ ακτινοβολίας εντός του κρυστάλλου. Επίσης παρατηρείται ότι εωσότου το σήμα να επιστρέψει στην βασική γραμμή πραγματοποιούνται τουλάχιστον τρεις αλληλεπιδράσεις. Αυτό καταδεικνύει την ανάγκη εφαρμογής ενός αλγορίθμου που θα αντιμετωπίζει επαρκώς το φαινόμενο της αλληλεπικάλυψης.

Το μεσοδιάστημα μεταξύ τυχαίων γεγονότων ακολουθεί μια κατανομή Poisson. Πραγματοποιώντας μέτρηση με δείγμα μικρής ποσότητας ^{235}U (σχήμα αβ), γνωρίζουμε ότι τα περισσότερα γεγονότα οφείλονται στο υπόστρωμα και κατ’έκταση μία τέτοια μέτρηση προσεγγίζει ικανοποιητικά την ανίχνευση τυχαίων γεγονότων.

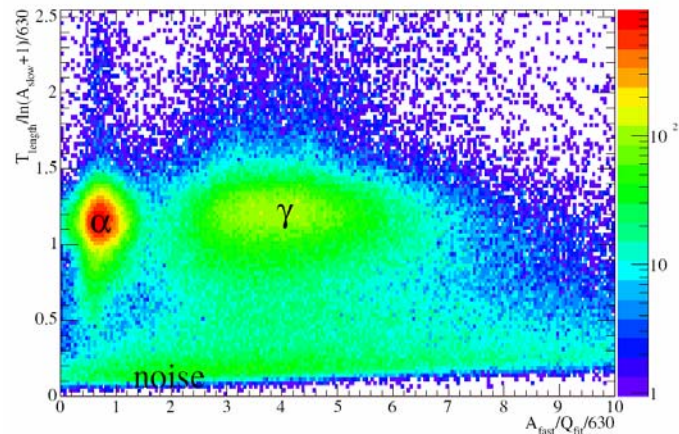


Σχήμα α5: Μεσοδιάστημα για έναν κρύσταλλο (μαύρο) και για σύμπτωση γεγονότος (κόκκινο)

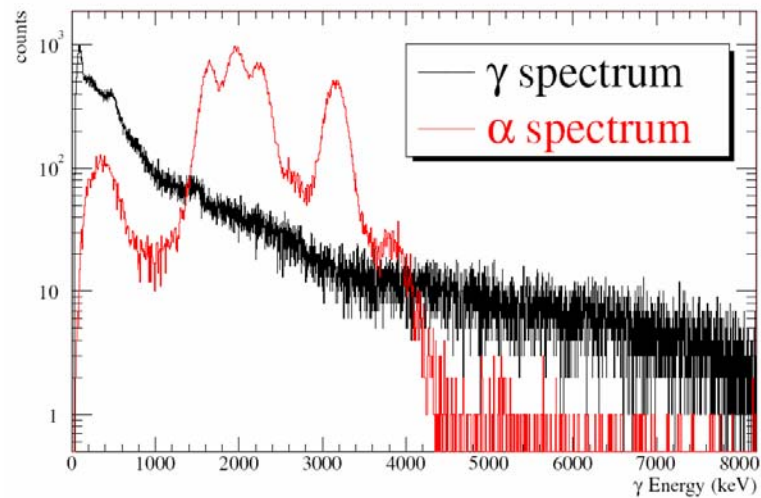
Με μαύρο παριστάνονται τα γεγονότα που καταγράφονται από έναν κρύσταλλο μόνο, ενώ με κόκκινα αυτά τα οποία έχουν διεγείρει τουλάχιστον δύο κρυστάλλους ταυτόχρονα. Για να είναι δυνατή η υπέρθεση μεταξύ των δύο σημάτων, στο ιστόγραμμα με πολλαπλότητα μεγαλύτερη του 1 (κόκκινο), έχει επιδράσει ο παράγοντας 13.5.

A5β Διάκριση μορφής παλμού (Pulse Shape Discrimination)

Στο σχήμα α6 παρουσιάζετε η διάκριση της μορφής παλμού, ενώ στο α7 τα αντίστοιχα φάσματα.



Σχήμα α6: Pulse Shape Discrimination



Σχήμα α7: Ενεργειακό φάσμα γ (μαύρο) και α (κόκκινο) όπως προκύπτει από το α6

Το σχήμα α6, είναι ένα διάγραμμα δύο διαστάσεων, όπου ο άξονας χ παριστά τον λόγο $A_{fast}/Q_{fit}/630$. Για σωματίδια α ο λόγος αναμένεται να είναι μικρότερος της μονάδας, ενώ για γ ακτινοβολία υπάρχει διακύμανση μεταξύ των κρυστάλλων (~ 5). Ο άξονας γ παριστά τον λόγο του χρόνου του πραγματικού σήματος (σχήμα α4) ως προς τον αναμενόμενο (εξ.Α5). Ο λόγος αυτός λαμβάνει

τιμές περί της μονάδας για φυσιολογικό σήμα, με χαμηλότερες τιμές να φανερώνουν ότι οι κορυφές επιστρέφουν στην βασική γραμμή πολύ γρήγορα. Στο διάγραμμα α6, διακρίνονται καθαρά οι περιοχές των άλφα και γ. Αυτές μπορούν να μετατραπούν σε ενεργειακά φάσματα (α7), και είναι φανερό ότι δεν υπάρχει ανάμειξη σωματιδίων άλφα στο φάσμα των γ.

A5γ Μετατροπή σήματος σε ενέργεια

Η ενέργεια των γ προήλθε από:

- την ολοκλήρωση του σήματος (για χρόνο 3.5 μs)
- την ολοκλήρωση του σήματος μετά την προσαρμογή (εξ.Α6)

κατόπιν της ενεργειακής βαθμολόγησης, μελετώνται:

1. Η διακριτική ικανότητα μέσω πηγής ^{60}Co , χρησιμοποιώντας και το μετρούμενο σήμα, αλλά και το προσαρμοσμένο. Στον πίνακα α2 δίνονται οι μέσες τιμές του FWHM για τις δύο κορυφές της πηγής (1173 και 1332 keV).

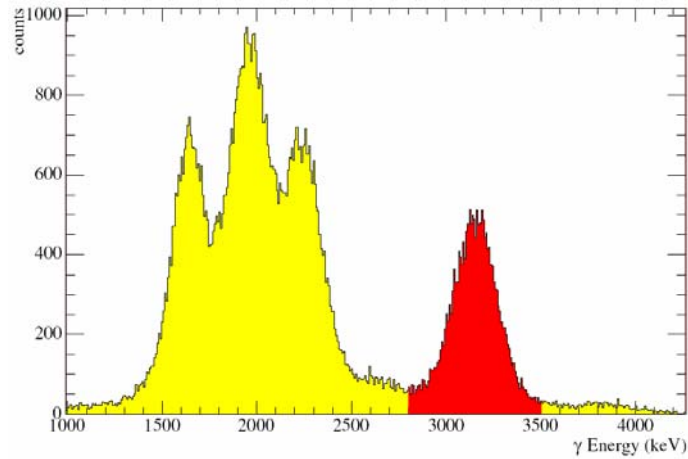
rate (MHz)	Measured integral	Fitted integral
100	15.3%	15.0%
200	13.2%	12.1%
500	13.0%	10.9%

Πίνακας α2: Ενεργειακή διακριτική ικανότητα με την χρήση πηγής ^{60}Co

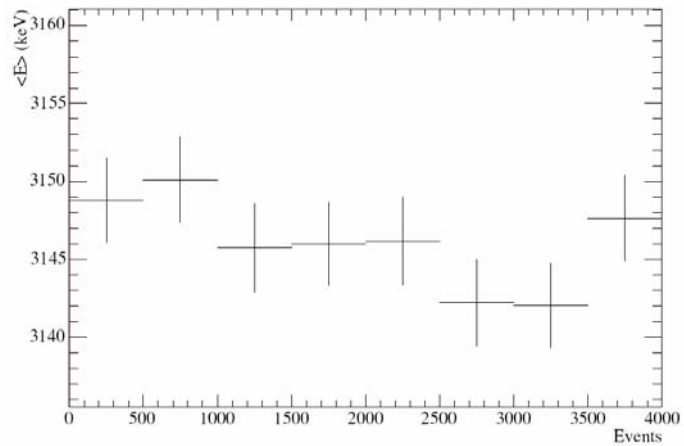
2. Η γραμμικότητα, πραγματοποιώντας βαθμολογήσεις με διαφορετικές πηγές: ^{137}Cs (66 keV), ^{60}Co (1173 και 1332 keV) και PuC (6130 keV). Η γραμμική παλινδρόμηση για 8 κρυστάλλους, έδειξε ότι ο παράγοντας r^2 είναι της τάξης του 0.9999.

3. Η σταθερότητα μελετήθηκε μέσω της διάσπασης του ισοτόπου ^{214}Po (άλφα 7.7 MeV). Η διακριτική ικανότητα για αυτή την ενέργεια είναι περίπου 12%. Καταγράφηκε η μέση τιμή της ενέργειας που προέρχεται από τα άλφα των 7.7 MeV, της διάσπασης του ^{214}Po . Ως περιοχή ενδιαφέροντος επιλέχθηκε αυτή μεταξύ 2.8 και 3.5 MeV, μετά την βαθμολόγηση (κόκκινο χωρίο – σχήμα α8). Όπως παρατηρείται στο σχήμα α9, η διακύμανση για την

γραμμή των 7.7 MeV είναι περίπου 6 keV, για μια μέση τιμή 3150 keV (πάντα σε σχέση με την βαθμολόγηση των γ).



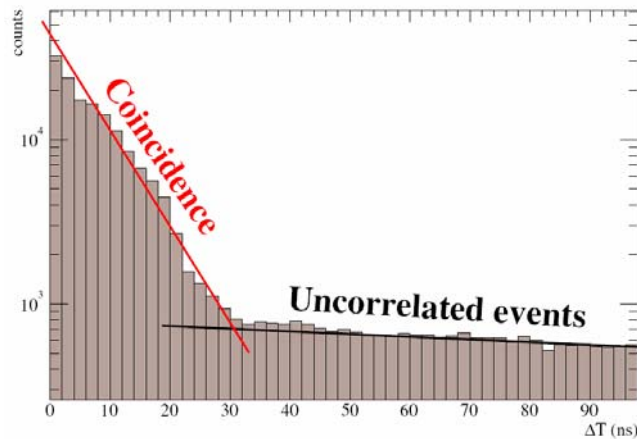
Σχήμα α8: Ενεργειακή περιοχή των άλφα που επιλέχθηκε για την μελέτη της σταθερότητας



Σχήμα α9: Μεταβολή της μέσης τιμής της ενέργειας των άλφα (7.7 MeV)

Α6 Λειτουργία TAC

Α6α Παράθυρο σύμπτωσης

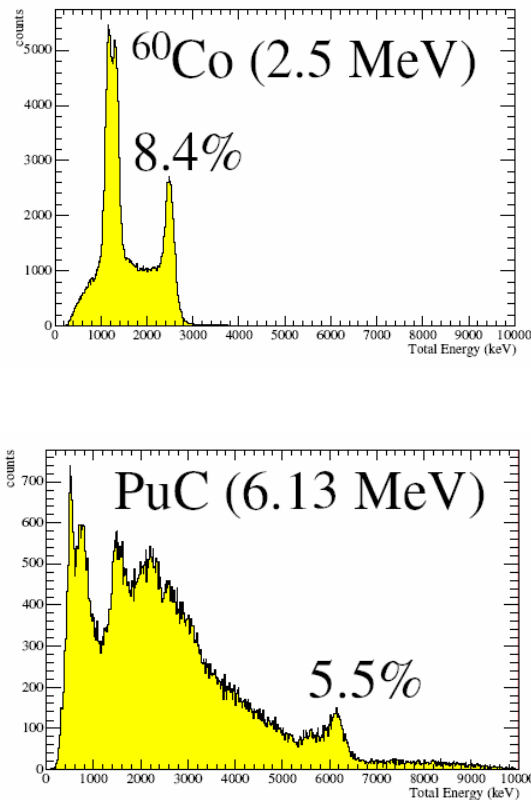


Σχήμα α10: Κατανομή ελάχιστου χρόνου μεταξύ δύο κρυστάλλων

Στο γράφημα α10 παρουσιάζεται η κατανομή του ελάχιστου χρόνου μεταξύ δύο ανιχνευτών για στόχο χρυσού 0.1 mm. Εντοπίζονται δύο περιοχές, η πρώτη έως την χρονική στιγμή των 30 ns όπου παρατηρείται σημαντική μείωση (μία τάξη μεγέθους), χαρακτηριστικό για τα γεγονότα σύμπτωσης και η δεύτερη για τα ασυσχέτιστα γεγονότα, σχεδόν σταθερή. Από το γράφημα προκύπτει ως χρόνος σύμπτωσης η τιμή των 25 ns.

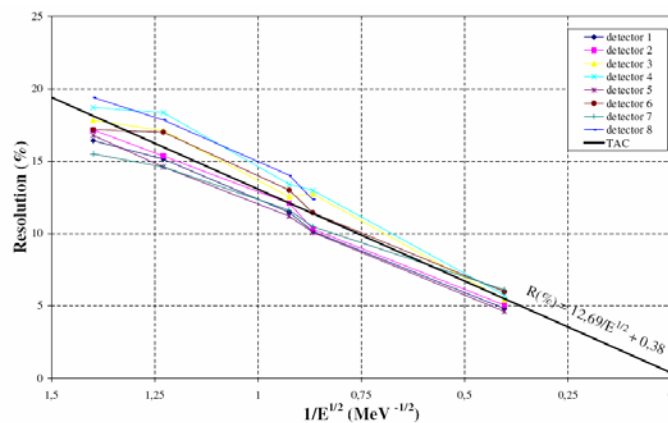
Α6β Ενεργειακή διακριτική ικανότητα του TAC

Τα φάσματα από μετρήσεις πηγών ^{60}Co και PuC δίνονται στο γράφημα α11. Για τις περισσότερες των περιπτώσεων η διακριτική ικανότητα είναι ικανοποιητική, ώστε να διαχωρίζονται επαρκώς οι γραμμές του κοβαλτίου (1173 και 1332 keV).



Σχήμα α11: Φάσμα των γάμμα από πηγές ^{60}Co (επάνω) και PuC (κάτω)

Η διακριτική ικανότητα κάθε κρυστάλλου καθώς και η συνολική του καλοριμέτρου, όπως προέκυψε από αυτές τις βαθμολογήσεις, φαίνεται στο σχήμα α12, προσδιορισμένη ως FWHM συναρτήσει του $1/\sqrt{E}$.



Σχήμα α12: Διακριτική ικανότητα του καλοριμέτρου

Αναφορές

[1] C. Rubbia et al., Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier, CERN/AT/95-44 (ET), (29 September 1995)

[2] Accelerator Driven Systems and Fast Reactors in Advanced Nuclear Fuel Cycles, ISBN 92-64-18482-1 ENEA/OECD Report, 2002

[3] H. Leeb, Proc. of the Joint CERN-EC-GEDEON-OECD/NEA Workshop, 21- 22 September 1998, CERN, Geneva

[4] "The NEA High Priority Nuclear Data Request List", Status in May 1998, OECD-NEA Nuclear Science Committee

[5] H. Arnould et al., "Experimental Verification of Neutron Phenomenology in Lead and Transmutation by Adiabatic Resonance Crossing in Accelerator Driven Systems", submitted to Phys. Letters B

[6] R.A.Alpher, H.A.Bethe, G.Gamov, Phys.Rev. (73) (1948) 803

[7] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle, "Synthesis of the Elements in Stars", Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 547

[8] G.Wallerstein et al., Synthesis of the elements in stars: forty years of progress, Rev.Mod.Phys. (69) (1997) 995

[9] M.Arnould, K.Takahash, Nuclear Astrophysics, Rep.Prog.Phys. 62 (1999) 395-464

[10] G.A. Miller, B.M.K. Nefkens and I. Slaus, Phys. Rep. 194 (1990), 1

[11] Proposal: European Collaboration for high resolution measurements of neutron cross sections between 1 eV and 250 MeV, CERN/SPSC 99-8 SPSC/P 310, 17 March 1999

[12] V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A95 (1967), 420

[13] JEFF, Joint European Fission and Fusion file

[14] JENDL, Japanese Evaluated Nuclear Data Library

-
- [15] ENDF, ENDF/B-VI, Evaluated Nuclear Data File
- [16] BROND, Russian Nuclear Data Library
- [17] CENDL, Chinese Evaluated Nuclear Data Library
- [18] V.McLane, ENDF-102, data formats and procedures for the evaluated nuclear data file ENDF-6, Tech. Rep. BNL-NCS-44945-01, Brookhaven National Laboratory (2001)
- [19] NJOY 99, Nuclear Data Processing System (1999)
- [20] PREPRO2002: Pre-Processing code system for data in ENDF/B format (2002)
- [21] Neutron Sources: for basic physics and applications, Oxford New York Pergamon Press 1983
- [22] J.M.Salome, R.Cools, Nucl.Instr.Meth. 179 (1) (1981) 13
- [23] J.M.Salome, Physicalia 8 (4) (1986) 261
- [24] P.Moon and J.Tillman. Proc. Roy. Soc. A 153 (1936) 476
- [25] Bohr, N.Nature 137 (1936) 344
- [26] G.Breit and E.Wigner, Phys.Rev. 49 (1936) 519
- [27] J.E.Lynn, The theory of neutron resonance reactions, Clarendon Press, Oxford 1968
- [28] O.Bohigas, M.J.Giannoni, C.Schmit, Characterization of chaotic quantum spectra and universality of level fluctuation laws, Phys.Rev.Lett. 48 (6) (1982) 1086-1089
- [29] C.E.Porter, R.G.Thomas, Fluctuations of nuclear reaction widths, Phys.Rev. 104 (2) (1956) 483-491
- [30] F.H. Fröhner, Evaluation and analysis of nuclear resonance data, AEN-NEA JEFF report 18, 2000
- [31] A.M.Lane, R.G.Thomas, R-Matrix Theory of nuclear reaction, Review of Modern Physics, 17 (1960) 563

- [32] W.Hauser, H.Feshbach, The inelastic scattering of neutrons, *Physical Review* 87 (1952) 336
- [33] O.Bouland, R.Babut, N.M.Larson, Samqua – A program for generating all possible combinations of quantum numbers leading to a same compound nucleus state in the framework of the R – Matrix code SAMMY, JEFDOC-926, ENDF-363 (2003)
- [34] C.W.Reich, M.S.Moore, *Physical Review* 111 (1958) 929
- [35] N.T.Koyumdjieva, N.B.Janeva, Unresolved resonance region – Neutron cross sections presentation, INT.Conf.Nuclear Data for Science and Technology Bologna – Italy 1997
- [36] N.T.Koyumdjieva, N.B.Janeva, Validation of the characteristic function model for the unresolved resonance region, *Nuclear Science and Engineering* 137 (2001) 194
- [37] P.A.Moldauer Statistics and the average cross section, *Nuclear Physics A* 344 (1980) 185
- [38] A high Resolution Spallation driven Facility at the CERN-PS to measure Neutron Cross Sections in the Interval from 1 eV to 250 MeV, C. Rubbia et al., CERN/LHC/98-02 (EET), (1998) and CERN/LHC/98-02 (EET)-Add.1, (1998)
- [39] Technical Report, The n_TOF Collaboration, CERN/INTC 2000-018 (2000)
- [40] n TOF Status Report, The n_TOF Collaboration, CERN/INTC 2001-021, July 2001
- [41] CERN n TOF Facility: Performance Report, U. Abbondanno et al., The n_TOF Collaboration, CERN-SL-2002-053 ECT (2002)
- [42] Results from the commissioning of the n_TOF spallation neutron source at CERN, C. Borcea et al., *Nucl. Inst. Meth. A* 513 (2003) 524
- [43] R.Plag et al., *Nuc.Inst.Meth. A* 538 (2005) 692–702
- [44] D.Cano-Ott, F.Calviño, G.Cortés, E.González, A.Poch, J.L.Taín, Monte Carlo Simulation of the 4 π Total Absorption Calorimeter at n_TOF, n_TOF internal report (2003)

- [45] Measurement of the neutron capture cross sections of ^{233}U , ^{237}Np , $^{240,242}\text{Pu}$, $^{241,243}\text{Am}$ and ^{245}Cm with a Total Absorption Calorimeter at n_TOF, CERN INTC-2003-036 INTC-P-182
- [46] First parameterization of the neutron source at the n TOF and its influence on the collimation system, D. Cano-Ott et al., CIEMAT Ref: DFN/TR-03, II-00
- [47] Proposal for a two-step cylindrical collimator system for the n TOF facility, D. Cano-Ott et al., CIEMAT Ref: DFN/TR-04, II-00
- [48] G.Charpak, J.Derre, Y.Giomataris and Ph.Rebourgeard, Micromegas, a multipurpose gaseous detector, NIM A 478 (2002) 26-36
- [49] J. Pancin et al., Nucl. Inst. Meth. A, 524 (2004) 102
- [50] Status Report, n_TOF collaboration, CERN/INTC 2001-021, August 2001
- [51] C. Coceva et al., Nucl.Inst.Meth A 489 (2002) 346
- [52] Resolution Function and Flux from TOF02 C6D6 measurements, C. Domingo and J. L. Tain, n TOF Internal Note IFIC-2002-3
- [53] G. Lorusso et al., Nucl. Inst. Meth A 532 (2004) 622
- [54] K. Wisshak, F. Käppeler, Nucl. Instr. Meth 227 (1984) 91
- [55] G.W. Muradyan, Yu. V. Adamchuk, Yu.G. Shchepkin, M.A. Voskanyan, Nucl. Sci. Eng. 90 (1985) 60
- [56] M.C. Moxon, E.R. Rae, Nucl. Instr. Meth. 24, (1963) 445
- [57] R.L. Macklin, H.W. Schmitt, J.H. Gibbons, ORNL-2022, 5602
- [58] V.Nanal et al., Nucl.Ins.Meth. A389, 430-436, 1997
- [59] <http://www.photonis.com/>
- [60] www.cern.ch/castor/
- [61] <http://www.acqiris.com/>

[62] R. Plag, “The neutron sensitivity of the 4π BaF₂ detector for n_TOF”, n_TOF internal note, 2003

[63] S.A.Durrani and R.K.Bull, Solid State Nuclear Track Detection: Principles, Methods, and Applications, Pergamon; 1st edition (February 1, 1987)

[64] M. Zamani, D. Sampsonidis and E. Savvidis, An individual neutron dosimeter with (n, α) and (n,p) converters, Radiation Measurements, Volume 26, Issue 1, January 1996, Pages 87-92

[65] The n_TOF Collaboration, “Determination of the neutron fluence, the beam characteristics and the backgrounds at the CERN-PS TOF Facility, CERN/INTC 2000-016, INTC/P123, n_TOF-02-Experiment

[66] Pershore Mouldings Ltd, UK

[67] LR 115-Li₂B₄O₇, type B – Kodak

[68] Fast and High – Energy Neutron Detection With Nuclear Track Detectors: Results of the European Joint Experiments 1992/93, *EURADOS – Report 1995 – 01*, 3 – 61

[69] F.H. Fröhner, E. Haddad, W.M. Lopez, and S.J. Friesenhahn, “Accuracy of resonance parameters from combined area and self-indication measurements”, Proceedings of the International Conference on Neutron Cross Section Technology”, Washington, D.C., 22 – 24 March, 1966, pp. 55 – 66

[70] J.A. Harvey, “Experimental Neutron Resonance Spectroscopy”, Academic Press, New York and London, Edited by J.A. Harvey, 1970

[71] A. Brusegan, “Neutron transmission measurements at the IRMM pulsed neutron facility GELINA”, XIV International School on Nuclear Physics, Neutron Physics, and Nuclear Energy, BgNS Transactions, Vol. 7, No. 1, 2002, p.8

[72] R.E. Chrien, “Neutron capture cross section measurement techniques”, BNL 19789

[73] F. Corvi, “The measurement of neutron capture cross sections via prompt gamma-ray detection”, Proc. Spec. Meeting on Measurement, Calculation and

Evaluation of Photon Production Data, eds. C. Coceva et al., Bologna Nov. 9-11, 1994, Report NEA/NSC/DOC (95)1, p. 229

[74] D.B. Gayther, and R.B. Thom, “Prompt gamma-ray detectors for the measurement of neutron capture cross-sections”, Proceeding of the NEANDC/NEACRP specialists’ meeting on fast neutron capture cross sections at Argonne National Laboratory, ANL-83-4 NEANDC(US)- 214/L (1982) 205

[75] K. Saito, M. Igashira, T. Ohsaki, T. Obara and H. Sekimoto, “Measurement of Cross Sections of the ^{210}Po Production Reaction by keV-Neutron Capture of ^{209}Bi ”, Proceedings of the 2002 Symposium on Nuclear Data, November 21-22, JAERI, Tokai, Japan, pp. 1133-1137

[76] C. Coceva, “Radiative transitions from neutron capture in ^{53}Cr resonances”, Nuovo Cimento, A107 (1994) 85

[77] M.C. Moxon and E.R. Rae, “A gamma-ray detector for neutron capture cross-section measurements”, Nucl. Instr. & Meth. 24 (1963) 445

[78] R.L. Macklin and J.H. Gibbons, “Capture-Cross-Section Studies for 30-220-keV Neutron Using a New Technique”, Phys. Rev, 159 (1967) 1007

[79] F. Corvi, G. Fioni, F. Gasperini and P.B. Smith, “The weighting function of a neutron capture detection system”, Nucl. Sci. Eng., 107 (1991) 272

[80] J.N. Wilson, B. Hass, S. Boyer, D. Dassie, G. Barreau, M. Aiche, S. Czajkowski, C. Grosjean, A. Guiral, “Measurements of (n,γ) neutron capture cross-sections with liquid scintillator detectors”, Nucl. Instr. & Meth. A 511 (2003) 388

[81] K. Wisshak, K. Guber, F. Käppeler, J. Krisch, H. Müller, G. Rupp, and F. Voss, “The Karlsruhe 4π barium fluoride detector”, Nucl. Instr. Meth., A292 (1990) 595

[82] R. Reifarh et al., “ (n,γ) measurements on radioactive isotopes with DANCE”, NIM B, 241, Issues1-4, pages176-17, 2005

[83] G. Lorusso et al., “Time–energy relation of the n TOF neutron beam: energy standards revisited”, NIM A, 532 (2004) 622–630

[84] C.Coceva, et al., NIM A 489 (2002) 346

[85] C.Borcea et al., Results from the commissioning of the n TOF spallation neutron source at CERN, Nuc. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 513 (2003), pag. 524.

[86] CERN SL-ECT Group, PTB group, n TOF neutron fluence with the PTB Fission Chambers, CERN/SL/ECT/2002, CERN, Geneva, 2002

[87] C. Guerrero et al., «Status of the data analysis of the n TOF-2004 (n,γ) cross section measurements of ^{237}Np , ^{240}Pu and ^{243}Am », in The n TOF meeting on the status of the data analysis, (Valencia, Spain), June. 13-14 2005

[88] N. M. Larson: "Updated Users' Guide for SAMMY: Multilevel R-Matrix Fits to Neutron Data Using Bayes' Equations"

[89] <http://pceet075.cern.ch/>

[90] S. Agostinelli et al., 'Geant4—a simulation toolkit', NIM A, Volume 506, Issue 3, 1 July 2003, Pages 250-303

[91] J. Briesmeiter, 'MCNP-a general monte carlo N-particle transport code', Rap. tech. Version 4B, LA-12625-M, LANL, 1997

[92] W.Driri, E.Berthoumieux, F.Gunsing, C.Lampoudis, 'Simulations Monte Carlo du TAC', CEA – Saclay

[93] J.Tain, F.Gunsing and D.Cano-Ott, «Monte Carlo generation of capture cascades». Presentation at 7th n TOF Meeting, 13-14 July 2000

[94] C. Domingo-Pardo, New radioactive neutron capture measurement of ^{207}Pb and ^{209}Bi . These doctorat, Universidad de Valencia, 2004

[95] M. Bhat, «Evaluated nuclear structure data file (ENSDF) », in Nuclear Data for Science and Technology, (Berlin), p. 817, Springer, 1992

[96] J. Kopecky et al., «Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations», Physical Review, vol. C41, p. 1941, 1990

[97] B. Moretti, «Molybdenum Neutron Transmission Measurements and the Development of Enhanced Resolution Neutron Target», Doctoral Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York, 1996

-
- [98] G. James et al., «Intermediate structure studies of ^{234}U cross sections», *Physical Review*, vol. C15, p. 2083, 1977.
- [99] S. Mughabghab, *Atlas of Neutron Resonances*, vol. 1. Elsevier, 5th edition 2006.
- [100] P. Milazzo et al., Measurements of neutron capture cross sections for ADS related studies *Nucl. Instr. and Meth. B213* (2004) 36-41
- [101] K. Wisshak et al., The Karlsruhe 4π Barium Fluoride Detector, *Nucl. Instr. and Meth. A292* (1990) 595-618.
- [102] Y. Kecheroud, Analyse de forme de signaux issus de BaF_2 , CEA DAPNIA/SPhN report, unpublished, 2003.
- [103] S. Marrone et al., Pulse shape analysis of liquid scintillators for neutrons studies *Nucl. Instr. and Meth. A490* (2002) 299-307
- [104] Q. Yue et al., *Nucl. Instr. and Meth. A511* (2003) 408-416
- [105] N.V. Kornilov et al., Neutron spectroscopy with fast waveform digitizer, *Nucl. Instr. and Meth. A497* (2003) 467-478
- [106] S.D. Jastaniah and P.J. Sellin, Digital Pulse Shape Algorithms for Scintillation Based Neutron Detectors, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 49 (2002) 1824
- [107] Numerical Recipes x15.5. <http://www.nr.com>

Λίστα σχημάτων

Σχήμα 1.1 Λίστα ισοτόπων υψηλής προτεραιότητας, συναρτήσει ατομικού αριθμού και περίσσειας νετρονίων

Σχήμα 1.2 Σχηματική αναπαράσταση του κύκλου Th - U

Σχήμα 1.3 Σχετικές ισοτοπικές αφθονίες συναρτήσει του ατομικού βάρους. Η συνεχής καμπύλη παριστά την συνεισφορά των s και r διαδικασιών, όπως αυτή έχει υπολογιστεί

Σχήμα 1.4 Παράσταση τερματισμού του s-μηχανισμού. Τα γραμμοσκιασμένα στοιχεία αποτελούν σταθερούς πυρήνες

Σχήμα 1.5 Τμήμα των δεδομένων για το ισότοπο ^{197}Au από την βιβλιοθήκη JEFF 3.0

Σχήμα 2.1 Κινηματική της σκέδασης νετρονίου – πυρήνα ως προς το σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου (αριστερά) και του κέντρου μάζας (δεξιά)

Σχήμα 2.2 Συνάρτηση διέγερσης του ισότοπου ^{234}U (capture) – JEFF 3.3

Σχήμα 2.3 Διαγραμματική αναπαράσταση σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα και της αποδιέγερσής του. Σημειώνονται τυπικές τιμές για τα εύρη μεταξύ των ενεργειακών σταθμών καθώς και για ενέργεια σύνδεση του νετρονίου. Οι συντονισμοί που παρατηρούνται αντιστοιχούν στις διεγερμένες ενεργειακές στάθμες του σύνθετου πυρήνα

Σχήμα 2.4 Breit – Wigner μορφή του ‘προφίλ’ της ενέργειας (δεξιά), μιας ενεργειακής στάθμης με πεπερασμένο χρόνο ζωής (αριστερά)

Σχήμα 2.5 Ενεργός διατομή $^{238}\text{U}(n,\gamma)$, με διάφορες πηγές νετρονίων για τις αντίστοιχες περιοχές του φάσματος

Σχήμα 2.6 Ενεργειακές στάθμες και ενεργός διατομή στα πλαίσια της δημιουργίας του σύνθετου πυρήνα

Σχήμα 2.7 Αναπαράσταση της κυματοσυνάρτησης ενός καναλιού c, ως συνάρτηση της απόστασης r. Για $r < ac$, η κυματοσυνάρτηση είναι το ανάπτωμα των ιδιοκαταστάσεων του σύνθετου πυρήνα, ενώ για την εξωτερική περιοχή ($r > ac$), σχετίζεται με τις συναρτήσεις Bessel

Σχήμα 3.1 Κάτοψη της διάταξης του πειράματος n_TOF , με συνοπτικές λεπτομέρειες για τον στόχο μολύβδου

Σχήμα 3.2 Ενεργειακή κατανομή των νετρονίων στο σημείο εξόδου από το στόχο (μαύρο) και στον χώρο μετρήσεων (κόκκινο)

Σχήμα 3.3 Άποψη των στοιχείων που απαρτίζουν το σύνολο του τούνελ του πειράματος

Σχήμα 3.4 Γεωμετρία της γραμμής διαφυγής των νετρονίων όπως αυτή προέκυψε από τον κώδικα MCNPX

Σχήμα 3.5 Η ολοκληρωμένη ροή της δέσμης (fluence), όπως προσδιορίστηκε από τους στόχους ^{235}U , ^{238}U και από τις προσομοιώσεις

Σχήμα 3.6 Σχέδιο των δύο τύπων κρυστάλλου που απαρτίζουν το καλορίμετρο

Σχήμα 3.7 Το φάσμα εκπομπής του BaF_2

Σχήμα 3.8 Η απόκριση του καλορίμετρου στα σκεδαζόμενα νετρόνια ($1eV - 1MeV$) για στόχο ^{197}Au (από Monte Carlo)

Σχήμα 3.9 Το φάσμα ενέργειας των γάμμα για την περίπτωση του συντονισμού των $4.9eV$ του ^{197}Au (από Monte Carlo): χωρίς απορροφητή (μαύρο), με απορροφητή 6LiH (κόκκινο) και απορροφητή πολυαιθυλενίου (μπλε)

Σχήμα 3.10 Η ροή της πληροφορίας από τον ανιχνευτή στα μέσα αποθήκευσης (DSTs) έως τα pc για την επεξεργασία

Σχήμα 3.11 Ο ρυθμός καταγραφής γεγονότων για διαφορετικές πειραματικές συνθήκες

Σχήμα 3.12 Το σύνολο των γεγονότων για ένα κανάλι: Στο επάνω πλαίσιο εμφανίζονται όλα τα γεγονότα (κάθετες γραμμές) για την διάρκεια των 16ms. Μια μεγέθυνση κατά έναν παράγοντα $\times 2300$ που αντιστοιχεί σε χρόνο $7\mu s$ φαίνεται στο μεσαίο πλαίσιο, όπου γίνεται αντιληπτή η μορφή του παλμού. Μια επιπλέον μεγέθυνση ($\times 10$) έχει ως αποτέλεσμα το τρίτο πλαίσιο, στο οποίο αναδεικνύεται η συνθήκη κατωφλίου (zero suppression)

Σχήμα 4.1 Στοιχεία που απαρτίζουν τον ανιχνευτή, με τις αντίστοιχες διαστάσεις

Σχήμα 4.2 Αναπαράσταση χωρικής κατανομής ιχνών λόγω των θερμικών νετρονίων: πλέγμα τριών διαστάσεων (αριστερά) και χρωματικός χάρτης δύο διαστάσεων (δεξιά) ($\times 10^3 \text{ tracks/cm}^2$)

Σχήμα 4.3 Κάθετη προβολή της δέσμης για δύο ενεργειακές περιοχές (micromegas)

Σχήμα 4.4 Προφίλ της δέσμης όπως προέκυψε από τον ανιχνευτή micromegas, για έναν παλμό πρωτονίων ($7 \times 10^{12} p$)

Σχήμα 4.5: Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης του ανιχνευτή ταχέων νετρονίων.

Σχήμα 4.6: Δεύτερος διαμορφωτής: Το δείγμα #25 βρίσκεται σχεδόν εντός της δέσμης (λίγα mm από τον σωλήνα). Η τιμή της ροής νετρονίων είναι 71511 n/cm^2 . Ενδεικτικά αναφέρεται ότι η αναμενόμενη ροή για ενέργεια πάνω από 0.5 eV υπολογίζεται σε $\sim 45000 \text{ n/cm}^2$ (συμπεραλαμβανομένου και του συντελεστή μείωσης του διαμορφωτή). Το δείγμα #17 είναι σε επαφή με τον σωλήνα της δέσμης και καταδεικνύει ότι ο συντελεστής μείωσης του διαμορφωτή για τις υψηλές ενέργειες είναι της τάξης του 500. Η πυκνότητα ιχνών για το δείγμα #28 είναι μόλις υπερβαίνει το κάτω όριο ανίχνευσης.

Σχήμα 4.7: Αποτελέσματα των μετρήσεων κατά μήκος του σωλήνα στον χώρο μετά τον μαγνήτη εξάλειψης των φορτισμένων σωματιδίων που ταξιδεύουν μαζί με τα νετρόνια. Το δείγμα #27 πρακτικά βρίσκεται στην περιοχή που καταλήγουν τα φορτισμένα σωματίδια που «κόβει» ο μαγνήτης.

Σχήμα 4.8: Τιμές πυκνότητας ιχνών και αντίστοιχης ροής νετρονίων για την επιφάνεια του τοίχου πριν τον μαγνήτη. Οι διαφορά τιμών για τα δείγματα #26 και #20 (ουσιαστικά ίδια θέση) οφείλεται στην κατεύθυνση του μεταλλάκτη και φανερώνει το πλήθος των νετρονίων που διαπερνούν τον τοίχο. Όλες οι τιμές είναι σαφώς άνω του ορίου ανίχνευσης.

Σχήμα 4.9: Τοίχος θωράκισης του χώρου των μετρήσεων. Οι τιμές είναι κοντά στο όριο ανίχνευσης ενώ μάλλον δεν μπορούν να προκύψουν ασφαλή συμπεράσματα για την κατευθυντικότητα των νετρονίων.

Σχήμα 4.10: Χαρτογράφηση του τοίχου εντός του χώρου των μετρήσεων. Αρκετά δείγματα κάτω του ορίου ανίχνευσης.

Σχήμα 4.11: Τοίχος πριν την γραμμή διαφυγής των νετρονίων της δέσμης.

Σχήμα 4.12: Γραμμή διαφυγής των νετρονίων της δέσμης. Μη ανιχνεύσιμη ροή νετρονίων.

Σχήμα 5.1 Κατανομή απόκρισης ανιχνευτή για διάφορες ενέργειες των γάμμα (επάνω) και η συνάρτηση βάρους (κάτω)

Σχήμα 5.2 Τρεις διαφορετικές περιπτώσεις διαδοχικών μεταπτώσεων του συστήματος σύνθετου πυρήνα (αριστερά) και η κορυφή που προκύπτει από την καταγραφή και άθροιση όλων των γάμμα (δεξιά)

Σχήμα 5.3 Γεγονότα συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων τοποθετώντας διαδοχικά: τον στόχο ουρανίου (μαύρο), το κενό περίβλημα τιτανίου (κόκκινο), μόνο το πλαίσιο στήριξης του στόχου (πράσινο) και τον στόχο χωρίς δέσμη νετρονίων (μπλε)

Σχήμα 5.4 Ενεργειακή διακριτική ικανότητα από τις γραμμές των πηγών ^{137}Cs , ^{88}Y , ^{24}Na και ^{60}Co

Σχήμα 5.5 Ο όρος ΔL συναρτήσει της ενέργειας από FLUKA και CAMOT (σημεία) καθώς και το fit μέσω της σχέσης 2

Σχήμα 5.6 Εξάρτηση του όρου ΔL από την ενέργεια, όπως προέκυψε από προσομοιώσεις (FLUKA και CAMOT)

Σχήμα 5.7 Σχηματική αναπαράσταση του ανιχνευτή πυριτίου SiMON

Σχήμα 5.8 Τυπικό φάσμα του ανιχνευτή SiMON. Διακρίνεται η κορυφή του τριτίου για υψηλότερες ενέργειες

Σχήμα 5.9 Σχηματική αναπαράσταση του θαλάμου PTB

Σχήμα 5.10 Κατανομή ύψους παλμών του θαλάμου PTB, για την περίπτωση του ^{235}U

Σχήμα 5.11 Η ροή νετρονίων όπως προσδιορίστηκε από το Si-flux Monitor (μπλε κύκλοι) και τον θάλαμο PTB (κόκκινα τρίγωνα). Οι διαφορά μεταξύ των δύο μετρήσεων σε όλο το ενεργειακό φάσμα δίνεται στο κάτω γράφημα

Σχήμα 5.12 Ποσοστό της δέσμης νετρονίων που προσπίπτει σε στόχο διαμέτρου 1 cm [86]

Σχήμα 5.13 Μορφή της συνάρτησης διακριτικής ικανότητας σύμφωνα με τις προσομοιώσεις FLUKA (κόκκινο) και CAMOT (πράσινο) για δύο ενεργειακές περιοχές. Η

συνεχής καμπύλη (μπλε) και οι παράμετροι της προσαρμογής όπως προέκυψε από την συνάρτηση RPI

Σχήμα 5.14 Προσαρμογή συντονισμών Fe από SAMMY μετά την εφαρμογή των νέων παραμέτρων

Σχήμα 5.15 Προσαρμογή από SAMMY χρησιμοποιώντας την συνάρτηση RPI με τις αρχικές παραμέτρους (στικτή καμπύλη) και τις νέες παραμέτρους (συνεχής καμπύλη)

Σχήμα 5.16 Τεχνική βαθμολόγησης προσδιορίζοντας την αναλογία σύλληψης για τον κορεσμένο συντονισμό του ^{197}Au (4.9 eV)

Σχήμα 5.17 Τρισδιάστατη διαμήκης απεικόνιση του κρυστάλλου BaF_2 και των λοιπών στοιχείων που τον απαρτίζουν [91]

Σχήμα 5.18 Απόκριση του καλορίμετρου στις γάμμα των πηγών ^{137}Cs , ^{24}Na , ^{88}Y και ^{60}Co , για διαφορετικές τιμές εσωτερικής ακτίνας και χωρίς τον απορροφητή νετρονίων

Σχήμα 5.19 Γεωμετρία του καλορίμετρου με τον απορροφητή νετρονίων εντός, όπως προέκυψε από το λογισμικό GEANT4 [44]

Σχήμα 5.20 Αποτελέσματα προσομοίωσης για την πηγή ^{60}Co με (κόκκινο) και χωρίς (μαύρο) απορροφητή (αριστερά). Σύγκριση των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης πριν (μπλε) και μετά (κόκκινο) την διόρθωση της πυκνότητας με την αντίστοιχη πειραματική μέτρηση (δεξιά) [91]

Σχήμα 5.21 Υπόδειγμα σχήματος διαδοχικών μεταπτώσεων που χρησιμοποιήθηκε στις προσομοιώσεις

Σχήμα 5.22 Κατανομές πολλαπλότητας των γάμμα, από προσομοίωση (μαύρο) και πείραμα (κόκκινο), για τα ισότοπα του ^{197}Au (αριστερά) και του ^{234}U (δεξιά)

Σχήμα 5.23 Απόκριση του καλορίμετρου για τον 1ο συντονισμό του ^{197}Au σύμφωνα με τις προσομοιώσεις (μαύρο) και τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινο), για διαφορετικά κριτήρια επιλογής γεγονότων

Σχήμα 5.24 Απόκριση του καλορίμετρου για τον 1ο συντονισμό του ^{234}U σύμφωνα με τις προσομοιώσεις (μαύρο) και τα πειραματικά δεδομένα (κόκκινο), για διαφορετικά κριτήρια επιλογής γεγονότων

Σχήμα 5.25 Απόδοση ανίχνευσης συναρτήσει του ρυθμού γεγονότων για τα ισότοπα ^{197}Au (αριστερά) και ^{234}U (δεξιά), για τα διάφορα κριτήρια επιλογής

Σχήμα 5.26 Συντελεστής απώλειας απόδοσης για τα δύο ισότοπα, ^{197}Au (μαύρο) και ^{234}U (κόκκινο)

Σχήμα 5.27 Απόκριση TAC στην ακτινοβολία του χώρου των μετρήσεων, απουσίας δέσμης νετρονίων

Σχήμα 5.28 Απόκριση TAC στην ακτινοβολία του χώρου των μετρήσεων, παρουσίας δέσμης νετρονίων

Σχήμα 5.29 Απόκριση TAC με δέσμη νετρονίων, έχοντας εντός του καλορίμετρου το πλαίσιο στήριξης του στόχου

Σχήμα 5.30 Απόκριση TAC για κενό κέλυφος Ti

Σχήμα 5.31 Απόκριση TAC για τον στόχο C_{nat} : Ιστόγραμμα δύο διαστάσεων (επάνω) και τα φάσματα απόκρισης στις ακτίνες γάμμα (αριστερά) και της ολικής ενέργειας ως συνάρτηση της ενέργειας νετρονίων (δεξιά)

Σχήμα 5.32 Παράγοντας ευαισθησίας νετρονίων, για τους στόχους ^{234}U και C_{nat} από ENDF

Σχήμα 5.33 Απόκριση TAC για τον στόχο Pb. Φανερή μέσω των συντονισμών σύλληψης νετρονίων, η ύπαρξη πρόσμιξης ισωτόπων ^{121}Sb και ^{123}Sb ,

Σχήμα 5.34 Ανιχνευόμενες γάμμα από τον στόχο του μολύβδου που χρησιμοποιήθηκε κατά τη διάρκεια των μετρήσεων (μαύρο), καθώς και οι γάμμα από το στοιχείο του αντιμονίου (κόκκινο)

Σχήμα 5.35 Απόκριση TAC για τον στόχο ^{197}Au

Σχήμα 5.36 Παράγοντας ευαισθησίας για τον στόχο του χρυσού (ENDF)

Σχήμα 5.37 Αναλογία σύλληψης για το δείγμα ^{197}Au (επάνω) και ο πρώτος (κορεσμένος) συντονισμός των 4.9 eV

Σχήμα 5.38 Ενεργότητα του στόχου ^{234}U

Σχήμα 5.39 Εφαρμογή κριτηρίων επιλογής για το ^{234}U , για όλο το φάσμα ενεργειών (επάνω) και για τον πρώτο συντονισμό (κάτω)

Σχήμα 5.40 Απόκριση TAC για τον στόχο ^{234}U

Σχήμα 6.1 Προσαρμογή της αναλογίας σύλληψης του ^{234}U για ενέργειες μεταξύ 0.7 και 6 eV (κόκκινο) όπως προέκυψε από το λογισμικό SAMMY και η σύγκριση με τα δεδομένα της βιβλιοθήκης ENDF (πράσινο).

Σχήμα 6.2 Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μαύρο), προσαρμογής από SAMMY (κόκκινο) και βιβλιοθήκης ENDF (πράσινο). Παρουσία συντονισμού για την ενέργεια των 67.5 eV που δεν περιλαμβάνεται στις υπάρχουσες βιβλιοθήκες.

Σχήμα 6.3 Προσαρμογή του συντονισμού των 67.587 eV και ο οποίος δεν είναι καταχωρημένος στις βιβλιοθήκες δεδομένων

Σχήμα 6.4 Προσαρμογή των πειραματικών δεδομένων της αναλογίας σύλληψης, για διάφορες περιοχές ενέργειας νετρονίων

Σχήμα 6.5 Η τιμή της παραμέτρου Γ_n , όπως προέκυψε από την προσαρμογή των συντονισμών, για ενέργειες μικρότερες των 200 eV

Σχήμα 6.6 Ακτινοβολών Πυρήνας σαν συνάρτηση του πλάτους νετρονίου

Σχήμα 6.7 Κατανομή πλήθους των σταθμών ως συνάρτηση τιμών κατωφλίου του $g\Gamma_n$

Σχήμα 6.8 Κατανομή των πειραματικών τιμών του εύρους μεταξύ των ενεργειακών σταθμών και η σύγκριση με την κατανομή Wigner με αποτέλεσμα $\langle D \rangle = 12.83 \pm 0.85$ eV

Σχήμα a1(i) – (ii) Παλμός από τους κρυστάλλους BaF_2 #1 και #2

Σχήμα a1(iii) – (iv) Παλμός από τους κρυστάλλους BaF_2 #3 και #4

Σχήμα a1(v) – (vi) Παλμός από τους κρυστάλλους BaF_2 #5 και #6

Σχήμα a1(vii) – (viii) Παλμός από τους κρυστάλλους BaF_2 #7 και #8

Σχήμα a2: Χρονικά διαστήματα σε σχέση με την δεδομένη στιγμή t

Σχήμα a3: Ενδεικτικό παράδειγμα εντοπισμού κορυφής

Σχήμα a4: Ενδεικτικό σήμα κρυστάλλου BaF_2

Σχήμα a5: Μορφή παλμού κρυστάλλου BaF_2 , πριν (μαύρο) και μετά την ανακατασκευή (κόκκινο)

Σχήμα a6: Pulse Shape Discrimination

Σχήμα a7: Ενεργειακό φάσμα γ (μαύρο) και α (κόκκινο) όπως προκύπτει από το a6

Σχήμα a8: Ενεργειακή περιοχή των α που επιλέχθηκε για την μελέτη της σταθερότητας

Σχήμα a9: Μεταβολή της μέσης τιμής της ενέργειας των α (7.7 MeV)

Σχήμα a10: Κατανομή ελάχιστου χρόνου μεταξύ δύο κρυστάλλων

Σχήμα a11: Φάσμα των γάμμα από πηγές ^{60}Co (επάνω) και PuC (κάτω)

Σχήμα a12: Διακριτική ικανότητα του καλορίμετρου

Λίστα Εικόνων

Εικόνα 3 1 Τμήμα της πορείας της δέσμης των πρωτονίων

Εικόνα 3 2 Ο στόχος μολύβδου

Εικόνα 3 3 Ο μαγνήτης – φίλτρο των φορτισμένων σωματιδίων (αριστερά) και ο δεύτερος διαμορφωτής πριν τον τοίχο του χώρου μετρήσεων (δεξιά)

Εικόνα 3 4 Η γραμμή διαφυγής των νετρονίων και το τελικό φράγμα πολυαιθυλενίου

Εικόνα 3 5 Γράφημα CAD (Computer Aided Design) ενός κρυστάλλου με τη βάση στήριξης και τον φωτοπολλαπλασιαστή (αριστερά) και ολόκληρης της σφαίρας του ανιχνευτή (δεξιά)

Εικόνα 3 6 Ένας από τους 40 κρυστάλλους του καλορίμετρου

Εικόνα 3 7 Το ένα ημισφαίριο του TAC (όταν αυτό είναι ανοιχτό), όπου διακρίνεται ο σωλήνας της δέσμης καθώς και η θέση στήριξης του στόχου

Εικόνα 3 8 Στάδια κατασκευής ενός κρυστάλλου: διαδικασία επικάλυψης με τρία λεπτά φύλλα Teflon, Al και ανθρακονημάτων, καθώς και η εισαγωγή στη βάση στήριξης πριν την σύνδεση με τον φωτοπολλαπλασιαστή

Εικόνα 3 9 Τα δύο ημισφαίρια που απαρτίζουν τον απορροφητή νετρονίων

Εικόνα 3 10 Το καλορίμετρο με τον απορροφητή νετρονίων να περιβάλλει τον στόχο στο κέντρο του

Εικόνα 3 11 Η συσκευασία του στόχου πριν τοποθετηθεί στο πλαίσιο στήριξης (αριστερά) και η θέση του πλαισίου στήριξης του στόχου κάθετα στη δέσμη των νετρονίων, εντός του καλορίμετρου ολικής απορρόφησης (δεξιά)

Εικόνα 3 12 Προφίλ της συσκευασίας του στόχου (αριστερά): 1) Κέλυφος τιτανίου, 2) περίβλημα Al, 3) Στόχος ^{234}U . Στοιχεία που απαρτίζουν το πλαίσιο στήριξης της συσκευασίας, με τις αντίστοιχες διαστάσεις (δεξιά): κυκλικό πλαίσιο PCB, φύλλο Kapton

Εικόνα 4 1 Φωτογραφίες χαρακτηριστικών ιχνών σωματιδίων άλφα από οπτικό μικροσκόπιο, όπως αυτά αποκαλύπτονται κατόπιν της χημικής επεξεργασίας (etching process)

Λίστα Πινάκων

Πίνακας 2.1 Ολική στοφορμή, *rarity* και στατιστικός παράγοντας του *spin*, για την τελική κατάσταση ($^{234}\text{U} + n$)

Πίνακας 3.1 Απόδοση ολικής απορρόφησης για τις γραμμές του ^{60}Co

Πίνακας 3.2 Τιμές υψηλής τάσης για κάθε κρύσταλλο του *TAC*, κατά την διάρκεια ακτινοβόλησης του ^{234}U

Πίνακας 3.3 Η λίστα των στόχων, με όλες τις απαραίτητες πληροφορίες

Πίνακας 3.4 Ο κατάλογος στόχων των συμπληρωματικών μετρήσεων (αναφοράς και υποστρώματος)

Πίνακας 5.1 Στοιχεία της μέτρησης με τον θάλαμο *PTB* για τον προσδιορισμό της ροής της δέσμης νετρονίων

Πίνακας 6.1 Παράμετροι συντονισμού σύλληψης νετρονίου για το ισότοπο ^{234}U , όπως προέκυψαν από την προσαρμογή της αναλογίας σύλληψης μέσω του λογισμικού *SAMMY*