

Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών
Τομέας Φυσικής



ΠΡΟΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

*Χαρακτηρισμός της Νέας Πειραματικής Γραμμής Νετρονίων
NEAR του n_TOF στο CERN Χρησιμοποιώντας τον Κώδικα
Αποσυνέλιξης SAND II*

ΧΡΙΣΤΟΦΟΡΟΣ ΦΡΑΝΤΖΗΣ

Εξεταστική Επιτροπή : **Ρόζα Βλαστού (Ομότιμη Καθηγήτρια)**
Μιχαήλ Κόκκορης (Καθηγητής)
Μαρία Διακάκη (Επίκουρη Καθηγήτρια)

Αθήνα, Φεβρουάριος 2023

Abstract

After the second CERN long shutdown for upgrade purposes, a new experimental area at the n_ToF facility has been installed to investigate material radiation strength and reactions relevant to Nuclear Astrophysics by irradiation and activation of short-lived radioactive isotopes or small mass materials. Unlike the experimental areas EAR1 and EAR2, located at ~185m and ~20m, respectively from the lead spallation target, the new experimental area, called “NEAR station”, is only 3 meters away and thus exploits the high neutron flux that the facility provides from the thermal region to few GeV neutron energy. With this intense flux level and short flight path, none of the time-of-flight active detectors can provide the area with the required neutron energy resolution and in that case a multi foil neutron activation technique was much more suitable for the characterization of the neutron beam.

Following the foil irradiation that has been performed from the 28th of September until the 20th of October 2021 and the data analysis, the unfolding SAND II code was necessary to determine the neutron flux specifically from 10^{-10} to 18MeV energy range. The code uses the experimental measured reaction’s saturated activities from the irradiated foils, giving us the information we need for spectrum characterization within the energy range of each threshold and capture reaction. In addition, an accurate group cross section for each reaction and for each SAND II energy interval was necessary to precisely deconvolute the energy bins. The IRDFF library, which creates group cross sections for the mentioned code, was ideal for this purpose. It must be noted that all correction factors that includes self-absorption of gamma-rays and self-shielding of neutrons in the samples, were taken from MCNP simulations.

In the present work, the experimental unfolded energy spectrum of the neutron flux at the NEAR station will be provided with respect to the FLUKA neutron flux simulation, alongside the basic mathematics of SAND II code algorithm.

*Στους γονείς μου,
Σωτήρη και Κατερίνα Φραντζή*

Ευχαριστίες

Με την ολοκλήρωση της παρούσας εργασίας, φτάνει αισίως το ταξίδι των προπτυχιακών μου σπουδών στο τέλος του. Αρχικά θα ήθελα να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου προς τον συμφοιτητή μου Σωτήρη-Αλέξανδρο Κόπανο για αυτή την άψογη συνεργασία που είχαμε τον τελευταίο χρόνο καθώς οι αμέτρητες ώρες συζήτησης και δουλειάς ήταν καθοριστικές για την ολοκλήρωση μιας απαιτητικής εργασίας. Ακολούθως, θα ήθελα να ευχαριστήσω από τα βάθη της ψυχής μου την καθηγήτρια Δρ. Ρόζα Ζάννη-Βλαστού και καθηγήτρια Δρ. Μαίρη Διακάκη οι οποίες με εμπιστεύτηκαν και μου χάρισαν την ευκαιρία να συνεργαστώ μαζί τους. Αυτή η ανεκτίμητη αλληλεπίδραση μου χάρισε αμέτρητη γνώση, έμπνευση και κίνητρο να συνεχίσω το ταξίδι της έρευνας στην πυρηνική φυσική. Αποτελούν αναμφίβολα σημαντικά πρότυπα ερευνητών για εμένα που στο μέλλον θα ήθελα να φτάσω. Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον διδακτορικό φοιτητή Σωτήρη Χασάπογλου ο οποίος ήταν πάντα πρόθυμος να βοηθήσει παρόλες τις υποχρεώσεις και το υπερφορτωμένο πρόγραμμα που είχε. Η συνεισφορά του ήταν καθοριστική για την διεκπεραίωση της διπλωματικής μου εργασίας.

Προφανώς δεν θα μπορούσα να παραλείψω τον καθηγητή Δρ. Μιχάλη Κόκκορη. Τον ευχαριστώ ιδιαίτερα αρχικά που με δέχτηκε ως μέλος της ομάδας της πυρηνικής φυσικής και ακολούθως για την απίστευτη συνεργασία που είχαμε κατά την διάρκεια της διπλωματικής μου εργασίας. Η εμπιστοσύνη, η έμπνευση καθώς επίσης και η στήριξη που μου έδειξε, ειδικά το τελευταίο εξάμηνο, σχετικά με την επαγγελματική μου σταδιοδρομία ειλικρινά δεν περιγράφονται με λόγια. Νιώθω τυχερός που είχα την ευκαιρία να συνεργαστώ και να αλληλοεπιδράσω μαζί του στα πρώτα βήματα της καριέρας μου και είμαι ξανά ιδιαίτερα ευγνώμων που έχω σαν πρότυπο ερευνητή επίσης σαν και αυτόν.

Εννοείται δεν θα μπορούσα να παραλείψω την ομάδα της πυρηνικής φυσικής. Όλοι ξεχωριστά ήταν πάντα πρόθυμοι να βοηθήσουν και να μοιραστούν την γνώση τους μαζί μου. Τους ευχαριστώ πολύ που με στήριξαν (και με άντεξαν) όλο αυτό τον καιρό. Ιδιαίτερα ευχαριστώ τον Λάμπρο Αμανατίδη, την Αναστασία Ζιαγκοβά, την Ζωή Μπάρη και την Ευαγγελία Ταϊμπίρη που πέραν της επαγγελματικής μας συνεργασίας είχαμε και υπέροχες φιλικές σχέσεις.

Τέλος ευχαριστώ πολύ τους φίλους μου και ειδικά την οικογένεια μου που με στήριζε ακατάπαυστα όλα αυτά τα χρόνια και που χωρίς αυτούς δεν θα μπορούσα να είμαι στο σημείο που είμαι σήμερα.

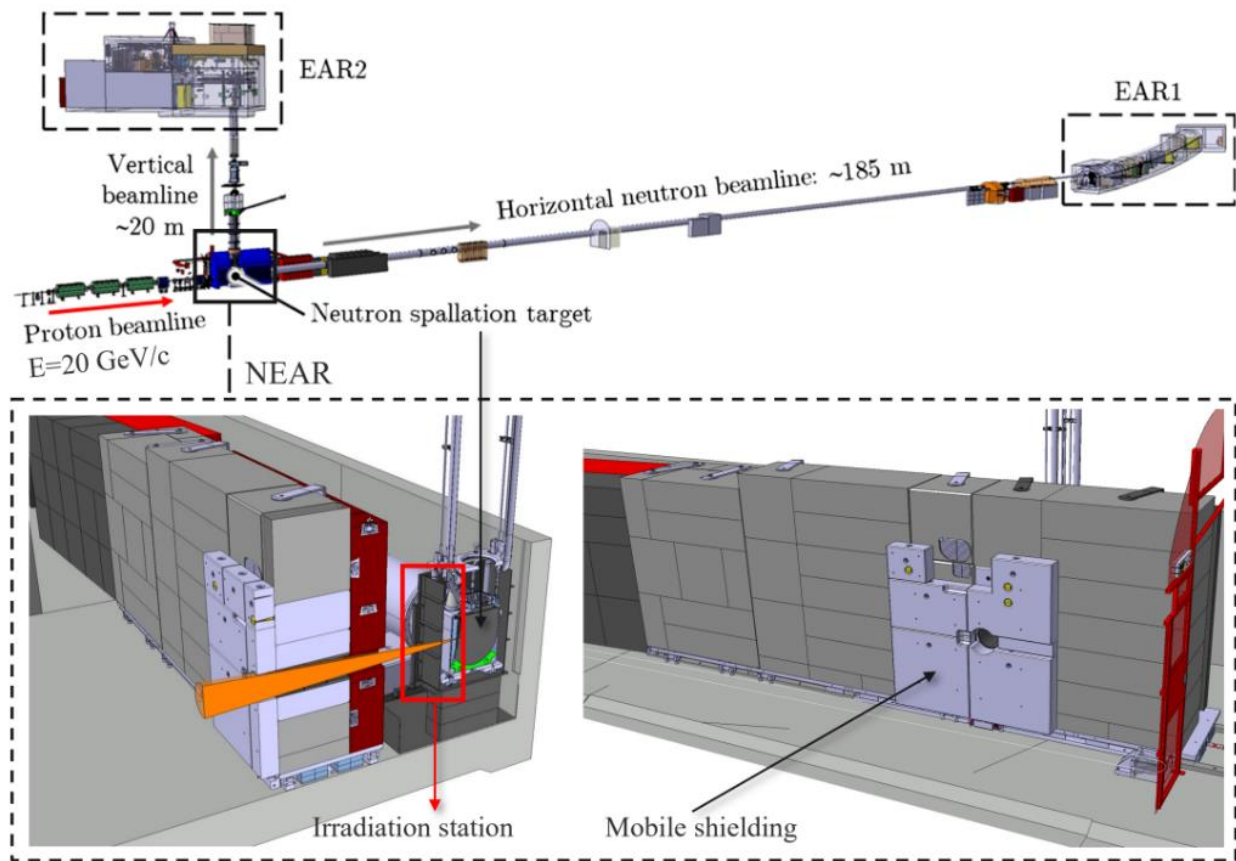
Περιεχόμενα

Κεφάλαιο 1 : Εισαγωγή.....	6
1.1 Πειραματική Εγκατάσταση n_TOF.....	6
1.2 Πειραματική Περιοχή EAR-1.....	7
1.3 Πειραματική Περιοχή EAR-2.....	8
1.4 Τεχνική Time-of-Flight.....	8
1.5 Πειραματική Περιοχή NEAR.....	10
1.6 Μέθοδος Νετρονικής Ενεργοποίησης.....	11
1.7 Πειραματική Διάταξη.....	16
Κεφάλαιο 2 : Ανάλυση Δεδομένων.....	19
2.1 Μέθοδος Ανάλυσης Φασμάτων.....	19
2.2 Το Σύστημα $n+^{197}\text{Au}$	20
2.3 Το Σύστημα $n+^{114}\text{Cd}$	24
2.4 Το Σύστημα $n+^{45}\text{S}$	27
2.5 Το Σύστημα $n+^{186}\text{W}$	30
2.6 Το Σύστημα $n+^{59}\text{Co}$	33
2.7 Υπολογισμός Απόδοσης & Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας Ανιχνευτή HPGe...	35
2.8 Υπολογισμός Ενεργότητας Κόρου (Saturated Activity).....	40
Κεφάλαιο 3 : SAND II.....	45
3.1 Κώδικας SAND II (Spectrum Analysis by Neutron Detectors II).....	45
3.2 Δεδομένα Εισόδου SAND II.....	47
3.3 Δεδομένα Εισόδου CSTAPE.....	49
3.4 Διορθωτικός Παράγοντας Αντιδράσεων Κατωφλίου.....	54
3.5 Συντελεστής Βαρύτητας (weighting function) $W_{i,j}^{[k]}$ και Παράμετρος $l(N_s)$	56
Κεφάλαιο 4 : Αποτελέσματα Ροής Νετρονίων.....	58
4.1 Επιλογή Παραμέτρου $l(N_s)$ (Smoothing Factor).....	58
4.2 Τελικό Αποτέλεσμα Ροής Νετρονίων.....	64
Κεφάλαιο 5 : Σύνοψη και Συμπεράσματα.....	70
Παράρτημα 1: Λύση της διαφορικής εξίσωσης νετρονικής ενεργοποίησης.....	72
Παράρτημα 2: Ενεργές διατομές εισόδου CSTAPE.....	75
Βιβλιογραφία.....	79

Κεφάλαιο 1 : Εισαγωγή

1.1 Πειραματική Εγκατάσταση n_TOF

Η εγκατάσταση n_TOF (Neutron Time of Flight) είναι μια πειραματική εγκατάσταση η οποία βρίσκεται στο CERN και είναι υπό λειτουργία από το 2001 [1]. Αποτελείται πλέον από τρεις διαφορετικές πειραματικές περιοχές, την EAR-1, την EAR-2 και τη νέα περιοχή NEAR (Εικόνα 1.1.1). Η κάθε περιοχή αξιοποιείται ανάλογα με τους σκοπούς και τα χαρακτηριστικά του πειράματος που λαμβάνει χώρα και έχει να κάνει κυρίως με την ενεργειακή περιοχή ενδιαφέροντος και το αναγκαίο επίπεδο ροής των νετρονίων.



Εικόνα 1.1.1: Σχηματική αναπαράσταση του n_TOF συμπεριλαμβανομένων και των τριών πειραματικών περιοχών EAR-1, EAR-2 και NEAR. [2]

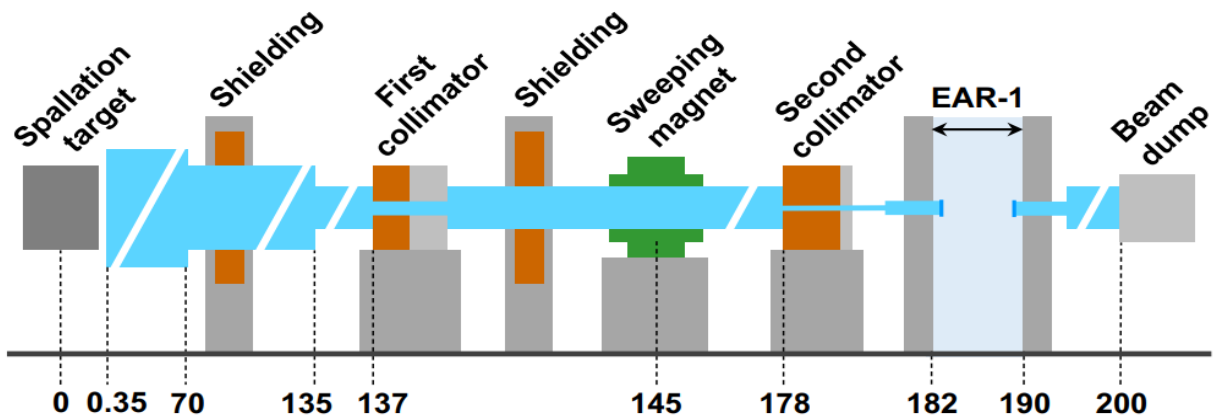
Η όλη πειραματική εγκατάσταση βασίζεται πάνω σε μια παλμικού χαρακτήρα δέσμη η οποία αποτελείται από παλμούς με $7 \cdot 10^{12}$ πρωτόνια ενέργειας 20 GeV και εύρους ΔE με ρυθμό επανάληψης 0.8 Hz. Η δέσμη αυτή προσκρούει πάνω σε ένα στόχο μόλυβδου κυλινδρικού

σχήματος μήκους 40cm και διαμέτρου 60cm με σκοπό την δημιουργία νετρονίων μέσω του φαινομένου του κατακερματισμού, με ενέργειες στην περιοχή από meV έως GeV. Επιπλέον ο υπό αναφορά στόχος περιτριγυρίζεται από νερό για σκοπούς ψύξης.

Στην οριζόντια κατεύθυνση του στόχου μολύβδου του n_TOF, όπου υπάρχει η EAR-1, υπάρχει επιπλέον εμπλουτισμένο με Βόριο νερό πάχους 4cm με σκοπό την μείωση της ροής στην περιοχή των θερμικών νετρονίων που επιτυγχάνεται μέσω της μεγάλης ενεργού διατομής απορρόφησης του ^{10}B . Επιπλέον με αυτή την προσθήκη μειώνεται και η πιθανότητα για την αντίδραση (n,γ) στο H^1 που δημιουργεί μια ακτίνα γ ενέργειας 2.2MeV η οποία επηρεάζει τον προσδιορισμό της ενέργειας της ροής με την μέθοδο του χρόνου πτήσης. Ο λόγος βρίσκεται στο ότι η εκκίνηση της μεθόδου του χρόνου πτήσης των νετρονίων γίνεται με την ακτίνα γ που παράγεται από τον κάθε παλμό πρωτονίων που συγκρούεται πάνω στον στόχο μολύβδου. Επομένως η καθυστερημένη ακτίνα γ της αντίδρασης (n,γ) στο H^1 μπορεί να φτάσει πριν το τελευταίο ενεργειακά νετρόνιο που παράχθηκε κατά τον κατακερματισμό με αποτέλεσμα να επηρεάσει άμεσα την τεχνική αυτή.

1.2 Πειραματική Περιοχή EAR-1

Η πρώτη δέσμη νετρονίων που παράγεται στον στόχο μολύβδου μεταφέρεται περίπου 185m οριζόντια μέσω μιας γραμμής από ανοξειδωτο ατσάλι υψηλού κενού και φτάνει στην πειραματική περιοχή EAR-1 (Εικόνα 1.2.1) [3,5]. Επιπλέον, προστέθηκαν 12m περίπου μετά την εγκατάσταση προκειμένου να περιοριστούν τα νετρόνια οπισθοσκέδασης τα οποία μπορούσαν να αλλοιώσουν την ροή που προσδιορίστηκε με αποτέλεσμα να φέρουν μικρές αλλαγές στην ροή αλλά και στα πειραματικά δεδομένα που λαμβάνονται. Ένα από τα χαρακτηριστικά της συγκεκριμένης γραμμής είναι ότι στα 145m εμπεριέχει μαγνήτη ο οποίος είναι υπεύθυνος να εκτροχιάζει φορτισμένα σωματίδια, κρατώντας έτσι την δέσμη ουδέτερη. Επιπλέον μέσα στην γραμμή υπάρχουν 2 ευθυγραμμιστές κατασκευασμένοι από ατσάλι και βοριωμένο πολυαιθυλένιο σε αποστάσεις 137m και 178m από τον στόχο μολύβδου οι οποίοι είναι υπεύθυνοι για το σχήμα και την ευθυγράμμιση της δέσμης καθώς επίσης και για την απορρόφηση νετρονίων χαμηλών ενεργειών. Τα γενικά πλεονεκτήματα της EAR-1 είναι η υψηλή ευκρίνεια στις ενέργειες των νετρονίων αλλά και το μεγάλο εύρος ενεργειών που παρέχει ξεκινώντας από την περιοχή των eV και φτάνοντας μέχρι την περιοχή των 1GeV.

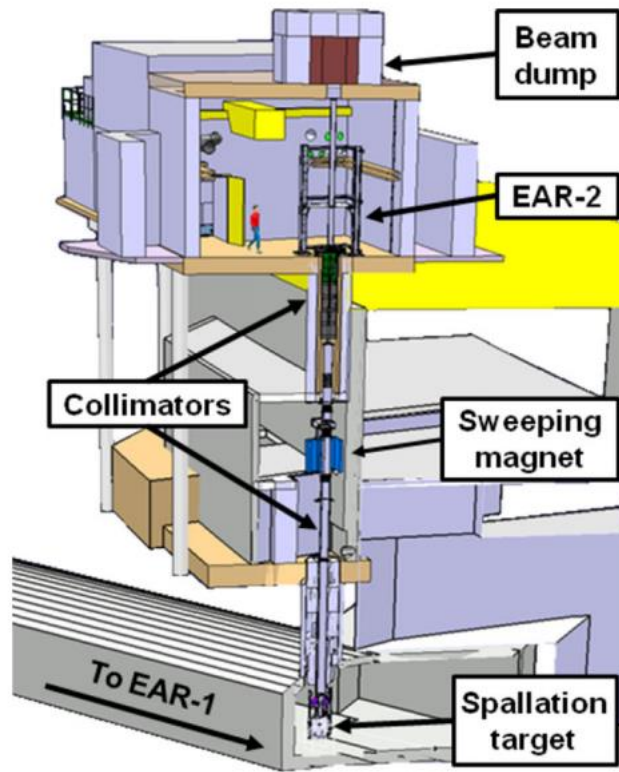


Εικόνα 1.2.1: Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής γραμμής που οδηγεί στην EAR-1[3]

1.3 Πειραματική Περιοχή EAR-2

Μια αναβάθμιση κατά την λειτουργία του προγράμματος n_TOF ήταν η δημιουργία της πειραματικής περιοχής EAR-2 η οποία βρίσκεται στην επιφάνεια του εδάφους και απέχει απόσταση 19m από τον στόχο μολύβδου και σε κατακόρυφη διεύθυνση, όπως φαίνεται και στην Εικόνα 1.1.1 [3,5,6]. Η νέα περιοχή αυτή κατασκευάστηκε το 2014 προκειμένου να πραγματοποιηθούν κυρίως πειράματα πάνω σε ισότοπα τα οποία έχουν πολύ μικρό χρόνο ημιζωής ή πειράματα με σπάνιους στόχους πολύ μικρής μάζας.

Η γραμμή των νετρονίων που οδηγείται προς την EAR-2 εμπεριέχει μέσα 2 ευθυγραμμιστές (Εικόνα1.3.1) και ένα μαγνήτη που είναι υπεύθυνος, όπως και στην EAR-1, να κρατά την δέσμη καθαρή από φορτισμένα σωματίδια. Επιπλέον υπάρχει και μια προέκταση “beam dump” η οποία απορροφά σχεδόν την δέσμη και περιορίζει την οπισθοσκέδαση της δέσμης καθώς επίσης και την ραδιενέργεια έξω από το κτήριο της EAR-2.



Εικόνα 1.3.1: Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής γραμμής που οδηγεί στην EAR-2 [3]

1.4 Τεχνική Time-of-Flight

Προκειμένου να γίνει ο χαρακτηρισμός της ροής των νετρονίων στις περιοχές EAR-1 και EAR-2 χρησιμοποιήθηκε η τεχνική του χρόνου πτήσης [4]. Η τεχνική αυτή χρησιμοποιεί σαν δεδομένα την απόσταση (L) της κάθε πειραματικής περιοχής από τον στόχο μολύβδου και τον χρόνο (t) που μεσολαβεί μεταξύ της παραγωγής του εκάστοτε παλμού των νετρονίων και του σήματος που θα δημιουργηθεί από την αντίδραση και καταγράφεται στους αντίστοιχους ανιχνευτές των 2 πειραματικών περιοχών. Επομένως βάση αυτών των δεδομένων μπορεί να γίνει ο προσδιορισμός της κινητικής ενέργειας των νετρονίων παίρνοντας μια κλασική ή σχετικιστική προσέγγιση ανάλογα με τον λόγο L/t που μας δίνει την ταχύτητα. Η κλασική προσέγγιση έχει την μορφή:

$$E_n = \frac{1}{2} m_n u^2 = \frac{1}{2} m_n \left(\frac{L}{t}\right)^2 \quad (1.1)$$

όπου ο όρος $m_n = 939.6 \frac{MeV}{c^2}$ είναι η μάζα ηρεμίας του νετρονίου και χρησιμοποιείται για περιπτώσεις όπου η ενέργεια βρίσκεται κάτω από το MeV, αντίστοιχα ο παράγοντας Lorentz γ τείνει στην μονάδα. Στην περίπτωση όμως που οι ταχύτητες είναι πολύ μεγάλες η κινητική ενέργεια παίρνει μια σχετικιστική μορφή:

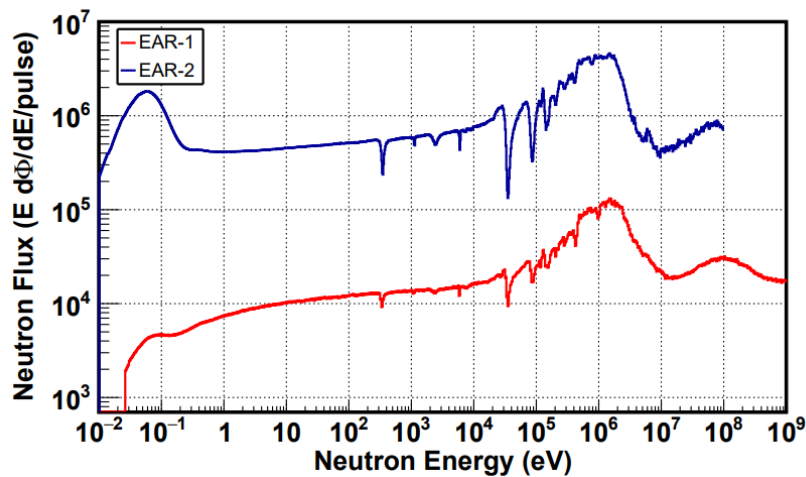
$$E_n = m_n c^2 (\gamma - 1) = m_n c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{L}{tc}\right)^2}} - 1 \right) \quad (1.2)$$

όπου σε αυτή την περίπτωση $c = 299.8 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$ είναι η ταχύτητα του φωτός και ο παράγοντας Lorentz γ έχει πολύ μεγαλύτερες τιμές από την μονάδα. Στο σημείο αυτό πρέπει να σημειωθεί ότι ο χαρακτηρισμός της ενέργειας αυτής εμπεριέχει και μια τυπική απόκλιση στην τιμή της που επηρεάζεται από την απόσταση L , τον χρόνο t και τις αντίστοιχες αβεβαιότητες τους ΔL , Δt . Όπως φαίνεται και από την παρακάτω σχέση:

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = 2 \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2} \quad (1.3)$$

όσο ο χρόνος πτήσης (t) μικραίνει τόσο μεγαλώνει η αβεβαιότητα της κινητικής ενέργειας των νετρονίων. Η συνεισφορά του όρου $\Delta L/L$ είναι ίδια σε όλες τις ενέργειες και μεταβάλλεται μόνο ανάλογα με την πειραματική περιοχή που γίνεται ο χαρακτηρισμός της δέσμης.

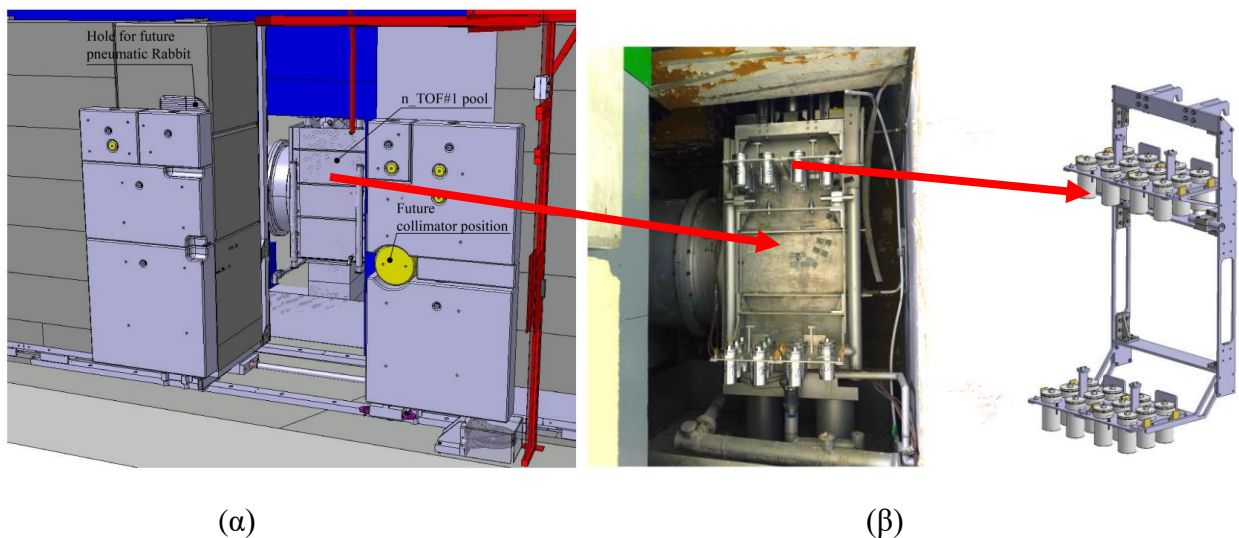
Από τις υπολογισμένες ροές (Εικόνα 1.4.1) μπορούμε να παρατηρήσουμε όντως την συνεισφορά του νερού με εμπλουτισμένο Βόριο στην περιοχή των eV στην EAR-1 αλλά και επίσης την αυξημένη ροή που λαμβάνεται στην EAR-2. Στο σχήμα μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι απουσιάζουν στην EAR-2 νετρόνια τα οποία έχουν ενέργειες πάνω από 100MeV λόγω της αβεβαιότητας που προκύπτει από τον χαμηλό χρόνο πτήσης t και από την μικρή απόσταση των 19m που έχουν τα νετρόνια να διανύσουν. Ακόμη μια αιτία βρίσκεται στο ότι τα υψηλής ενέργειας νετρόνια εκπέμπονται κυρίως στην κατεύθυνση που είχε και η αρχική δέσμη των πρωτονίων δίνοντας έτσι το πλεονέκτημα των υψηλής ενέργειας νετρονίων στην EAR-1 και όχι στην EAR-2.



Εικόνα 1.4.1: Ροή νετρονίων στις δύο πειραματικές περιοχές EAR-1 (κόκκινο) και EAR-2 (μπλε) υπολογισμένη με την τεχνική του χρόνου πτήσης (time of flight). [4]

1.5 Πειραματική Περιοχή NEAR

Προκειμένου να γίνει εκμετάλλευση όλων των δυνατοτήτων που παρέχει η εγκατάσταση n_TOF, μια νέα πειραματική περιοχή (NEAR Station) τέθηκε σε λειτουργία τον Ιούλιο του 2021 μετά την τελευταία αναβάθμιση του n_TOF στο CERN. Η περιοχή αυτή βρίσκεται μόλις περίπου 3m από τον στόχο μολύβδου με αποτέλεσμα να αντλεί υψηλά επίπεδα ροής νετρονίων, όπως φαίνεται στην Εικόνα 1.5.1 [7]. Η πειραματική αυτή εγκατάσταση θα μπορεί να εξυπηρετεί πειράματα που αφορούν μετρήσεις ενεργών διατομών σε ισότοπα με χαμηλό ποσοστό αφθονίας ή χαμηλές τιμές ενεργού διατομής (a-NEAR). Επιπλέον, θα μπορεί να γίνει μελέτη της αντοχής υλικών κάτω από υψηλά επίπεδα ροής νετρονίων (i-NEAR). Αυτές οι μελέτες είναι αρκετά σημαντικές αφού θα μπορέσουν να δώσουν πληροφορίες σχετικά με τις φθορές διαφόρων υλικών που χρησιμοποιούνται σε περιβάλλοντα με μεγάλες τιμές ραδιενέργειας.



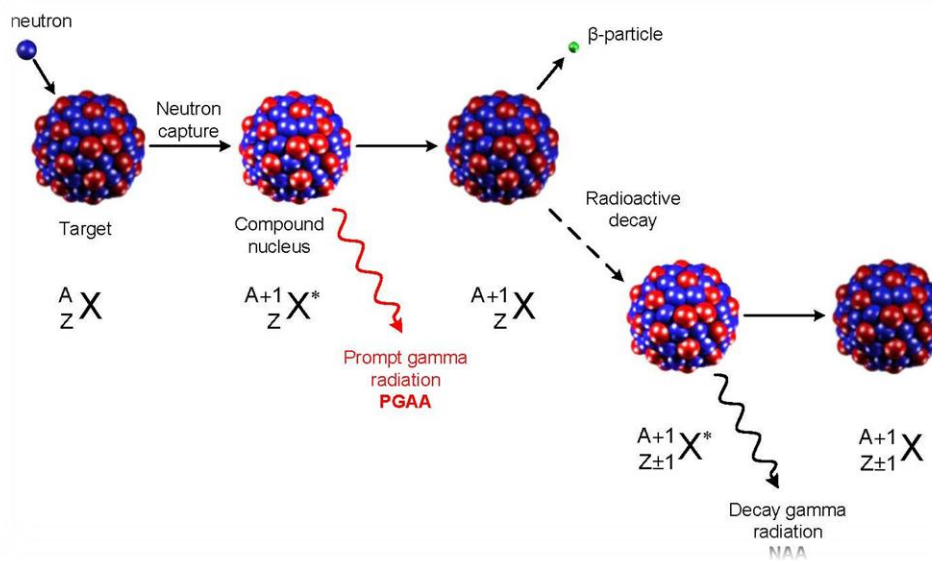
Εικόνα 1.5.1 (α) Πειραματική περιοχή a-NEAR (NEAR Activation area) συμπεριλαμβανομένου του συστήματος παραθύρου ρυθμιστή (collimator/moderator system) και τους κινητούς τοίχους θωράκισης. (β) Πειραματική περιοχή i-NEAR (NEAR irradiation station) με την διάταξη που τοποθετούνται τα υλικά στις 24 διαθέσιμες θέσης για μελέτη αντοχής υλικών σε ακτινοβόληση. [8]

1.6 Μέθοδος Νετρονικής Ενεργοποίησης

Λόγω του ότι η πειραματική περιοχή NEAR είναι μόλις 3m μακριά από την παραγωγή νετρονίων, ο χαρακτηρισμός της παραγόμενης δέσμης νετρονίων γίνεται μέσω της μεθόδου της νετρονικής ενεργοποίησης φύλλων υλικών (multiple foil activation technique). Η μέθοδος αυτή επιλέχθηκε διότι η τεχνική του χρόνου πτήσης σε τόσο κοντινές αποστάσεις δεν μπορεί να μας παρέχει επαρκή ενεργειακή διακριτική ικανότητα στον υπολογισμό της ροής των νετρονίων,

ειδικά στην περιοχή των ταχέων νετρονίων (βλέπε εξίσωση 1.3). Επιπλέον τα επίπεδα ροής είναι αρκετά ψηλά με αποτέλεσμα οι χρησιμοποιούμενοι ανιχνευτές να μην λειτουργούν σωστά κάτω από αυτές τις υψηλές συνθήκες ραδιενέργειας.

Η μέθοδος της νετρονικής ενεργοποίησης (Neutron Activation Analysis N.A.A) είναι βασισμένη πάνω στην άμεση ή έμμεση μέτρηση χαρακτηριστικών ακτίνων γάμμα που εκπέμπονται από ραδιενεργούς πυρήνες που δημιουργούνται κατά την ακτινοβόληση υλικών με νετρόνια. Στην περίπτωση όπου οι ακτίνες γάμμα ανιχνεύονται κατά τη ακτινοβόληση η μέθοδος αυτή έχει άμεσο χαρακτήρα (Prompt Gamma NAA - PGNAA) ενώ στην περίπτωση όπου έχουμε την μέτρηση των ακτίνων γάμμα μετά το πέρας της ακτινοβόλησης των υλικών η μέθοδος έχει έμμεσο χαρακτήρα (Delayed Gamma NAA – DGNAA) (βλέπε Εικόνα 1.6.1). Η μέθοδος αυτή θεωρείται μη καταστρεπτική για το υλικό αφού θεωρούμε πως οι πυρήνες που ενεργοποιούνται με νετρόνια είναι αμελητέοι σε σχέση με το συνολικό πλήθος που απαρτίζουν το υλικό. Η κύρια χρήση της έγκειται στον ποιοτικό και ποσοτικό προσδιορισμό των συγκεντρώσεων των στοιχείων που απαρτίζουν ένα δείγμα ενδιαφέροντος.

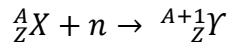


Εικόνα 1.6.1 : Σχηματική αναπαράσταση της μεθόδου Νετρονικής Ενεργοποίησης στην περίπτωση απορρόφησης νετρονίου (n,γ)

Καθώς ένα νετρόνιο προσεγγίζει ένα πυρήνα στόχου, γίνεται η σύλληψη από αυτόν και έχουμε την δημιουργία ενός σύνθετου πυρήνα. Ακολούθως ανάλογα με το Q-value της κάθε επιτρεπτής αντίδρασης και την αρχική ενέργεια του νετρονίου στο κέντρο μάζας του συστήματος μπορούμε να πάρουμε σαν αποτέλεσμα διάφορα κανάλια εξόδου. Για παράδειγμα, στο σύστημα νετρονίου-χρυσού ($n, {}^{197}\text{Au}$), το Q-value της αντίδρασης απορρόφησης νετρονίου από τον πυρήνα, αλλιώς (n,γ) αντίδραση, είναι +6512.4 keV γεγονός που κάνει την αντίδραση εξώθερμη (Εικόνα 1.6.1). Ο πυρήνας που σχηματίζεται είναι ραδιενεργός, αποδιεγείρεται αρχικά με εκπομπή ακτίνων γάμμα (prompt gamma radiation) και ακολούθως με β σωματίδιο από την βασική του στάθμη με συγκεκριμένο χρόνο ημιζωής. Ο νέος πυρήνας που σχηματίζεται αποδιεγείρεται επίσης με

εκπομπή χαρακτηριστικών ακτίνων γάμμα (decay gamma radiation). Στην περίπτωση όπου έχουμε σύλληψη νετρονίου από τον πυρήνα και απελευθέρωση δύο νετρονίων (n,2n) το Q-value είναι -8072 keV γεγονός που κάνει την αντίδραση ενδόθερμη. Η αποδιέγερση του παραγόμενου πυρήνα πραγματοποιείται επίσης με ακτινοβολία γάμμα προς την βασική στάθμη και ακολούθως με εκπομπή σωματιδίων β. Περισσότερες πληροφορίες σχετικά με τις αντιδράσεις απορρόφησης θα βρείτε στο κεφάλαιο 2 ενώ για τις ενδόθερμες αντιδράσεις βλέπε (Κόπανος 2022).

Έστω η ακτινοβόληση ενός στόχου με δέσμη νετρονίων ροής $\Phi(E)$ [n/cm²/sec]. Σε αυτή την περίπτωση θα έχουμε σκεδάσεις νετρονίων από τους πυρήνες του στόχου ή αντιδράσεις νετρονίων που θα σχηματίσουν ένα σύνθετο πυρήνα σύμφωνα με την παρακάτω εξίσωση:



όπου A_ZX είναι ο πυρήνας στόχου και ${}^{A+1}_Z\gamma$ είναι ο παραγόμενος σύνθετος πυρήνας.

Έστω ότι έχουμε:

- $\sigma_i(E)$: ενεργός διατομή αντίδρασης ενδιαφέροντος για αρχική ενέργεια νετρονίου E πάνω σε ένα ισότοπο με μαζικό αριθμό A_i
- λ_{i+1} : σταθερά διάσπασης παραγόμενου ραδιοϊσοτόπου με μαζικό αριθμό A_{i+1}
- $\sigma_{i+1}(E)$: ενεργός διατομή αντίδρασης ενδιαφέροντος για αρχική ενέργεια νετρονίου E πάνω στο παραγόμενο ισότοπο με μαζικό αριθμό A_{i+1}
- $N_i(t)$: αριθμός πυρήνων στόχου

Κατά την διάρκεια μιας ακτινοβόλησης ενός στόχου, λόγω της απορρόφησης νετρονίων από τους πυρήνες, παρουσιάζονται τα εξής φαινόμενα:

1. Καταστροφή των πυρήνων του στόχου A_i
2. Παραγωγή ραδιοϊσοτόπων με μαζικό αριθμό A_{i+1}
3. Αποδιέγερση πυρήνων με μαζικό αριθμό A_{i+1}
4. Καταστροφή παραγόμενων πυρήνων από διαδοχική απορρόφηση νετρονίου

Η μορφή της εξίσωσης που περιγράφει όλες αυτές τις διεργασίες είναι η εξής:

$$\frac{dN_{i+1}}{dt} = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dE \cdot N_i - \lambda_{i+1} \cdot N_{i+1} - \int_0^{\infty} \sigma_{i+1}(E) \cdot f(E, t) \cdot N_{i+1} \quad (1.4)$$

όπου πρέπει να σημειωθεί ότι η διαφορική ροή $f(E, t)$ έχει μονάδες μέτρησης [$\frac{n}{cm^2 \cdot sec \cdot MeV}$] και εμπεριέχει διακυμάνσεις σε σχέση με τον χρόνο. Οπότε, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η διαφορική ροή $f(E, t)$ είναι ένα γινόμενο μεταξύ ενεργειακής και χρονικής εξάρτησης της

δέσμης $f(E) \cdot f(t)$. Η συνολική ροή σε $[n/cm^2]$ για χρόνο ακτινοβολήσης (t_{irr}) υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\Phi = \int_0^{\infty} \int_0^{t_{irr}} f(E, t) dt dE \quad (1.5)$$

Ακολούθως όπως έχει ήδη αναφερθεί, η μέθοδος της νετρονικής ενεργοποίησης θεωρείται μη καταστρεπτική για τον στόχο οπότε μπορούμε θεωρήσουμε ότι ο αριθμός των πυρήνων στόχου παραμένει σταθερός ($\sigma_i \Phi \ll 1$). Επιπλέον, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την παραδοχή ότι η πιθανότητα απορρόφησης ενός νετρονίου από τον παραγόμενο πυρήνα είναι αμελητέα καθώς το ραδιοϊσότοπο αποδιεγείρεται προτού απορροφήσει άλλο νετρόνιο $\lambda_{i+1} \gg \sigma_{i+1} \Phi$. Με αυτές πλέον τις σημαντικές παραδοχές η εξίσωση (1.4) παίρνει την μορφή:

$$\frac{dN_{i+1}}{dt} = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dE \cdot N_i(0) - \lambda_{i+1} \cdot N_{i+1} \quad (1.6)$$

η οποία έχει λύση (Για περισσότερες πληροφορίες βλέπε Παράρτημα 1) :

$$N_{i+1} = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \Phi(E) dE \cdot N_i(0) \cdot f_c \quad (1.7)$$

όπου $\Phi(E)$ πλέον είναι η διαφορική ροή σε $[n/cm^2/MeV]$ δίνοντάς μας τον συνολικό αριθμό νετρονίων που ακτινοβολεί ένα δείγμα για χρόνο ακτινοβολήσης t_{irr} , N_{i+1} είναι ο αριθμός των ραδιοϊσοτόπων που παράχθηκαν, $N_i(0)$ είναι ο αριθμός των πυρήνων στόχου την χρονική στιγμή $t=0$ και ο παράγοντας f_c είναι διορθωτικός παράγοντας που προκύπτει από την λύση της διαφορικής εξίσωσης. Ο παράγοντας αυτός συμπεριλαμβάνει τις πειραματικές διακυμάνσεις της δέσμης. Επίσης, λαμβάνει υπόψιν τους πυρήνες που αποδιεγείρονται κατά την ακτινοβολήση και έχει τη μορφή:

$$f_c = \frac{\int_0^{t_{irr}} f(t) \cdot e^{\lambda_{i+1} t} dt}{\int_0^{t_{irr}} f(t) dt} \cdot e^{-\lambda_{i+1} t} \quad (1.8)$$

Στο σημείο αυτό μπορεί επίσης να υπολογιστεί και η ενεργότητα του στόχου για συγκεκριμένη αντίδραση στο τέλος της ακτινοβολήσης πολλαπλασιάζοντας και τα δύο μέλη με την σταθερά διάσπασης του παραγόμενου πυρήνα λ_{i+1} :

$$\lambda_{i+1} \cdot N_{i+1} = \lambda_{i+1} \cdot \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \Phi(E) dE \cdot N_i(0) \cdot f_c \quad (1.9)$$

$$A_{i+1} = \lambda_{i+1} \cdot \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \Phi(E) dE \cdot N_i(0) \cdot f_c \quad (1.10)$$

Ο διορθωτικός παράγοντας f_c πιο συγκεκριμένα μας καθορίζει πώς ο ρυθμός αύξησης της ενεργότητας μιας αντίδρασης μειώνεται σε σχέση με τον χρόνο καθώς επίσης εμπεριέχει και τα ποιοτικά χαρακτηριστικά μιας ακτινοβόλησης. Αυτό μπορεί να φανεί πιο ξεκάθαρα στην περίπτωση όπου έχουμε σταθερή δέσμη $f(E,t)$ χωρίς διακυμάνσεις. Η μορφή τότε του διορθωτικού παράγοντα είναι:

$$\frac{\int_0^{t_B} \int_0^{\infty} e^{\lambda_{i+1}t} \cdot \sigma(E) \cdot f(E,t) \cdot dEdt}{\int_0^{t_B} \int_0^{\infty} \sigma(E) \cdot f(E,t) \cdot dEdt} \cdot e^{-\lambda_{i+1}t_B} = \frac{(1 - e^{-\lambda_{i+1}t_B})}{\lambda_{i+1} \cdot t_{irr}} \quad (1.11)$$

Οπότε η εξίσωση (1.10) παίρνει μορφή:

$$A_{i+1} = \lambda_{i+1} \cdot \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \Phi(E) dE \cdot N_i(0) \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda_{i+1}t_B})}{\lambda_{i+1} \cdot t_{irr}} \quad (1.12)$$

όπου $\Phi(E)/t_{irr}$ είναι η ροή σε $[n/cm^2/s]$ και θεωρείται χωρίς διακυμάνσεις. Από την πιο πάνω σχέση μπορούμε να δούμε ξεκάθαρα ότι στην περίπτωση που ο χρόνος ακτινοβόλησης είναι περίπου 6-7 χρόνους ημιζωής του παραγόμενου ραδιοϊσοτόπου ($\lambda_{i+1}t_B \gg 1$), η ενεργότητα της αντίστοιχης αντίδρασης δεν αυξάνεται περαιτέρω σε σχέση με τον χρόνο ακτινοβόλησης. Η ενεργότητα αυτή ονομάζεται ενεργότητα κόρου SA (Saturated Activity SA) και περιγράφεται από την σχέση:

$$SA_{i+1} = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \Phi(E,t) dE \cdot N_i(0) \quad (1.13)$$

όπου $\Phi(E,t)$ έχει πλέον μονάδες μέτρησης $[\frac{n}{cm^2 \cdot sec \cdot MeV}]$ ωστόσο δεν παρουσιάζει διακυμάνσεις σε σχέση με τον χρόνο.

Η βασική αυτή σχέση της νετρονικής ενεργοποίησης χρησιμοποιείται εκτενώς για την επίτευξη διαφόρων μετρήσεων που έχουν να κάνουν είτε με την στοιχειομετρία ενός στόχου, είτε με τον προσδιορισμό ενεργού διατομής μιας αντίδρασης, είτε με τον υπολογισμό της ενεργότητας μιας

αντίδρασης (Reaction Rate) είτε για τον προσδιορισμό της ροής μιας πηγής νετρονίων. Όπως φαίνεται και στην πιο πάνω εξίσωση, ανάλογα με την ποσότητα που θέλουμε να προσδιορίσουμε οι υπόλοιπες πρέπει να θεωρούνται γνωστές. Στην παρούσα εργασία σκοπός μας είναι να χαρακτηρίσουμε την ροή νετρονίων στην περιοχή NEAR στο n_TOF έτσι, θεωρούμε γνωστή την στοιχειομετρία των στόχων, τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων και καλούμαστε να υπολογίσουμε πειραματικά τις αντίστοιχες ενεργότητες των αντιδράσεων που θα μας επιτρέψουν να προσδιορίσουμε την αρχική ροή που ακτινοβόλησε τα δείγματά μας.

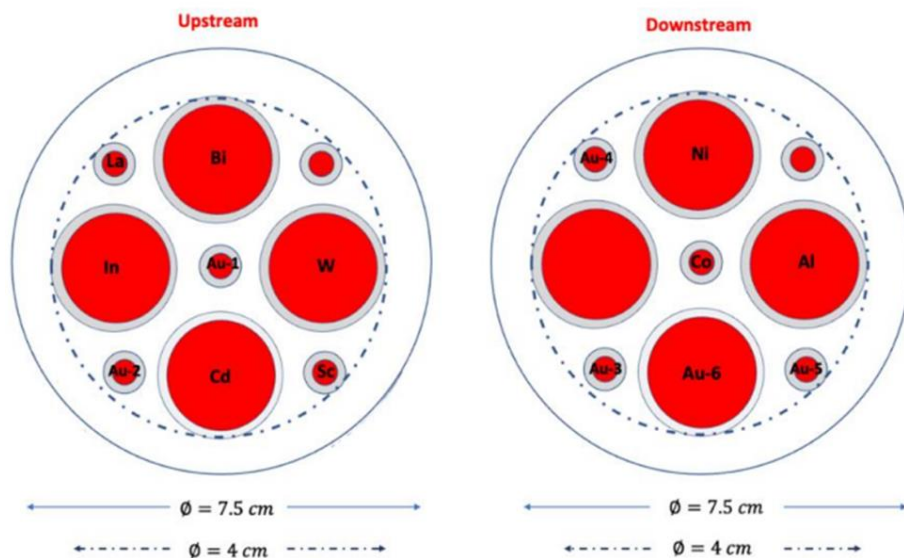
1.7 Πειραματική Διάταξη

Προκειμένου να χαρακτηρίσουμε πειραματικά την ροή στην περιοχή NEAR η μέθοδος της ενεργοποίησης χρησιμοποιώντας διάφορους στόχους από διάφορα υλικά ήταν η πιο κατάλληλη (Multiple Foil Activation Technique). Έτσι, στα πλαίσια του πειράματος αυτού ακτινοβολήθηκαν διάφορα φύλλα υλικών για ένα χρονικό διάστημα που ξεκίνησε από τις 28 Σεπτεμβρίου του 2021 και τελείωσε στις 20 Οκτωβρίου το 2021. Η επιλογές των υλικών και οι αντίστοιχες διαστάσεις τους είχαν γίνει από την ομάδα του n_TOF στο CERN. Οι επιλογές αυτές έγιναν με τέτοιο τρόπο έτσι ώστε οι ενεργές διατομές των αντίστοιχων αντιδράσεων για κάθε στόχο να μας δίνουν πληροφορία για ξεχωριστά ενεργειακά διαστήματα νετρονίων. Συγκεκριμένα, στην περίπτωση των αντιδράσεων απορρόφησης (n,γ) όλοι οι στόχοι δίνουν πληροφορία σε ένα ενεργειακό διάστημα 0-1 MeV με κάθε υλικό να παρουσιάζει μέγιστα στην ενεργό διατομή σε διαφορετικό ενεργειακό διάστημα. Επιπλέον, με τις ενδόθερμες αντιδράσεις (threshold reaction) μπορούμε να πάρουμε πληροφορία για νετρόνια πέραν του MeV καλύπτοντας έτσι μια ενεργειακή περιοχή μέχρι και μερικές εκατοντάδες MeV. Τα εν λόγω υλικά μαζί με τα αντίστοιχα χαρακτηριστικά τους παρουσιάζονται στον Πίνακα 1.7.1 και ο τρόπος τοποθέτησής τους προς ακτινοβολήση απεικονίζεται σχηματικά στην Εικόνα 1.7.2

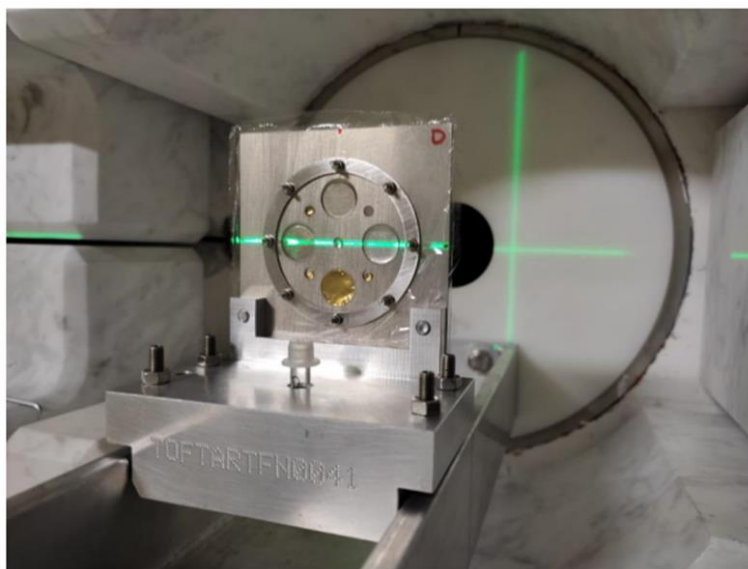
Πίνακας 1.7.1 Υλικά που επιλέχθηκαν και ακτινοβολήθηκαν στα πλαίσια της πειραματικής προσπάθειας χαρακτηρισμού της δέσμης νετρονίων στην περιοχή NEAR του n_TOF.

Υλικό	Πάχος [mm]	Διάμετρος [mm]	Μάζα [g]	Υλικό	Πάχος [mm]	Διάμετρος [mm]	Μάζα [g]
In	0.5	13	0.4675±0.002	Au3	0.1	3	0.0142±0.0003
Sc	0.3	3	0.0073±0.0001	Au4	0.1	3	0.0149±0.0003
W	0.5	12.7	1.2349±0.0001	Au5	0.1	3	0.0148±0.0002
Bi	1	13	1.1070±0.0003	Au6	0.025	13	0.0550±0.0002
Cd	1	12.7	1.0714±0.0002	Co	0.5	3	0.0348±0.0001
Au1	0.5	3	0.0709±0.0002	Al	0.45-0.55	13	0.1694±0.0003
Au2	0.5	3	0.0712±0.0003	Ni	0.5	13	0.5624±0.0001

Στο σημείο αυτό αξίζει να αναφερθεί πως κατά την ακτινοβολήση υπήρχε και ένας στόχος Λανθάνιου (La) ο οποίος καταστράφηκε και έτσι δεν ήταν δυνατή η μελέτη του. Ακολούθως, αφού ζυγίστηκαν όλοι οι στόχοι πάνω σε μια ζυγαριά ακριβείας και προσδιορίστηκαν όλα τα χαρακτηριστικά τους, τοποθετήθηκαν πάνω σε 2 διαφορετικές αλουμινένιες βάσεις (Εικόνα 1.7.1). Οι βάσεις αυτές τοποθετήθηκαν η μια μπροστά στην άλλη σε απόσταση 20cm από τον ευθυγραμμιστή (collimator). Η βάση που δέχεται πρώτη την δέσμη νετρονίων ονομάζεται Upstream ενώ η βάση που βρίσκεται πίσω από αυτήν ονομάζεται downstream.



Εικόνα 1.7.1 Σχηματική αναπαράσταση των διαφόρων υλικών προς ακτινοβολήση



Εικόνα 1.7.2 : Φωτογραφία της πλήρους διάταξης τοποθετημένης και ευθυγραμμισμένης για ακτινοβολήση μπροστά από τον ευθυγραμμιστή (collimator).

Μετά το πέρας της ακτινοβόλησης, όλα τα ραδιενεργά πλέον δείγματα τοποθετήθηκαν μπροστά από έναν ανιχνευτή υπερ-καθαρού γερμανίου (HPGe) εσωτερικής απόδοσης ανίχνευσης στα 80%. Κάθε δείγμα τοποθετήθηκε στον ανιχνευτή σε διαφορετική χρονική στιγμή ανάλογα με τον χρόνο ζωής (half life) του κάθε παραγόμενου από αντιδράσεις ραδιοϊσοτόπου. Στον πιο κάτω πίνακα 1.7.2 φαίνονται οι αντίστοιχες πληροφορίες για κάθε δείγμα.

Πίνακας 1.7.2: Ημερομηνία και ώρα τοποθέτησης του κάθε ακτινοβολημένου στόχου μαζί με τις σημαντικότερες αντιδράσεις και τους αντίστοιχους χρόνους ημιζωής των θυγατρικών πυρήνων.

Υλικό	Αρχή Ανίχνευσης	Χρόνος Ανίχνευσης (h)	Αντίδραση	Χρόνος Ημιζωής
Cd	0/20/2021 20:45	0.13	$^{114}\text{Cd}(n,g)^{115}\text{Cd}$	53.46 h
Bi	10/20/2021 20:55	12.82	$^{209}\text{Bi}(n,4n)^{206}\text{Bi}$ $^{209}\text{Bi}(n,5n)^{205}\text{Bi}$	6.234 d 15.31 d
Au3	10/21/2021 10:00	6.15	$^{197}\text{Au}(n,g)^{198}\text{Au}$ $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	2.69 d 6.17 d
Au4	10/21/2021 20:37	13.77	$^{197}\text{Au}(n,g)^{198}\text{Au}$ $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	2.69 d 6.17 d
Al	10/20/2021 17:39	2.93	$^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$	15 h
Au6	10/21/2021 17:09	3.17	$^{197}\text{Au}(n,g)^{198}\text{Au}$ $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	2.69 d 6.17 d
Au1	10/22/2021 19:11	46.8	$^{197}\text{Au}(n,g)^{198}\text{Au}$ $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	2.69 d 6.17 d
Sc	10/25/2021 15:01	2.20	$^{45}\text{Sc}(n,g)^{46}\text{Sc}$	83.79 d
Co	10/25/2021 17:24	41.40	$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$ $^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$	70.86 d 271.74 d
Au5	10/22/2021 10:42	7.86	$^{197}\text{Au}(n,g)^{198}\text{Au}$ $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	2.69 d 6.17 d
Ni	10/20/2021 15:19	1.95	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	70.86 d 35.60 h
W	10/20/2021 17:28	0.12	$^{186}\text{W}(n,g)^{187}\text{W}$	23.73 h
In	10/24/2021 18:20	0.39	$^{113}\text{In}(n,g)^{114m}\text{In}$	49.51 d
Au2	10/24/2021 18:50	20.03	$^{197}\text{Au}(n,g)^{198}\text{Au}$ $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	2.69 d 6.17 d

Η ανάλυση φασμάτων για τον κάθε στόχο για κάθε μια από τις αντιδράσεις απορρόφησης (n,γ) παρουσιάζονται στο αμέσως επόμενο κεφάλαιο μαζί και με την εξίσωση υπολογισμού της ενεργότητας κόρου που έχει ήδη αναφερθεί πιο πάνω.

Κεφάλαιο 2 : Ανάλυση Δεδομένων

2.1 Μέθοδος Ανάλυσης Φασμάτων

Μετά το πέρας της ακτινοβόλησης τα δείγματα, ως πλέον ραδιενεργά από τις αντιδράσεις νετρονίων που έχουν προκύψει, τοποθετούνται μπροστά από έναν ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου (HPGe) εσωτερικής απόδοσης 30%. Οι ακτίνες γάμμα που παράγονται κατά την αλυσιδωτή αποδιέγερση κάθε πυρήνα αλληλοεπιδρούν με το υλικό του ανιχνευτή αφήνοντας έτσι όλη ή ένα ποσοστό της ενέργειάς τους μέσα στον ενεργό όγκο του κρυστάλλου. Τα φωτόνια εναποθέτουν την ενέργειά τους μέσα στην ύλη βάσης τριών βασικών αλληλοεπιδράσεων:

1. Σκέδαση Compton:
Φωτόνιο ενέργειας E προσπίπτει μέσα στον ανιχνευτή γερμανίου (Ge) και σκεδάζεται από ηλεκτρόνια των ατόμων του. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να σκεδαστεί υπό γωνία θ με μικρότερη ενέργεια E' και το ηλεκτρόνιο υπό γωνία ϕ με ενέργεια E'' .
2. Δίδυμη Γένεση:
Φωτόνιο υψηλής ενέργειας ($E > 1.022 \text{ MeV}$) διέρχεται μέσα από το ηλεκτρικό πεδίο που σχηματίζεται κοντά στον πυρήνα ενός ατόμου και παρατηρείται η εξάλυσή του σε ένα ζεύγος ηλεκτρονίου – ποζιτρονίου.
3. Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο:
Το φωτόνιο απορροφάται πλήρως από ένα ηλεκτρόνιο εσωτερικής στιβάδας του ατόμου Ge και το φωτοηλεκτρόνιο απελευθερώνεται.

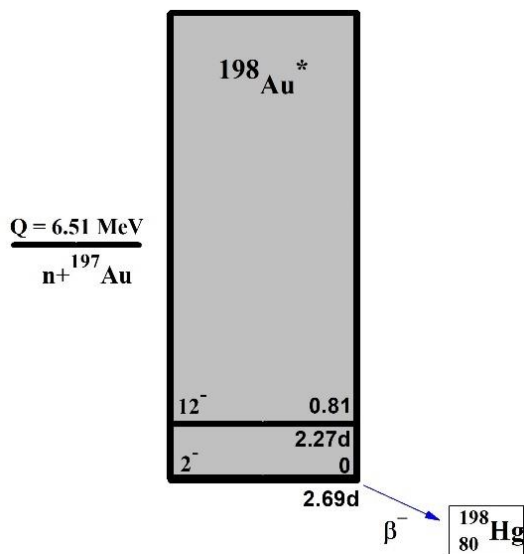
Ανάλογα τώρα με το ποσοστό της ενέργειας που θα εναποθέσει ένα φωτόνιο μέσα στον ανιχνευτή θα δημιουργηθεί ένας παλμός ο οποίος είναι ανάλογος με την αντίστοιχη ενέργεια εναπόθεσης. Με αυτό τον τρόπο γίνεται η ανίχνευση του προσπίπτοντος φωτονίου καθώς επίσης η ταυτοποίηση και καταγραφή της ενέργειάς του. Σε αυτό το σημείο πρέπει να σημειωθεί ότι για την σωστή μελέτη των φασμάτων που καταγράφηκαν ήταν σημαντικό να προσδιοριστούν κάποια ποιοτικά χαρακτηριστικά που αφορούν τον ανιχνευτή όπως η ενεργειακή διακριτική του ικανότητα (FWHM) καθώς επίσης και η ολική απόδοσή του σε καταγραφή γεγονότων (Efficiency). Τα χαρακτηριστικά αυτά προσδιορίζονται παρακάτω στην ενότητα αυτή.

Αφού συλλέχθηκαν τα φάσματα από τα διάφορα δείγματα που μετρήθηκαν, για την ανάλυσή τους χρησιμοποιήθηκε ένα πρόγραμμα φασματοσκοπίας- γ το SPECTRW (Kalfas C.A 2016). Αρχικά, είχε ληφθεί ένα φάσμα το οποίο ανταποκρινόταν στο υπόβαθρο (background) προκειμένου να αναγνωριστούν ακτίνες γάμμα που προκύπτουν από εξωτερικούς παράγοντες. Έτσι, κατά την μελέτη των φασμάτων υπήρχε ταυτόχρονη απεικόνιση και του φάσματος υποβάθρου προκειμένου να γίνει η σωστή αναγνώριση των κορυφών που θα αντιστοιχούσαν σε ακτίνες γάμμα που προκλήθηκαν από την αποδιέγερση κάποιου πυρήνα ενδιαφέροντος.

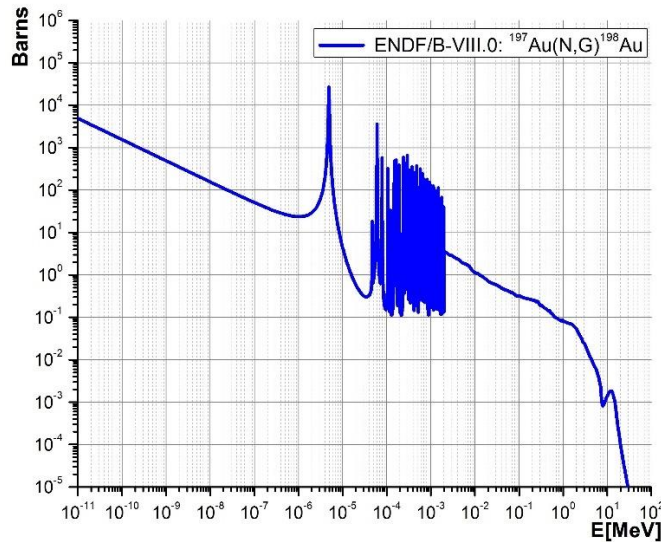
Η κορυφή κάθε ακτίνας γάμμα ακολουθεί μια Γκαουσιανή κατανομή και για τον υπολογισμό των συνολικών γεγονότων (Counts) που απαρτίζουν την κορυφή αυτή χρησιμοποιήθηκαν δύο τεχνικές οι οποίες δίνουν το ίδιο αποτέλεσμα, το “fit” και το “integrate”. Στην περίπτωση όπου ο υπολογισμός των γεγονότων γίνεται με την επιλογή “integrate”, επιλέγονται από τον χρήστη τα άκρα της γκαουσιανής κορυφής και στην συνέχεια γίνεται η ολοκλήρωση ανάμεσα σε αυτά. Στην περίπτωση που χρησιμοποιείται η εντολή “fit”, επιλέγονται από τον χρήστη τα άκρα και το μέγιστο της κορυφής αυτής, γίνεται μια προσέγγιση της γκαουσιανής καμπύλης από το πρόγραμμα και ολοκληρώνοντάς την παίρνουμε ξανά τον αριθμό των γεγονότων ενδιαφέροντος. Και στις δύο περιπτώσεις, το υπόβαθρο κάθε κορυφής έπρεπε να αφαιρεθεί, η μορφή του οποίου έχει προηγουμένως τεθεί μέσω της επιλογής “BGR”.

2.2 Το Σύστημα $n+^{197}\text{Au}$

Κατά την πρόσπτωση ενός νετρονίου πάνω σε ένα στόχο ^{197}Au , δημιουργείται ένας σύνθετος πυρήνας ψηλά διεγερμένος (Εικόνα 2.2.1). Η στάθμη διεγερσής του έχει ενέργεια περίπου ίση με την ενέργεια του νετρονίου στο κέντρο μάζας και το Q-value της αντίδρασης σύλληψης του νετρονίου ($Q+E_{cm}$). Κατά την αποδιέγερσή του, διάφορα κανάλια εξόδου είναι πιθανά ανάλογα με την ενεργό διατομή της αντίδρασης (Εικόνα 2.2.2) και την αρχική ενέργεια του νετρονίου. Ωστόσο στην παρούσα εργασία, σε όλους τους πυρήνες στόχου, αναλύεται η περίπτωση όπου έχουμε νετρόνια χαμηλής ενέργειας έως 1MeV όπου πραγματοποιείται κυρίως η αντίδραση απορρόφησης (n, γ).

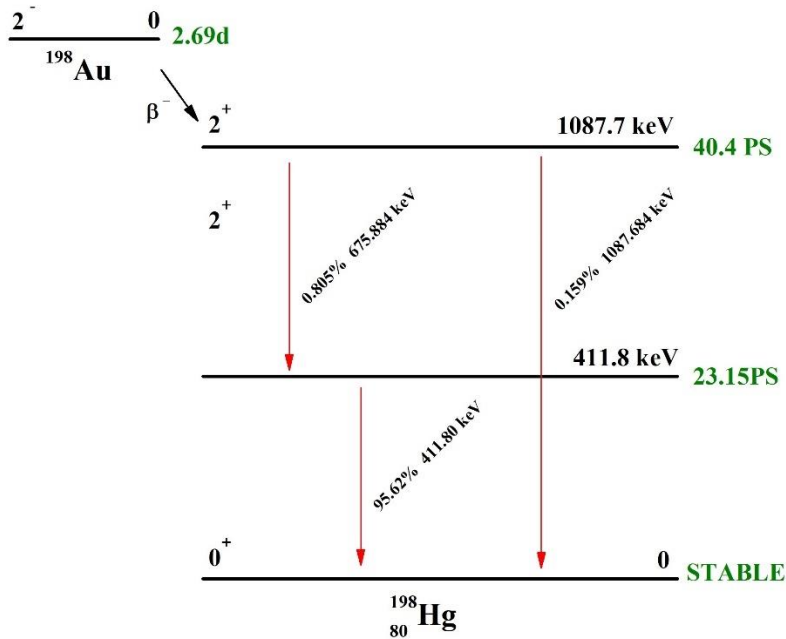


Εικόνα 2.2.1 Ενεργειακό διάγραμμα του συστήματος $n+^{197}\text{Au}$. Οι ατομικές μάζες και το Q-value έχουν ληφθεί από την βιβλιοθήκη National Nuclear Data Center (NNDC).



Εικόνα 2.2.2 Ενεργός διατομή αντίδρασης (n,γ) πάνω σε στόχο ^{197}Au .

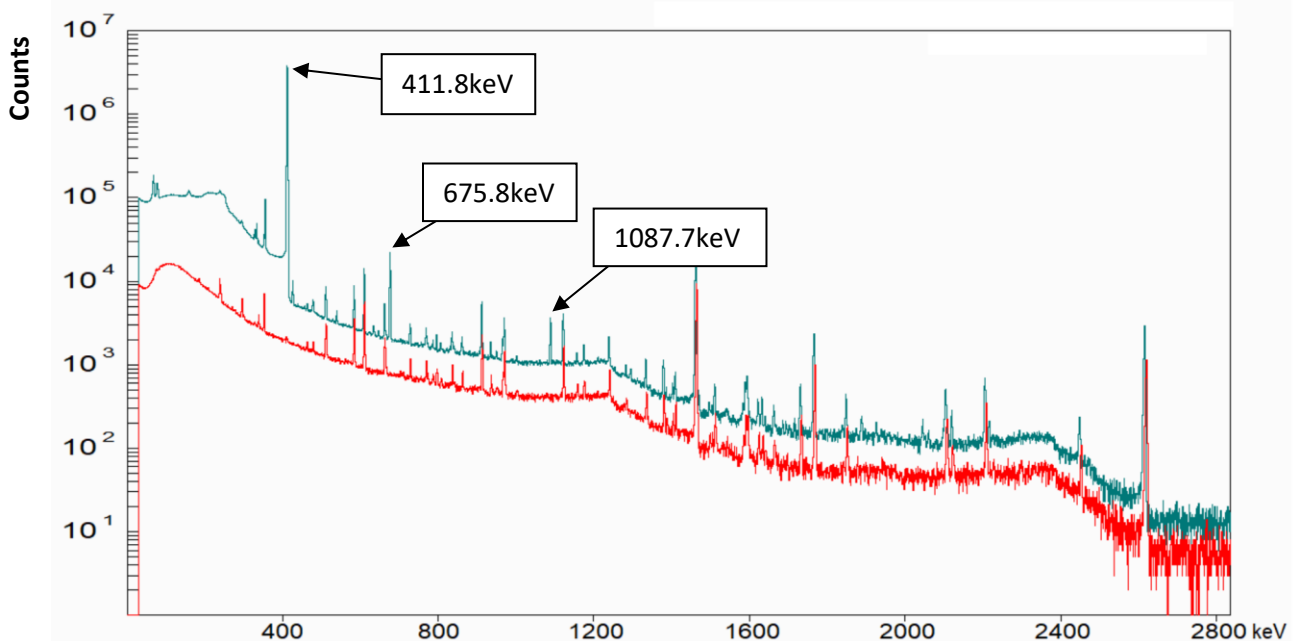
Ο παραγόμενος πυρήνας ^{198}Au αφού αποδιεγερθεί με άμεση ακτινοβολία γάμμα και φτάσει στην βασική του στάθμη είναι ραδιενεργός και αποδιεγείρεται με ακτινοβολία β^- με πιθανότητα 100% σε πυρήνα ^{198}Hg . Ο χρόνος ημιζωής του παραγόμενου πυρήνα ^{198}Au είναι 2.69 μέρες και η αποδιέγερσή του συνοδεύεται από ακτίνες γ του θυγατρικού πυρήνα ^{198}Hg και είναι αυτές που ανιχνεύονται από τον ανιχνευτή γερμανίου. Οι τρεις κύριες ακτίνες γ αποδιέγερσης του πυρήνα ^{198}Hg έχουν ένταση 95.62%, 0.805% και 0.159% με αντίστοιχες ενέργειες 411.8 keV, 675.884 keV και 1087.684 keV (Εικόνα 2.2.3).



Εικόνα 2.2.3: Ενεργειακό διάγραμμα αποδιέγερσης του πυρήνα ^{198}Au μαζί με τις πιο πιθανές εκπεμπόμενες ακτίνες γάμμα.

Επιπλέον, αξίζει να σημειωθεί ότι παρόλο που η πρώτη μετασταθής (m1) στάθμη του παραγόμενου πυρήνα ^{198}Au έχει χρόνο ημιζωής 2.27 μέρες, καμία εκπεμπόμενη ακτίνα γάμμα που θα οδηγούσε στην βασική στάθμη του σύνθετου πυρήνα δεν είχε παρατηρηθεί. Η ηλεκτρομαγνητική αποδιέγερση ενός πυρήνα από μια στάθμη σε μια άλλη με μεγάλη μεταβολή της συνολικής στροφορμής J δίνει πολύ μικρή πιθανότητα εκπομπής της εκάστοτε ακτίνας γάμμα βάση τον χρυσό κανόνα του Fermi. Οπότε στην περίπτωση του ^{198}Au , καμία αποδιέγερση από στάθμη του υψηλά διεγερμένου σύνθετου πυρήνα με χαμηλό J^P δεν μπορούσε να οδηγήσει στην κατάληψη της πρώτης διεγερμένης στάθμης με $J^P=12^-$. Η μόνη περίπτωση που θα μπορούσε να γίνει κατάληψη της εν λόγω στάθμης θα ήταν μόνο αν ο σύνθετος πυρήνας που είχε δημιουργηθεί ήταν διεγερμένος σε μια στάθμη με μεγάλο J^P . Ωστόσο κάτι τέτοιο στην περίπτωση μελέτης (n,γ) αντιδράσεων σε στόχο ^{197}Au είναι δύσκολο. Η αποδιέγερση της στάθμης αυτής επιτυγχάνεται με Εσωτερική Μετατροπή (Internal Transition).

Το παρακάτω φάσμα (Εικόνα 2.2.4) έχει ληφθεί 62.1 περίπου ώρες μετά το πέρας της ακτινοβολήσεως και η συλλογή ακτίνων γάμμα κράτησε περίπου 46.8 ώρες. Στο φάσμα μπορούν να παρατηρηθούν ξεκάθαρα οι ακτίνες γάμμα της αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$. Μάλιστα αναγνωρίστηκαν και οι 675.8 keV και 1087.7 keV παρόλη την μικρή πιθανότητα εκπομπής τους. Το φάσμα αυτό ανήκει στον Au1 που βρισκόταν στο κέντρο της βάσης που τοποθετήθηκαν οι στόχοι. Παρόμοια όμως φάσματα έχουν ληφθεί και από τα υπόλοιπα δείγματα χρυσού που ακτινοβολήθηκαν με κάποιες όμως διαφορές στον αριθμό των γεγονότων που καταγράφηκαν λόγω της θέσης στην οποία βρίσκονταν κατά την ακτινοβολήση και τον χρόνο μέτρησής τους στον ανιχνευτή γερμανίου.



Εικόνα 2.2.4: Τυπικό φάσμα που λήφθηκε από το δείγμα Au1 (μπλε) μαζί με το φάσμα υποβάθρου (κόκκινο). Οι κορυφές που αντιστοιχούν στην αντίδραση (n,γ) φαίνονται ξεκάθαρα στο φάσμα.

Τα αποτελέσματα από την ανάλυση όλων των δειγμάτων χρυσού για την αντίδραση (n,γ) παρουσιάζονται στους πίνακες 2.2.1-2.2.6 και αφορούν τους στόχους Au1, Au2, Au3, Au4, Au5 και Au6 αντίστοιχα. Η απόσταση των στόχων από το παράθυρο του ανιχνευτή γερμανίου ήταν διαφορετική για κάθε στόχο χρυσού ωστόσο ήταν τουλάχιστον 9 cm για όλα τα δείγματα.

Πίνακας 2.2.1 Αποτελέσματα καταγραφής γεγονότων (Counts) για όλες τις ακτίνες γάμμα που αφορούν την (n,γ) αντίδραση στον στόχο Au1.

Au1 (HPGe 12cm)			
Peaks (keV)	Reaction	Counts	Counts Error
411.69	(n,γ)	13990171	3850
675.61	(n,γ)	81183	416
1087.91	(n,γ)	10992	219

Πίνακας 2.2.2 Αποτελέσματα καταγραφής γεγονότων (Counts) για όλες τις ακτίνες γάμμα που αφορούν την (n,γ) αντίδραση στον στόχο Au2.

Au2 (HPGe 12cm)			
Peaks (keV)	Reaction	Counts	Counts Error
411.69	(n,γ)	3775004	2775
675.61	(n,γ)	22422	278
1087.91	(n,γ)	3156	137

Πίνακας 2.2.3 Αποτελέσματα καταγραφής γεγονότων (Counts) για όλες τις ακτίνες γάμμα που αφορούν την (n,γ) αντίδραση στον στόχο Au3.

Au3 (HPGe 9cm)			
Peaks (keV)	Reaction	Counts	Counts Error
411.69	(n,γ)	985757	1239
675.61	(n,γ)	5597	122
1087.91	(n,γ)	726	68

Πίνακας 2.2.4 Αποτελέσματα καταγραφής γεγονότων (Counts) για όλες τις ακτίνες γάμμα που αφορούν την (n,γ) αντίδραση στον στόχο Au4.

Au4 (HPGe 9cm)			
Peaks (keV)	Reaction	Counts	Counts Error
411.69	(n,γ)	3574269	1953
675.61	(n,γ)	19435	203

1087.91	(n,γ)	3048	116
---------	-------	------	-----

Πίνακας 2.2.5 Αποτελέσματα καταγραφής γεγονότων (Counts) για όλες τις ακτίνες γάμμα που αφορούν την (n,γ) αντίδραση στον στόχο Au5.

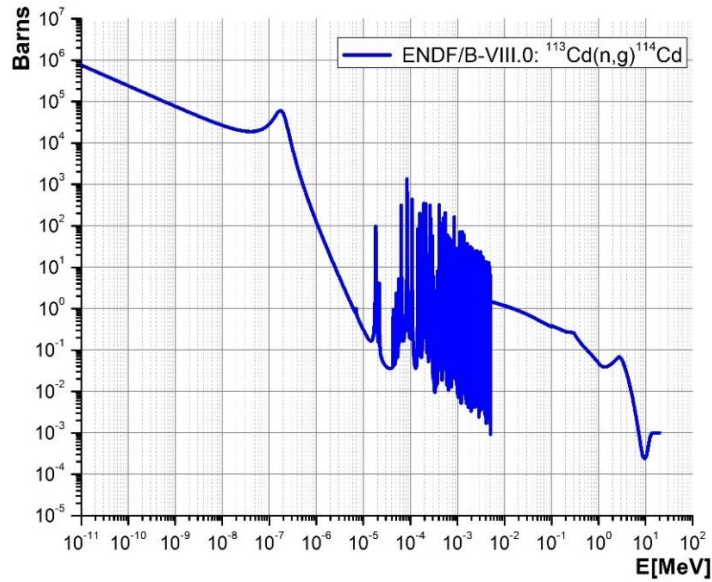
Au5 (HPGe 9cm)			
Peaks (keV)	Reaction	Counts	Counts Error
411.69	(n,γ)	1669430	1331
675.61	(n,γ)	8922	142
1087.91	(n,γ)	1281	85

Πίνακας 2.2.6 Αποτελέσματα καταγραφής γεγονότων (Counts) για όλες τις ακτίνες γάμμα που αφορούν την (n,γ) αντίδραση στον στόχο Au6.

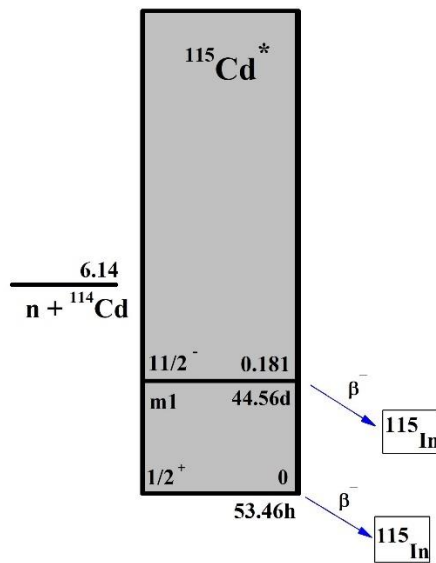
Au6 (HPGe 12cm)			
Peaks (keV)	Reaction	Counts	Counts Error
411.69	(n,γ)	2998000	1774
675.61	(n,γ)	16504	152
1087.91	(n,γ)	2362	71

2.3 Το Σύστημα n+¹¹⁴Cd

Ο στόχος καδμίου (Cd) που χρησιμοποιήθηκε αποτελούσε στόχο φυσικού Cd. Τα σταθερά ισότοπα που απαρτίζουν το φυσικό Cd είναι το ¹⁰⁶Cd (1.3%), ¹⁰⁸Cd (0.9%), ¹¹⁰Cd (12%), ¹¹¹Cd (13%), ¹¹²Cd (24%), ¹¹⁴Cd (29%) και το ¹¹⁶Cd (7.5%). Ωστόσο υπάρχει και το ραδιενεργό ισότοπο ¹¹³Cd (13%) το οποίο έχει χρόνο ημιζωής $9.3 \cdot 10^{15}$ y και είναι η κύρια πηγή απορρόφησης θερμικών νετρονίων που οδηγούν στην δημιουργία του σταθερού ισότοπου ¹¹⁴Cd (Εικόνα 2.3.1). Από όλα αυτά τα ισότοπα, μελετήθηκε μόνο το ¹¹⁴Cd αφού ο σύνθετος πυρήνας ¹¹⁵Cd (Εικόνα 2.3.2) που παράγεται κατά την αντίδραση (n,γ) είναι ο μόνος που έχει χρόνο ημιζωής 53.46 h στην βασική και 44.56 d στην πρώτη διεγερμένη στάθμη και μπορεί να μετρηθεί από τους ανιχνευτές. Από την άλλη, τα υπόλοιπα ισότοπα παράγουν πυρήνες οι οποίοι είναι είτε σταθεροί είτε έχουν μικρό χρόνο ημιζωής και επομένως η ανίχνευση των ακτίνων γάμμα δεν είναι δυνατή.

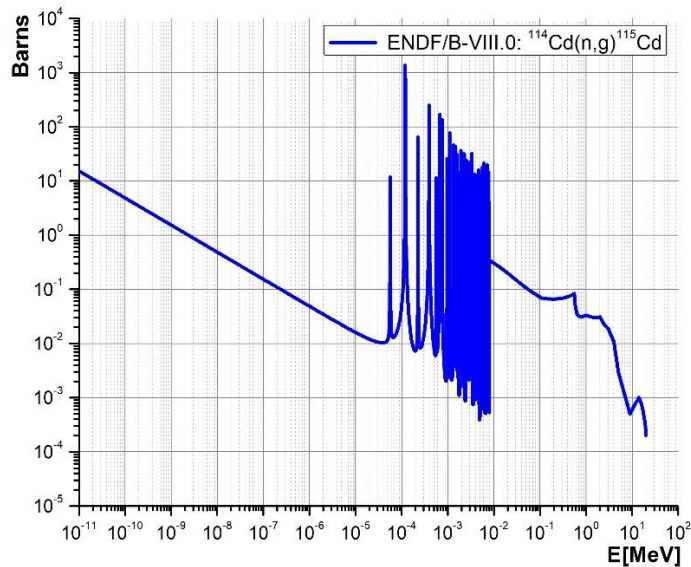


Εικόνα 2.3.1: Ενεργός διατομή αντίδρασης $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)^{114}\text{Cd}$.



Εικόνα 2.3.2 Ενεργειακό διάγραμμα του συστήματος $n + ^{114}\text{Cd}$. Οι ατομικές μάζες και το Q -value έχουν ληφθεί από την βιβλιοθήκη National Nuclear Data Center (NNDC).

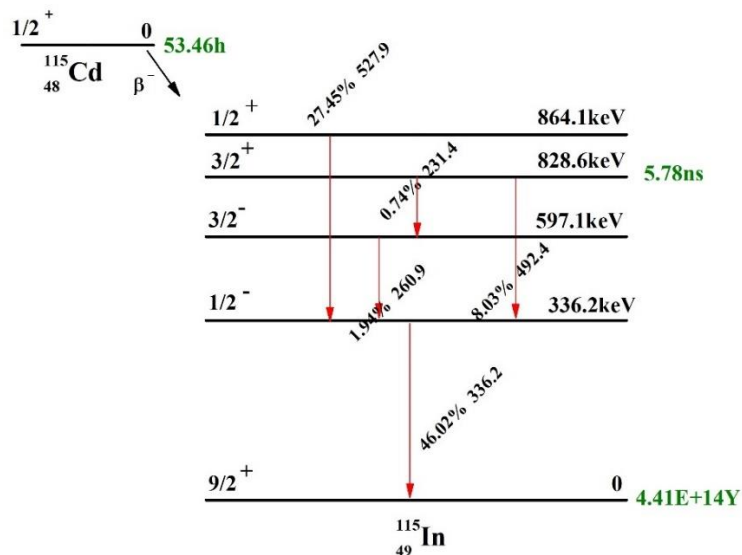
Το ισότοπο ^{114}Cd αφού απορροφήσει ένα νετρόνιο (n,γ) (Εικόνα 2.3.3) δημιουργείται ο σύνθετος πυρήνας ^{115}Cd ο οποίος αποδιεγείρεται με εκπομπή ακτινοβολίας β^- από την πρώτη διεγερμένη καθώς και από την βασική του στάθμη. Ωστόσο λόγω της χαμηλής πιθανότητας κατάληψης της πρώτης διεγερμένης στάθμης έναντι της βασικής και σε συνδυασμό με την χαμηλή πιθανότητα εκπομπής των εν λόγω ακτίνων γάμμα, θεωρούμε πως οι αποδιεγέρσεις που προέκυψαν από την πρώτη διεγερμένη είναι αμελητέες σε σχέση με αυτές που προέκυψαν από την βασική στάθμη.



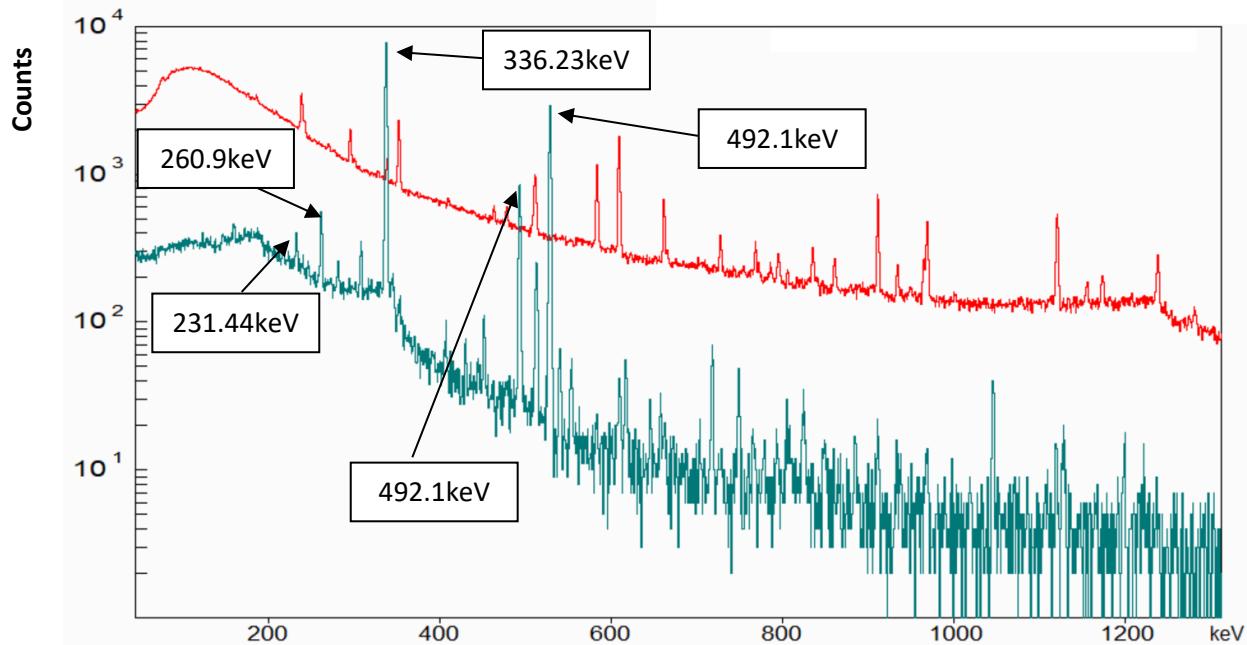
Εικόνα 2.3.3: Ενεργός διατομή αντίδρασης $^{114}\text{Cd}(n,\gamma)^{115}\text{Cd}$.

Ο πυρήνας ^{115}Cd αφού αποδιεγερθεί με β^- διάσπαση παράγεται ο πυρήνας ^{115}In ο οποίος είναι επίσης ραδιενεργός και αποδιεγείρεται με εκπομπή ακτίνων γάμμα προς την βασική του στάθμη με χρόνο ημιζωής $4.41 \cdot 10^{14}\text{y}$. Οι κύριες ακτίνες γάμμα ανίχνευσης μαζί με την πιθανότητα εκπομπής τους που προκύπτουν από την βασική στάθμη του ^{115}Cd είναι οι 231.44 keV (0.74%), 260.9 keV (1.94%), 336.23 keV (46.02%), 492.1 keV (8.03%) και 527.73 keV (27.45%) (Εικόνα 2.3.4). Το φάσμα του φυσικού Cd (Εικόνα 2.3.5) λήφθηκε 15.62 ώρες μετά το τέλος της ακτινοβόλησης και η μέτρησή του στον ανιχνευτή διάρκεσε 0.133 ώρες. Οι διαφορές στα φάσματα όσον αφορά το επίπεδο των γεγονότων του υποβάθρου σε σχέση με αυτό του Cd οφείλονται στον διαφορετικό χρόνο μέτρησης των δύο διαφορετικών φασμάτων.

Τα αποτελέσματα της ανάλυσης του στόχου Cd παρουσιάζονται στον πίνακα 2.3.1. Επιπλέον, το δείγμα βρισκόταν 9 cm σε απόσταση από το παράθυρο του ανιχνευτή.



Εικόνα 2.3.4: Ενεργειακό διάγραμμα αποδιέγερσης του πυρήνα ^{115}Cd μαζί με τις πιο πιθανές εκπεμπόμενες ακτίνες γάμμα.



Εικόνα 2.3.5: Τυπικό φάσμα που λήφθηκε από το δείγμα Cd (μπλε) μαζί με το φάσμα υποβάθρου (κόκκινο).

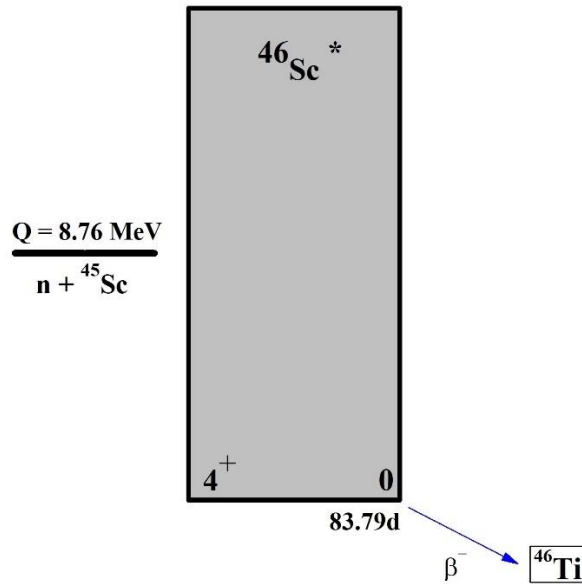
Πίνακας 2.3.1 Αποτελέσματα καταγραφής γεγονότων (Counts) για όλες τις ακτίνες γάμμα που αφορούν την (n,γ) αντίδραση στον στόχο Cd.

Cd (HPGe 9cm)			
Peaks (keV)	Reaction	Counts	Counts Error
231.44	(n,γ)	586	73
260.9	(n,γ)	1382	99
336.23	(n,γ)	27247	214
492.1	(n,γ)	3204	74
527.73	(n,γ)	10647	105

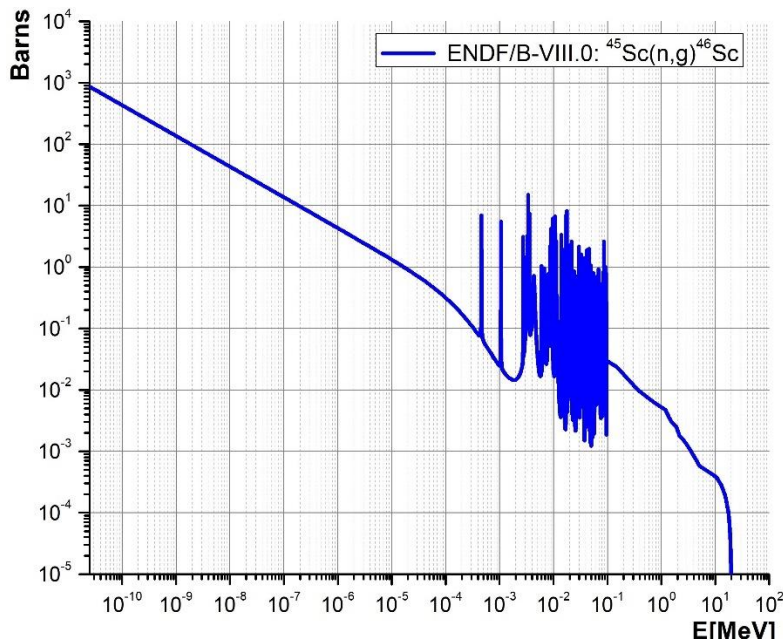
2.4 Το Σύστημα n+ ^{45}Sc

Στην περίπτωση του στόχου σκανδίου (Sc) υπήρχε 100% αφθονία στο ισότοπο ^{45}Sc όπου και απαρτίζει το φυσικό Sc. Ο σύνθετος πυρήνας ^{46}Sc (Εικόνα 2.4.1) που παράγεται κατά την απορρόφηση ενός νετρονίου (Εικόνα 2.4.2) αποδιεγείρεται με β^- διάσπαση σε ^{46}Ti με χρόνο

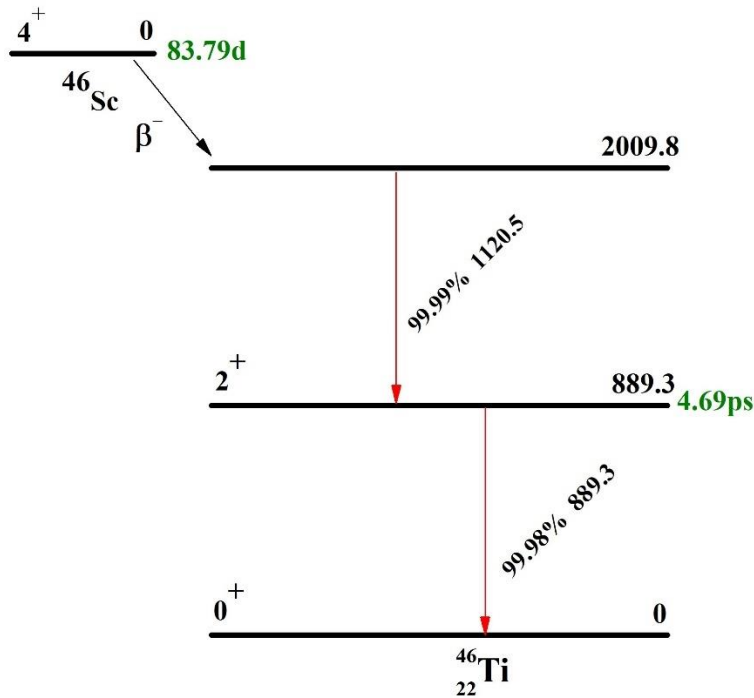
ημιζωής 83.79 d. Οι κύριες ακτίνες γάμμα εκπομπής από το ισότοπο ^{46}Ti είναι οι 889.2 keV (99.984%) και 1120.65 keV (99.987%) (Εικόνα 2.4.3).



Εικόνα 2.4.1 Ενεργειακό διάγραμμα του συστήματος $n+^{45}\text{Sc}$. Οι ατομικές μάζες και το Q -value έχουν ληφθεί από την βιβλιοθήκη National Nuclear Data Center (NNDC).

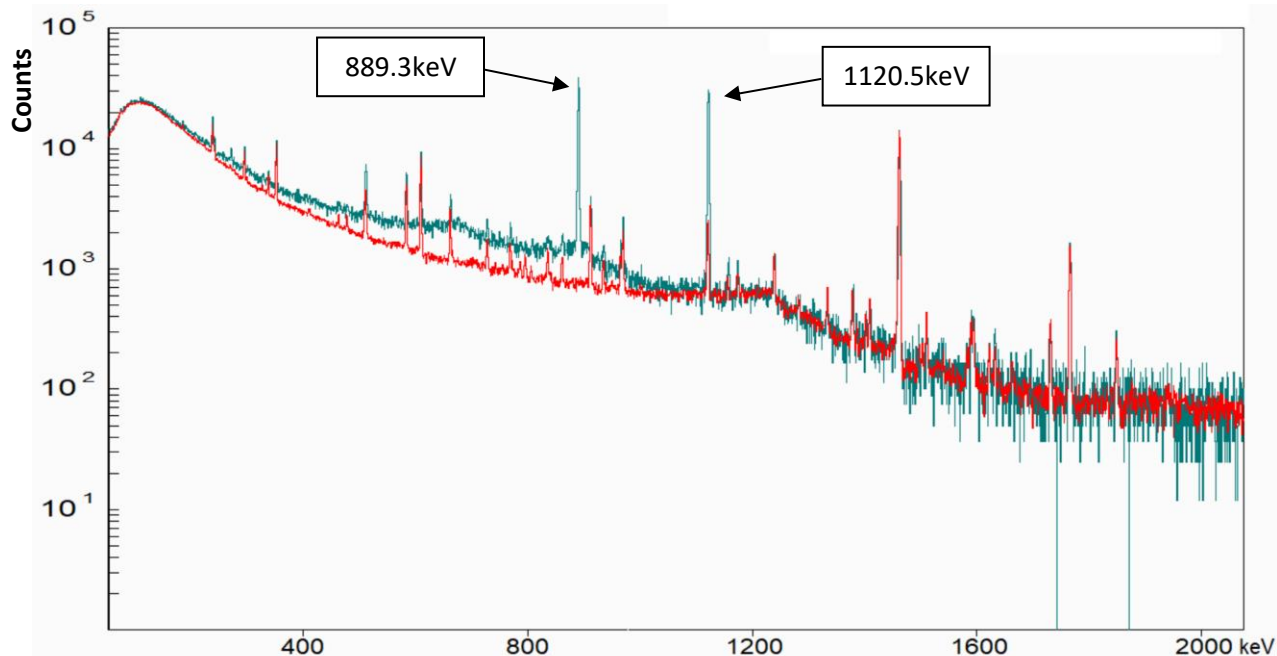


Εικόνα 2.4.2: Ενεργός διατομή αντίδρασης $^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$



Εικόνα 2.4.3: Ενεργειακό διάγραμμα αποδιέγερσης του πυρήνα ^{46}Sc μαζί με τις πιο πιθανές εκπεμπόμενες ακτίνες γάμμα.

Το φάσμα του ^{45}Sc λήφθηκε 5.41 μέρες μετά το πέρας της ακτινοβολήσης και ο χρόνος μέτρησής του στον ανιχνευτή από απόσταση 9 cm κράτησε 2.20 ώρες. Κατά την μελέτη του φάσματος ακτίνων γάμμα (Εικόνα 2.4.4) παρατηρήθηκε ότι η κορυφή της ακτίνας γάμμα 1120.5 keV συμπίπτει με κορυφή υποβάθρου. Επομένως, για την ανάλυση της κορυφής αυτής ήταν αναγκαίο να αφαιρέσουμε τα γεγονότα τα οποία οφείλονταν στο υπόβαθρο από αυτά της εν λόγω αντίδρασης έτσι ώστε να γίνει σωστή καταγραφή. Με την επιλογή Time Normalized που μας παρέχει το πρόγραμμα κάναμε χρονική κανονικοποίηση του φάσματος υποβάθρου πάνω στο φάσμα του ^{45}Sc και έτσι αφαιρώντας τα γεγονότα υποβάθρου από το φάσμα ^{45}Sc καταγράφουμε μόνο αυτά που προέκυψαν από την αντίδραση (n,γ). Η ανάλυση του φάσματος παρουσιάζεται στον πίνακα 2.4.1



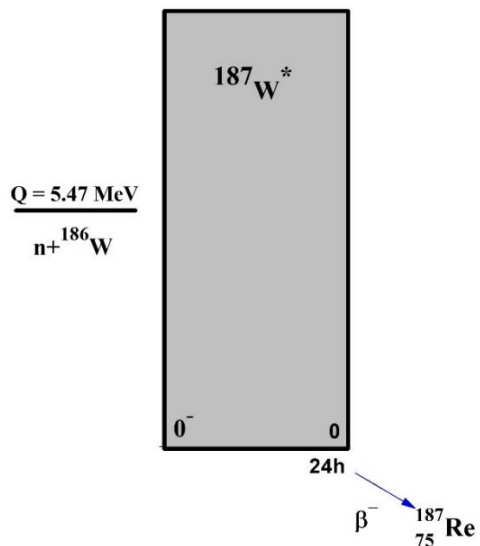
Εικόνα 2.4.4: Τυπικό φάσμα που λήφθηκε από το δείγμα Sc (μπλε) μαζί με το φάσμα υποβάθρου (κόκκινο). Οι κορυφές που αντιστοιχούν στην αντίδραση (n,γ) φαίνονται στο φάσμα.

Πίνακας 2.4.1 Αποτελέσματα καταγραφής γεγονότων (Counts) για όλες τις ακτίνες γάμμα που αφορούν την (n,γ) αντίδραση στον στόχο Sc.

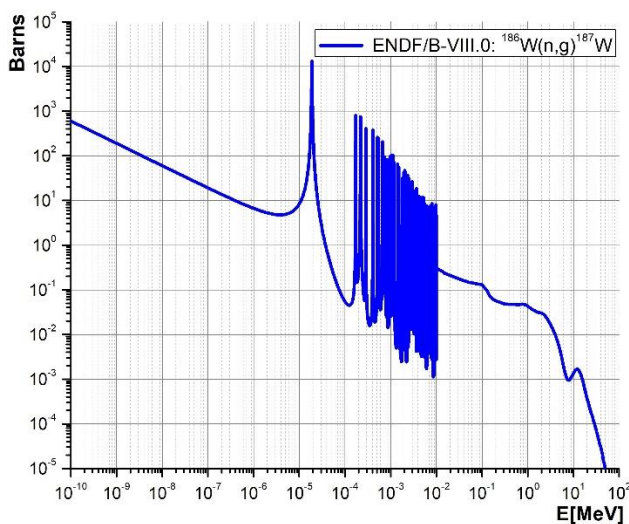
Sc (HPGe 9cm)			
Peaks (keV)	Reaction	Counts	Counts Error
889.3	(n,γ)	12682	135
1120.5	(n,γ)	10998	113

2.5 Το Σύστημα n+¹⁸⁶W

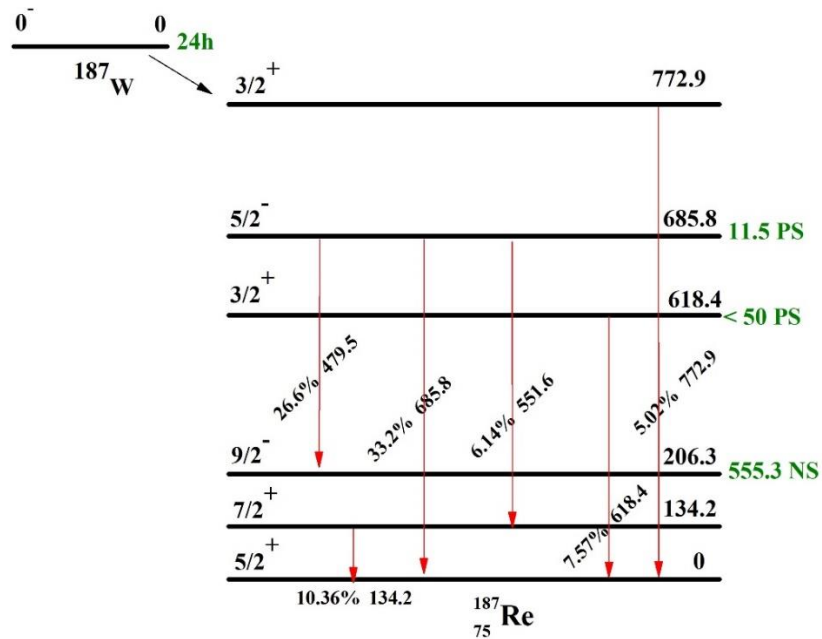
Ο στόχος βολφραμίου (W) αποτελούσε επίσης στόχο φυσικού W με 100% ισοτοπική αναλογία σε ¹⁸⁶W. Η αντίδραση (n,γ) πάνω στον στόχο σχηματίζει ένα σύνθετο πυρήνα ¹⁸⁷W (Εικόνες 2.5.1, 2.5.2) ο οποίος αποδιεγείρεται από την βασική του στάθμη με β⁻ διάσπαση σε πυρήνα ¹⁸⁷Re με χρόνο ημιζωής 24 ώρες. Μετέπειτα ο πυρήνας αυτός αποδιεγείρεται με εκπομπή ακτινοβολίας γάμμα. Οι κύριες ενέργειες των ακτίνων γάμμα είναι οι 134.2 keV (10.36 %), 479.5 keV (26.6%), 551.6 keV (6.1%), 618.4 keV (7.57%), 685.8 keV (33.2%) και 772.9 keV (5.02%) (Εικόνα 2.5.3).



Εικόνα 2.5.1 Ενεργειακό διάγραμμα του συστήματος $n+^{186}\text{W}$. Οι ατομικές μάζες και το Q -value έχουν ληφθεί από την βιβλιοθήκη National Nuclear Data Center (NNDC).

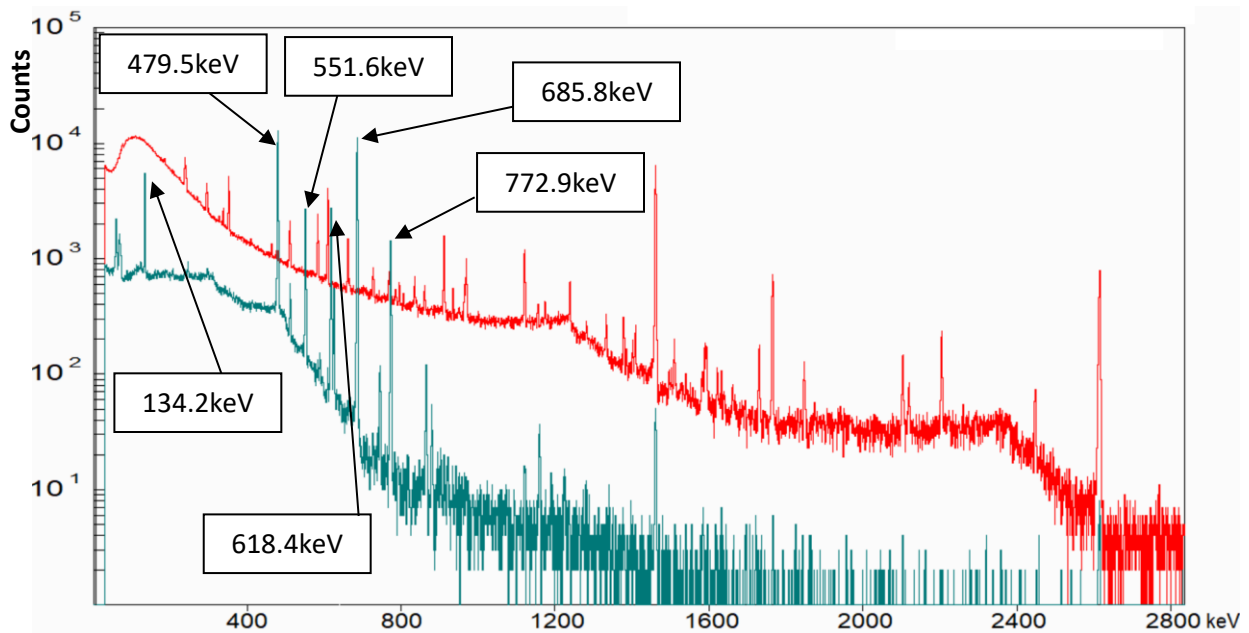


Εικόνα 2.5.2: Ενεργός διατομή αντίδρασης $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$.



Εικόνα 2.5.3: Ενεργειακό διάγραμμα αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα ^{187}W μαζί με τις πιο πιθανές εκπεμπόμενες ακτίνες γάμμα.

Το φάσμα του ^{196}W στόχου αναλύθηκε 12.34 ώρες μετά το πέρας της ακτινοβόλησης και η διάρκεια μέτρησής του στον ανιχνευτή κράτησε 4.11 λεπτά. Η διάρκεια μέτρησης αυτή, αν και μικρή, ήταν αρκετή για να καταγράψει αρκετά γεγονότα ο ανιχνευτής γερμανίου και να γίνει σωστή ανάλυση του φάσματος (Εικόνα 2.5.4) όπως φαίνεται και στον πίνακα 2.5.1



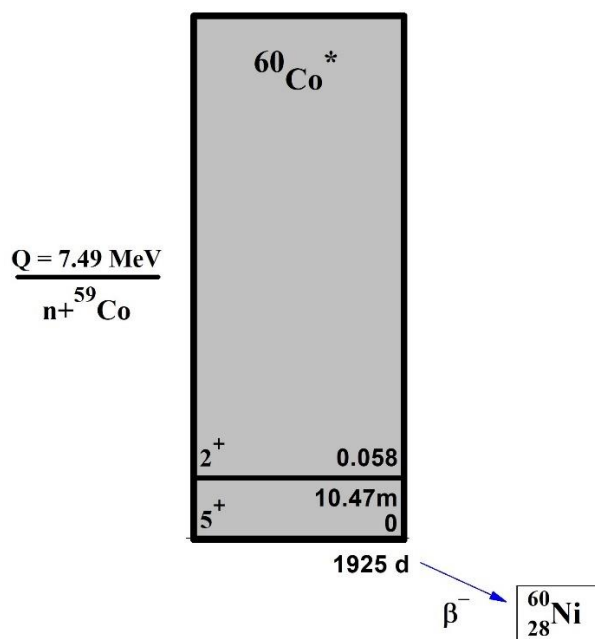
Εικόνα 2.5.4: Τυπικό φάσμα που λήφθηκε από το δείγμα ^{186}W (μπλε) μαζί με το φάσμα υποβάθρου (κόκκινο).

Πίνακας 2.5.1 Αποτελέσματα καταγραφής γεγονότων (Counts) για όλες τις ακτίνες γάμμα που αφορούν την (n,γ) αντίδραση στον στόχο ^{186}W .

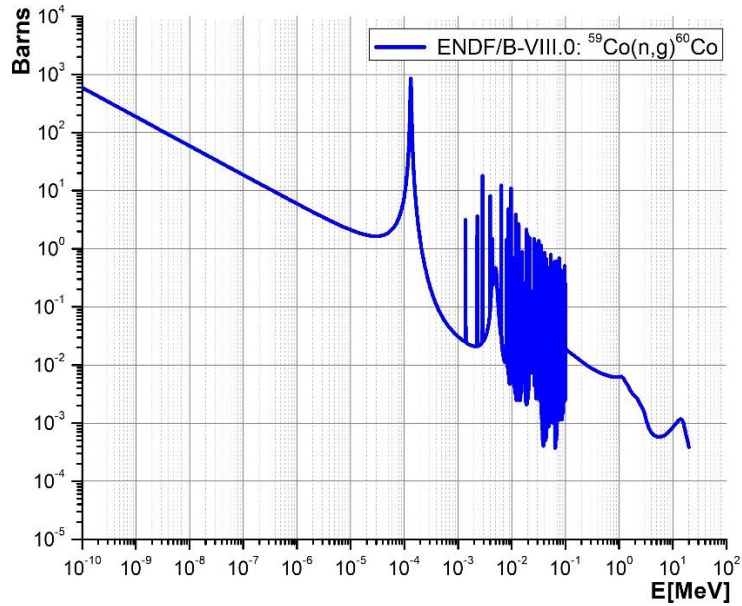
W (HPGe 12cm) Peaks (keV)	Reaction	Counts	Counts Error
134.2	(n,γ)	16969	200
479.5	(n,γ)	47005	336
551.6	(n,γ)	9891	134
618.4	(n,γ)	11041	136
685.8	(n,γ)	43695	260
772.9	(n,γ)	5953	99

2.6 Το Σύστημα n+ ^{59}Co

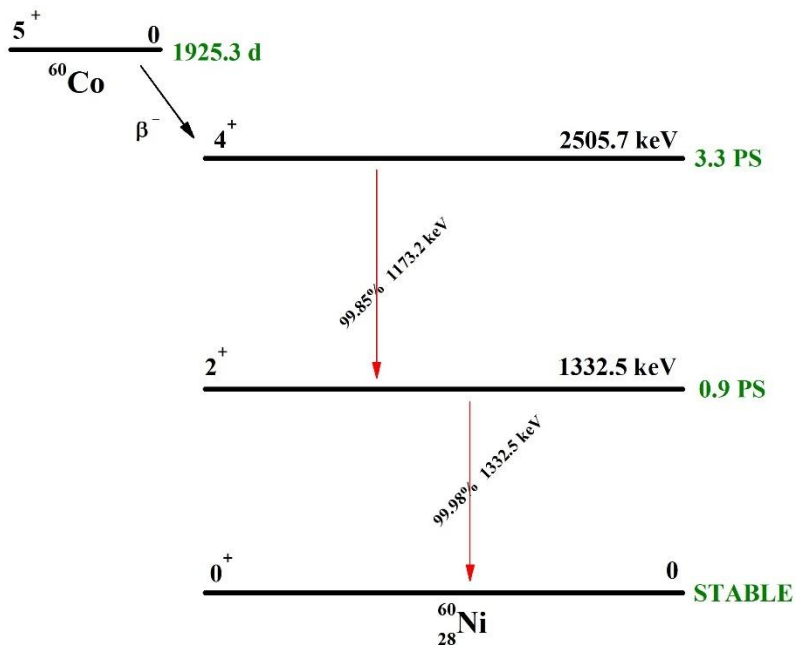
Στην περίπτωση του κοβάλτιου (Co), ο φυσικός στόχος που χρησιμοποιήθηκε απορτιζόταν από 100% ισοτοπική αναλογία στο ισότοπο ^{59}Co . Η αντίδραση (n,γ) πάνω στους πυρήνες στόχου σχηματίζει και σε αυτή την περίπτωση ένα σύνθετο πυρήνα ^{60}Co (Εικόνες 2.5.1, 2.5.2) ο οποίος αποδιεγείρεται από την βασική του στάθμη με β^- διάσπαση σε πυρήνα ^{60}Ni με χρόνο ημιζωής 1925 μέρες. Στην συνέχεια, ο υπολειπόμενος πυρήνας αποδιεγείρεται και αυτός με εκπομπή ακτίνων γάμμα ενέργειας 1173.2 (99.85%) και 1332.5 (99.98%) (Εικόνα 2.5.3).



Εικόνα 2.6.1 Ενεργειακό διάγραμμα του συστήματος n+ ^{59}Co . Οι ατομικές μάζες και το Q-value έχουν ληφθεί από την βιβλιοθήκη National Nuclear Data Center (NNDC).



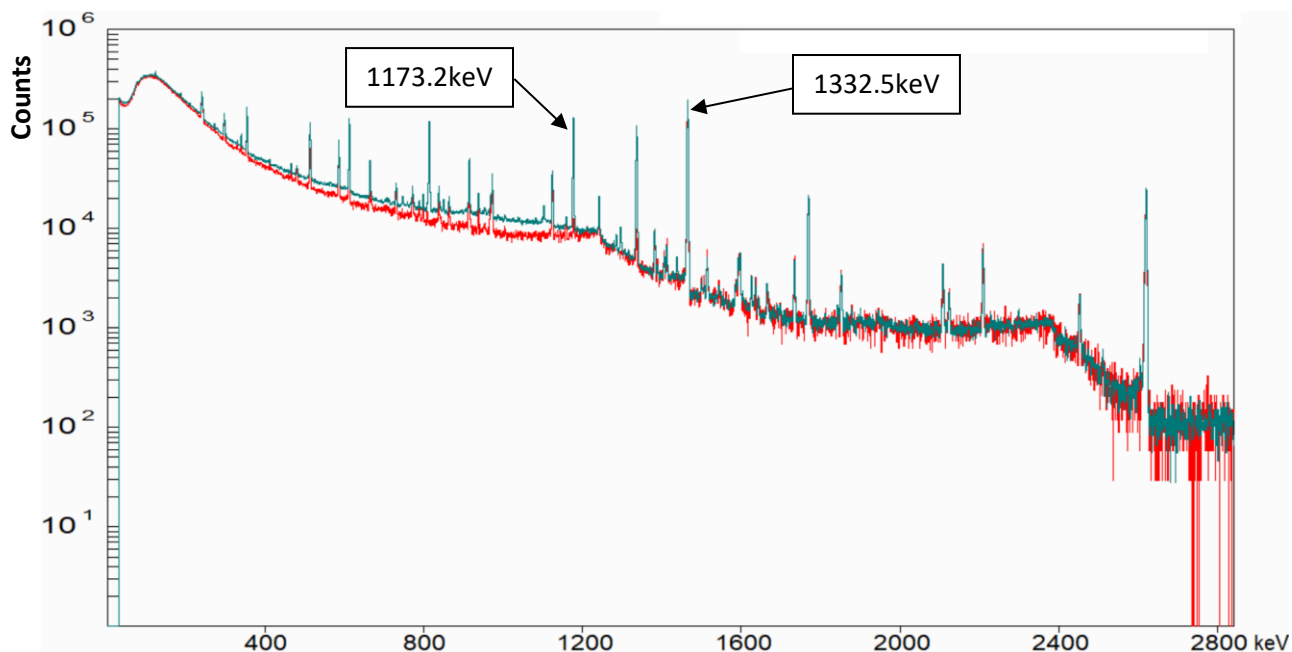
Εικόνα 2.6.2: Ενεργός διατομή αντίδρασης $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$.



Εικόνα 2.6.3: Ενεργειακό διάγραμμα αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα ^{60}Co μαζί με τις πιο πιθανές εκπεμπόμενες ακτίνες γάμμα.

Η ανάλυση του φάσματος πραγματοποιήθηκε 5.5 μέρες μετά το πέρας της ακτινοβολήσης και διήρκησε 1.72 μέρες. Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί ότι καμία ακτίνα γάμμα η οποία προκλήθηκε από την αποδιέγερση της πρώτης διεγερμένης στάθμης δεν είχε καταγραφεί από τον ανιχνευτή γερμανίου λόγω του μεγάλου χρόνου αναμονής του ραδιενεργού δείγματος. Σε

συνδυασμό με τον μικρό χρόνο ζωής της στάθμης αυτής, η καταγραφή των εν λόγω γεγονότων ήταν αδύνατη. Το φάσμα που λήφθηκε από τον ανιχνευτή παρουσιάζεται στην εικόνα 2.6.4 και τα αποτελέσματα της ανάλυσης του στον πίνακα 2.6.1.



Εικόνα 2.6.4: Τυπικό φάσμα που λήφθηκε από το δείγμα ^{59}Co (μπλε) μαζί με το φάσμα υποβάθρου (κόκκινο).

Οι κύριες κορυφές του φάσματος ^{59}Co παρεμβάλλονταν από γεγονότα που προκλήθηκαν στο υποβάθρο για αυτό τον λόγο ακολουθήθηκε η ίδια διαδικασία αφαίρεσης των γεγονότων με αυτήν της περίπτωσης του Sc.

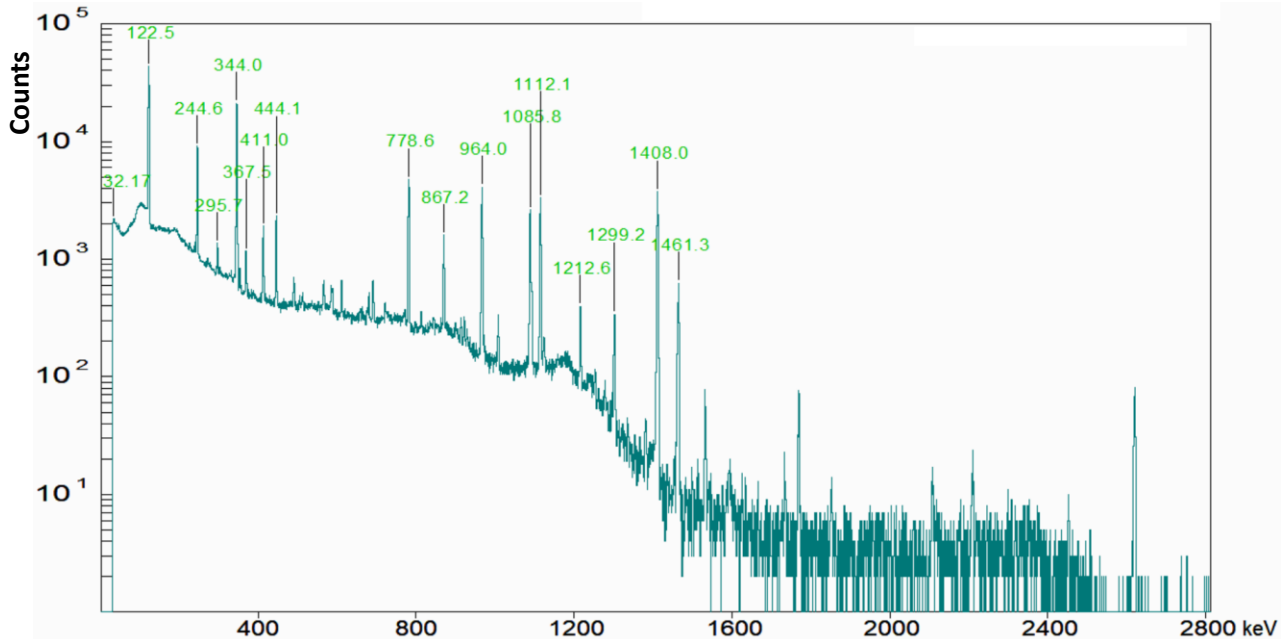
Πίνακας 2.5.1 Αποτελέσματα καταγραφής γεγονότων (Counts) για όλες τις ακτίνες γάμμα που αφορούν την (n,γ) αντίδραση στον στόχο ^{59}Co .

Co (HPGe 9cm)			
Peaks (keV)	Reaction	Counts	Counts Error
1173.2	(n,γ)	57661	316
1332.5	(n,γ)	53424	274

2.7 Υπολογισμός Απόδοσης και Ενεργειακής Διακριτικής Ικανότητας Ανιχνευτή HPGe

Για την σωστή ανάλυση των προαναφερθέντων φασμάτων, ποιοτικά χαρακτηριστικά που αφορούν τον ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου ήταν αναγκαία να προσδιοριστούν. Τα χαρακτηριστικά αυτά είναι κυρίως η ολική απόδοση του ανιχνευτή (efficiency) στις αποστάσεις

μέτρησης 9, 12 και 15 cm καθώς επίσης και η ενεργειακή διακριτική του ικανότητα (FWHM). Προκειμένου να επιτευχθεί αυτό, μια πηγή Ευρωπαϊού (^{152}Eu) γνωστής ενεργότητας ήταν αναγκαία. Έτσι, τοποθετώντας την πηγή μπροστά από το παράθυρο του ανιχνευτή στις τρεις διαφορετικές αποστάσεις που έγιναν οι μετρήσεις των στόχων, ήταν εφικτό να προσδιορίσουμε τον συντελεστή της ολικής απόδοσης του ανιχνευτή στις αντίστοιχες αποστάσεις. Επίσης, γνωρίζοντας το φάσμα κορυφών της πηγής ^{152}Eu βαθμονομήσαμε τα κανάλια (Channels) καταγραφής του ανιχνευτή έτσι ώστε οι κορυφές που ανιχνεύει να αντιστοιχούν στις ενέργειες των ακτίνων γάμμα (Εικόνα 2.7.1).



Εικόνα 2.7.1: Βαθμονομημένο φάσμα πηγής ^{152}Eu . Παρουσιάζονται μικρές αποκλίσεις έως 0.5 keV ως προς την ακριβή ενέργεια των ακτίνων γάμμα ωστόσο δεν επηρεάζουν την ανάλυση των φασμάτων.

Ο σωστός και ακριβής χαρακτηρισμός του ανιχνευτή στα πλαίσια του υπολογισμού των ενεργοτήτων κόρου ήταν κομβικός. Επομένως χρησιμοποιώντας, όπως αναφέρθηκε, την πηγή ^{152}Eu ενεργότητας 11.49 kBq καταγράψαμε τα γεγονότα κάθε κορυφής του φάσματος που συλλέχθηκε σε χρόνο t_m . Ακολουθώντας, υπολογίσαμε μέσω του νόμου των ραδιενεργών διασπάσεων τις συνολικές αποδιεγέρσεις του ^{152}Eu :

$$N = \int_0^{t_m} R \cdot dt \approx R \cdot t_m \quad (2.1)$$

όπου N είναι ο αριθμός των διασπάσεων που πραγματοποιήθηκαν σε χρόνο t και R η ενεργότητα της πηγής την οποία και θεωρούμε σταθερή. Έτσι, γνωρίζοντας την ένταση της κάθε ακτίνας γάμμα και μετρώντας τα γεγονότα που κατέγραψε ο ανιχνευτής σε κάθε αντίστοιχη κορυφή μπορούμε να υπολογίσουμε την απόδοσή του ϵ σε κάθε ενέργεια E_γ χρησιμοποιώντας τον λόγο από τα γεγονότα που μετρήθηκαν προς τις συνολικές ακτίνες γάμμα που εκπέμφθηκαν:

$$\varepsilon(E_{\gamma}) = \frac{N_{\gamma}(E_{\gamma})}{I_{\gamma}(E_{\gamma}) \cdot R \cdot t_m} \quad (2.2)$$

Στους παρακάτω πίνακες 2.7.1 έως 2.7.3 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την ανάλυση των φασμάτων στις αποστάσεις 9 cm, 12cm και 15cm. Τα αντίστοιχα σφάλματα της απόδοσης $\varepsilon(E)$ υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας την μέθοδο της διάδοσης σφαλμάτων και οφείλονται κυρίως στην στατιστική ανάλυση των κορυφών και στο σφάλμα της ενεργότητας R που ήταν $\pm 5\%$.

Πίνακας 2.7.1 Αποτελέσματα απόδοσης ανιχνευτή για την απόσταση 9 cm.

Efficiency 9 cm					
Ενέργεια (keV)	Ένταση (%)	Counts	Σφάλμα Counts	Efficiency	Error Efficiency
121.01	28.53	142978	510	0.009710671	8.90928E-06
245.3	7.55	29695	317	0.007621109	6.64901E-06
344.03	26.59	77070	416	0.005616281	5.33725E-06
411.52	2.24	5779	132	0.005005743	4.35698E-06
778.62	12.93	18388	181	0.002755610	2.44077E-06
867.4	4.23	5607	145	0.002568455	2.23854E-06
963.81	14.52	17439	176	0.002328820	2.08635E-06
1111.96	13.67	14853	158	0.002105365	1.87953E-06
1408.25	21.00	17922	166	0.001653671	1.58985E-06

Πίνακας 2.7.2 Αποτελέσματα απόδοσης ανιχνευτή για την απόσταση 12 cm.

Efficiency 12 cm					
Ενέργεια (keV)	Ένταση (%)	Counts	Σφάλμα Counts	Efficiency	Error Efficiency
121.01	28.53	138986	484	0.006003906	5.48077E-06
245.3	7.55	29303	326	0.004817988	4.20355E-06
344.03	26.59	75917	323	0.003544225	3.25158E-06
411.52	2.24	5355	183	0.002971626	2.58674E-06
778.62	12.93	18148	220	0.001742332	1.55419E-06
867.4	4.23	5693	156	0.001670711	1.45620E-06
963.81	14.52	17611	174	0.001506667	1.34569E-06
1111.96	13.67	14980	709	0.001360329	1.65799E-06
1408.25	21.00	18593	172	0.001099084	1.04982E-06

Πίνακας 2.7.3 Αποτελέσματα απόδοσης ανιχνευτή για την απόσταση 15 cm.

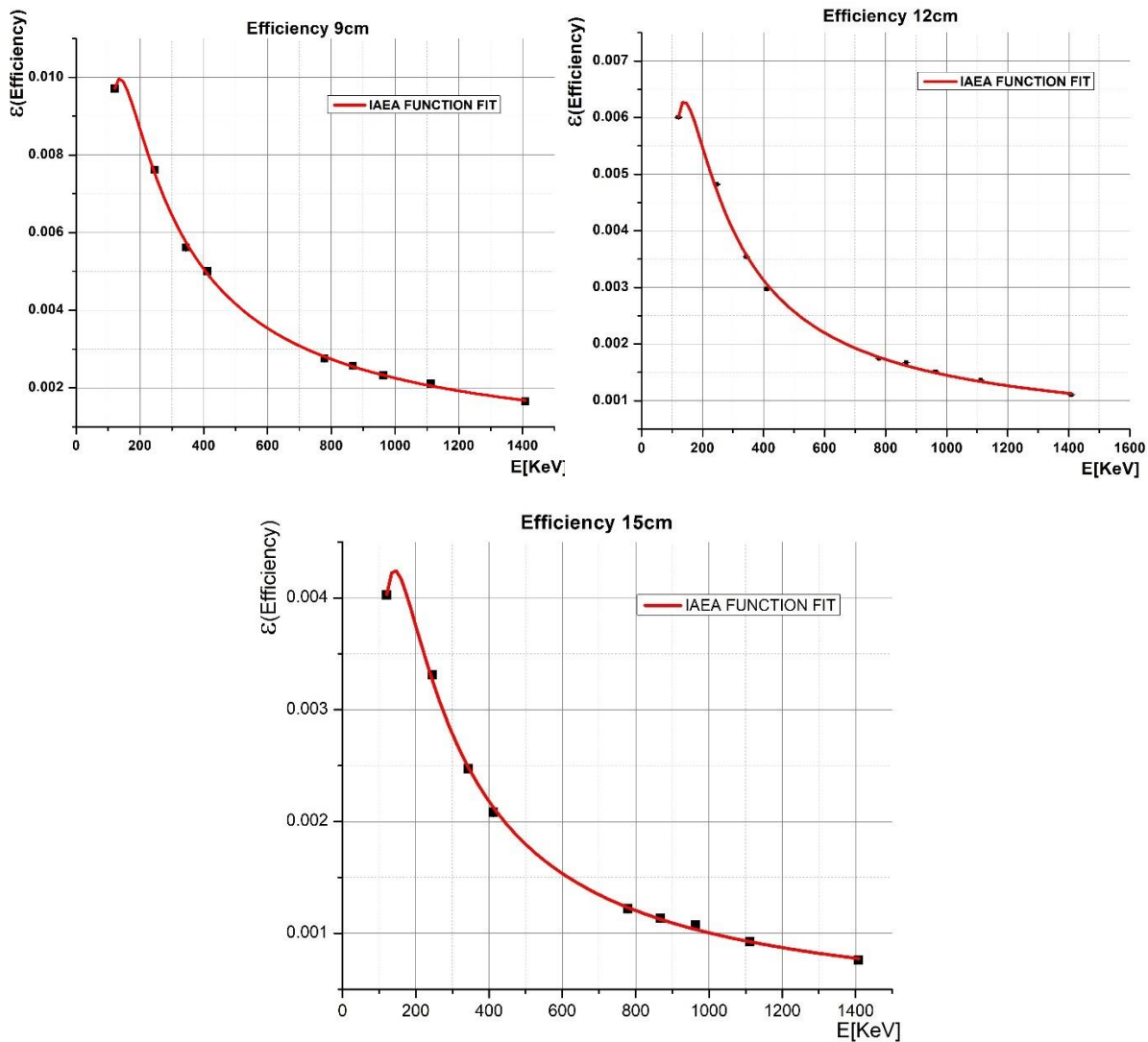
Efficiency 15 cm					
Ενέργεια (keV)	Ένταση (%)	Counts	Σφάλμα Counts	Efficiency	Error Efficiency
121.01	28.53	207890	775	0.004028054	3.71267E-06
245.3	7.55	45178	437	0.003307833	2.88465E-06
344.03	26.59	118885	550	0.002471566	2.29796E-06
411.52	2.24	8429	239	0.002082925	1.81306E-06
778.62	12.93	28594	279	0.001222475	1.08247E-06
867.4	4.23	8674	192	0.001133555	9.87579E-07
963.81	14.52	28157	263	0.001072710	9.57140E-07
1111.96	13.67	22824	241	0.000922968	8.23665E-07
1408.25	21.00	28915	211	0.000761145	7.06276E-07

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε, η απόδοση του ανιχνευτή είναι σημαντικά εξαρτώμενη από την απόσταση των ραδιενεργών δειγμάτων από το παράθυρό του και από την ενέργεια των ακτίνων γάμμα. Πιο συγκεκριμένα, όσο μεγαλύτερη είναι η απόσταση και η αρχική ενέργεια μιας ακτίνας γάμμα τόσο μικρότερη είναι η απόδοση του ανιχνευτή στο να καταγράφει γεγονότα. Αυτό οφείλεται στο ότι η μεγάλη απόσταση αντιστοιχεί σε μικρότερη στερεά γωνία ανίχνευσης και η μεγάλη ενέργεια σε μικρότερο συντελεστή απορρόφησης (μ).

Με το πέρας λοιπόν της ανάλυσης των φασμάτων και τον υπολογισμό της απόδοσης για τις αντίστοιχες κορυφές του φάσματος ^{152}Eu , ακολούθησε η χάραξη της καμπύλης απόδοσης του ανιχνευτή γερμανίου. Προκειμένου να χαράξουμε την καμπύλη χρησιμοποιήσαμε την σχέση που προβλέπεται από τον Παγκόσμιο Οργανισμό Ατομικής Ενέργειας (I.A.E.A):

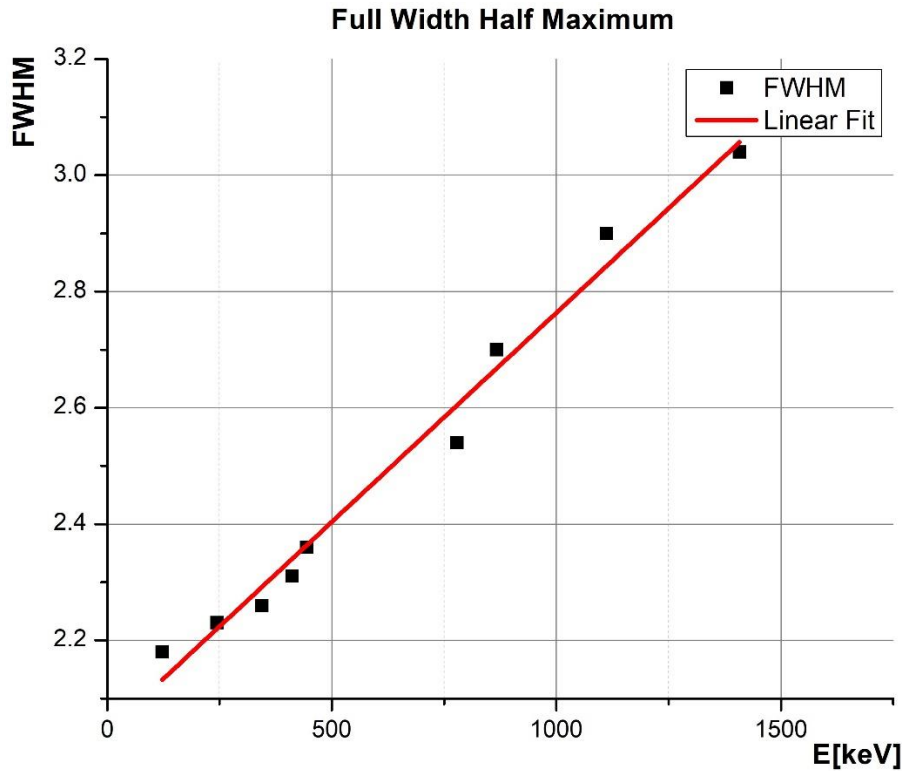
$$Eff(E) = A + \frac{B}{E} + \frac{C}{E^2} + \frac{D}{E^3} \quad (2.3)$$

όπου E είναι η ενέργεια και A, B, C, D είναι ελεύθερες παράμετροι οι οποίες προσεγγίζονται μέσω του προγράμματος Origin 2018 που χρησιμοποιήσαμε για να χαράξουμε την καμπύλη. Επιπλέον, μέσω των διαγραμμάτων που παρουσιάζονται (Εικόνες 2.7.2) υπάρχει η δυνατότητα προσδιορισμού της απόδοσης για οποιαδήποτε άλλη ενέργεια ακτίνας γάμμα επιθυμούμε.



Εικόνα 2.7.2: Καμπύλες απόδοσης ανιχνευτή γερμανίου (HPGe) σε σχέση με την ενέργεια των φωτονίων για τις τρεις αποστάσεις 9, 12, 15 cm που μετρήθηκαν οι στόχοι.

Η ενεργειακή διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή προσδιορίστηκε επίσης με την χρήση της πηγής ^{152}Eu . Κατά την ολοκλήρωση των γνωστών κορυφών, το πρόγραμμα SPECTRW εκτός από το πλήθος των γεγονότων και το αντίστοιχο σφάλμα τους μας δίνει πληροφορία και για το πλάτος της γκαουσιανής κορυφής στο μισό του μέγιστου ύψους της (Full Width Half Maximum FWHM). Έτσι με αυτό τον τρόπο χαράξαμε την καμπύλη (Εικόνα 2.7.3) που συσχετίζει την ενέργεια της ακτίνας γάμμα και το FWHM. Με αυτό τον τρόπο μπορούμε στην ανάλυσή μας να δίνουμε την αναμενόμενη τιμή του FWHM για την αντίστοιχη ενέργεια και κατά την ολοκλήρωση με την εντολή “fit” να ξεχωρίζουμε κορυφές που τυχόν να είναι η μια πολύ κοντά στην άλλη.



Εικόνα 2.7.3: Καμπύλη Full Width Half Maximum (FWHM) σε σχέση με την αρχική ενέργεια ακτίνων γάμμα.

2.8 Υπολογισμός Ενεργότητας Κόρου (Saturated Activity)

Αφού υπολογίσαμε την απόδοση του ανιχνευτή γερμανίου και αναλύσαμε τα φάσματα τόσο για τις αντιδράσεις (n,γ) όσο και για τις ενδόθερμες (Κόπανος 2022) επόμενο βήμα ήταν να αξιοποιήσουμε τα δεδομένα έτσι ώστε να υπολογίσουμε τις ενεργότητες των στόχων μετά την ακτινοβόληση. Επομένως συνεχίζοντας από την σχέση 1.11:

$$A_{i+1} = \lambda_{i+1} \cdot \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \Phi(E) dE \cdot N_i(0) \cdot f_c$$

θα ασχοληθούμε με το αριστερό μέλος και συγκεκριμένα με την ενεργότητα που απέκτησαν τα δείγματα μετά το τέλος της ακτινοβόλησής τους.

Γνωρίζουμε ότι τα δείγματα έχουν ενεργότητα A_{i+1} . Οπότε, βάσει του νόμου των ραδιενεργών διασπάσεων η ενεργότητα αυτή φθίνει σε σχέση με τον χρόνο σύμφωνα με την σχέση:

$$A_{i+1}(t) = A_{i+1} \cdot e^{-\lambda_{i+1}t} \quad (2.4)$$

όπου με $i+1$ συμβολίζουμε τον παραγόμενο πυρήνα που δημιουργήθηκε κατά την ακτινοβόληση. Επιπλέον τα δείγματα είχαν ένα χρόνο αναμονής (t_w) πριν μετρηθούν από τους ανιχνευτές γερμανίου επομένως μετά από αυτό το χρονικό διάστημα η ενεργότητα που έχει απομείνει είναι:

$$A_{i+1}(t_w) = A_{i+1} \cdot e^{-\lambda_{i+1}t_w} \quad (2.5)$$

Κατά την διάρκεια επομένως της μέτρησης των στόχων στον ανιχνευτή η ενεργότητα αυτή μειώνεται ξανά σύμφωνα με την σχέση:

$$A_{i+1}(t) = A_{i+1}(t_w) \cdot e^{-\lambda_{i+1}t} = A_{i+1} \cdot e^{-\lambda_{i+1}t_w} \cdot e^{-\lambda_{i+1}t} \quad (2.6)$$

Η πιο πάνω εξίσωση αφού ολοκληρωθεί στον χρόνο μέτρησης t_m των στόχων στον ανιχνευτή γερμανίου, μας δίνει τους συνολικούς πυρήνες που αποδιεγέρθηκαν μέσω εκπομπής ακτίνων γάμμα N_γ κατά την μέτρηση των στόχων στον ανιχνευτή. Επομένως έχουμε:

$$N_\gamma = \int_0^{t_m} A_{i+1} \cdot e^{-\lambda_{i+1}t_w} \cdot e^{-\lambda_{i+1}t} \quad (2.7)$$

Προκειμένου να αξιοποιήσουμε όμως τα αποτελέσματα που λήφθηκαν από την ανάλυση των φασμάτων που έγινε για συγκεκριμένη ενέργεια ακτίνας γάμμα, θα πρέπει η σχέση (2.7) να πάρει την μορφή:

$$\frac{N_\gamma(E)}{I_\gamma \cdot \varepsilon(E)} = \int_0^{t_m} A_{i+1} \cdot e^{-\lambda_{i+1}t_w} \cdot e^{-\lambda_{i+1}t} \quad (2.8)$$

όπου:

$$N_\gamma(E) = N_\gamma \cdot I_\gamma \cdot \varepsilon(E) \quad (2.9)$$

Ο αριθμός των ακτίνων γάμμα που καταμετρήθηκαν στην αντίστοιχη ενέργεια E στο φάσμα του ανιχνευτή γερμανίου.

Ακολούθως από την ολοκλήρωση της σχέσης (2.8) προκύπτει:

$$\frac{N_\gamma(E)}{I_\gamma \cdot \varepsilon(E)} = A_{i+1} \cdot e^{-\lambda_{i+1}t_w} \cdot \frac{(1 - e^{-\lambda_{i+1}t_m})}{\lambda_{i+1}} \quad (2.10)$$

Τέλος, συνδυάζοντας την σχέση (2.10) και (1.11) καταλήγουμε στην σχέση:

$$\frac{N_\gamma(E)}{I_\gamma \cdot \varepsilon(E) \cdot e^{-\lambda_{i+1}t_w} \cdot (1 - e^{-\lambda_{i+1}t_m})} = \int_0^\infty \sigma_i(E) \cdot \Phi(E) dE \cdot N_i(0) \cdot f_c \quad (2.11)$$

Σε αυτό το σημείο, προκειμένου να χρησιμοποιήσουμε την σχέση (2.11) για να υπολογίσουμε την ροή σε $[\frac{n}{sec \cdot cm^2 \cdot MeV}]$ θα πρέπει να διαιρέσουμε με τον συνολικό χρόνο ακτινοβολήσης και τα δύο μέλη. Διαιρώντας και με τον διορθωτικό παράγοντα f_c καταλήγουμε στην σχέση που μας επιτρέπει να υπολογίσουμε πειραματικά την ενεργότητα κόρου ανά πυρήνα στόχου ($\frac{S \cdot A_{i+1}}{T \cdot N}$).

$$\frac{S \cdot A_{i+1}}{T \cdot N} = \frac{N_\gamma(E)}{I_\gamma \cdot \varepsilon(E) \cdot e^{-\lambda_{i+1} t_w} \cdot (1 - e^{-\lambda_{i+1} t_m}) \cdot t_{irr} \cdot f_c \cdot N_i(0)} = \int_0^\infty \sigma_i(E) \cdot \Phi(E, t) dE \quad (2.12)$$

Εφαρμόζοντας την σχέση αυτή (τη μεσαία σχέση), έχοντας πλέον αναλύσει όλα τα δεδομένα, υπολογίζουμε τις πειραματικές τιμές της ενεργότητας κόρου ανά πυρήνα στόχου για όλες τις αντιδράσεις που παρατηρήθηκαν (Πίνακας 2.8.1). Τα αντίστοιχα σφάλματα υπολογίζονται βάσει της μεθόδου της διάδοσης σφαλμάτων και οφείλονται στα στατιστικά σφάλματα ολοκλήρωσης των κορυφών καθώς επίσης και στα σφάλματα της ολικής απόδοσης του ανιχνευτή γερμανίου.

Πίνακας 2.8.1: Αποτελέσματα ενεργοτήτων κόρου ανά πυρήνα στόχου

Στόχος	Αντίδραση	Ενέργεια ακτίνας γ (MeV)	Ενεργότητα κόρου [Bq/TN]	Σφάλμα [Bq/TN]
Au1	(n,g)	0.412	2.86E-16	1.43E-17
	(n,2n)	0.356	3.59E-18	1.81E-19
	(n,4n)	0.329	1.84E-18	1.03E-19
Au2	(n,g)	0.412	2.62E-16	1.31E-17
	(n,2n)	0.356	3.46E-18	1.75E-19
	(n,4n)	0.329	1.76E-18	1.58E-19
Au3	(n,g)	0.412	2.67E-16	1.45E-17
	(n,2n)	0.356	3.84E-18	2.23E-19
	(n,4n)	0.329	1.88E-18	1.64E-19
Au4	(n,g)	0.412	4.84E-16	2.61E-17
	(n,2n)	0.356	3.76E-18	2.11E-19
	(n,4n)	0.329	2.02E-18	1.53E-19
Au5	(n,g)	0.412	4.49E-16	2.33E-17
	(n,2n)	0.356	3.83E-18	2.13E-19
Au6	(n,g)	0.412	7.07E-16	3.55E-17
	(n,2n)	0.356	3.90E-18	2.16E-19
	(n,4n)	0.329	1.08E-18	1.08E-19
Cd-114	(n,g)	0.528	1.32E-17	6.73E-19
Sc-45	(n,g)	1.121	4.40E-17	2.33E-18
W-186	(n,g)	0.686	1.68E-16	8.45E-18
Ni-58	(n,p)	0.812	3.88E-18	1.95E-19
	(n,2n)	1.378	2.86E-19	1.46E-20
Co-59	(n,2n)	0.811	1.84E-18	9.32E-20
	(n,3n)	0.122	7.28E-19	5.56E-20

	(n,g)	1.173	7.05E-17	3.55E-18
	(n,p)	1.099	2.64E-19	1.95E-20
	(n,p)	1.292	2.69E-19	2.11E-20
Bi-209	(n,4n)	0.516	1.72E-18	1.28E-15
	(n,5n)	0.703	1.27E-18	6.36E-20
Al-27	(n,a)	1.369	2.95E-19	1.50E-20

Ο υπολογισμός των πιο πάνω ενεργοτήτων ωστόσο είναι ελλιπής. Προκειμένου να γίνει ολοκληρωμένος θα πρέπει ληφθούν υπόψιν επιπλέον κάποιοι διορθωτικοί παράγοντες:

1. Παράγοντας Ενδοαπορρόφησης (f_s)

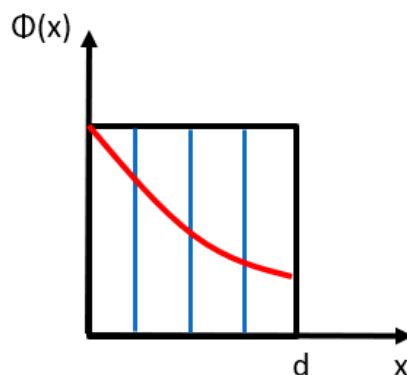
Κατά το φαινόμενο αυτό, μια εκπεμπόμενη ακτίνα γάμμα από τις αποδιεγέρσεις του σύνθετου πυρήνα απορροφάται από τον ίδιο τον στόχο με αποτέλεσμα να μειώνονται τα γεγονότα που καταγράφονται από τον ανιχνευτή γερμανίου και κατά συνέπεια και η υπολογισμένη ενεργότητα.

2. Παράγοντας Στερεάς Γωνίας (f_Ω):

Ο στόχος ^{152}Eu που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της ολικής απόδοσης του ανιχνευτή γερμανίου είχε διαφορετικό μέγεθος από τα δείγματα που μετρήθηκαν. Έτσι πρέπει να ληφθεί υπόψιν η διαφορά της στερεάς γωνίας μέτρησης των στόχων από τον ανιχνευτή σε σχέση με αυτής του ^{152}Eu . Ο παράγοντας αυτός είναι αρκετά σημαντικός αφού επηρεάζει άμεσα την ολική απόδοση του ανιχνευτή.

3. Παράγοντας Θωράκισης (Self Shielding)

Λόγω του ότι διάφοροι στόχοι είχαν τοποθετηθεί μπροστά από άλλους υπήρχε μια αισθητή διαφορά μεταξύ της ροής που ενεργοποίησε τους κάθε στόχους. Επιπλέον το φαινόμενο εμφανίζεται και σε παχείς στόχους όπου υπάρχει μεγάλη ενεργός διατομή μιας αντίδρασης σύλληψης νετρονίων και έτσι προκαλείται μια εκθετική πτώση της ροής μέσα στους στόχους (Εικόνα 2.8.1). Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με το φαινόμενο αυτό θα σχολιαστούν στο επόμενο κεφάλαιο.



Εικόνα 2.8.1: Σχηματική αναπαραγωγή της εκθετικής πτώσης της ροής $\Phi(x)$ σε δείγματα πάχους d με μεγάλη ενεργό διατομή αντίδρασης σύλληψης νετρονίων.

4. Παράγοντας Σκεδάσεων Νετρονίων:

Νετρόνια της δέσμης καθώς σκεδάζονται σε διάφορες γωνίες από την γεωμετρία των στόχων και από τον περιβάλλοντα χώρο ενεργοποιούν γειτονικούς στόχους με αποτέλεσμα η μετρούμενη ενεργότητα να συμπεριλαμβάνει νετρόνια που προέκυψαν από σκεδάσεις.

Όλοι οι προαναφερθέντες διορθωτικοί παράγοντες παρουσιάζονται αναλυτικά στην διπλωματική εργασία (Κόπανος 2022) και έχουν υπολογιστεί μέσω του κώδικα MCNP5. Στην συνέχεια της παρούσας εργασίας θα γίνει αναφορά στον τρόπο αξιοποίησης των παραπάνω αποτελεσμάτων.

Κεφάλαιο 3 : SAND II

3.1 Κώδικας SAND II (Spectrum Analysis by Neutron Detectors II)

Προκειμένου να αξιοποιήσουμε την σχέση 2.12 που αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 2.8 και τις πειραματικά υπολογισμένες ενεργότητες κόρου, χρησιμοποιήσαμε τον κώδικα SAND II [9] ο οποίος μας παρέχει την δυνατότητα να υπολογίσουμε όσον το δυνατόν καλύτερα την ροή νετρονίων που ενεργοποίησε τους ακτινοβολημένους στόχους στην πειραματική περιοχή NEAR.

Ο κώδικας αυτός αναπτύχθηκε συγκεκριμένα για να αξιοποιεί πειραματικά δεδομένα που λαμβάνονται μέσω της μεθόδου της νετρονικής ενεργοποίησης πολλαπλών στόχων. Πιο συγκεκριμένα, ο κώδικας χρησιμοποιεί ως δεδομένα εισόδου τις υπολογισμένες ενεργότητες κόρου, τις ενεργές διατομές των αντίστοιχων αντιδράσεων καθώς επίσης και μια αρχική προσέγγιση της ροής νετρονίων. Στην συνέχεια, ακολουθώντας μια επαναληπτική μέθοδο, ο κώδικας υπολογίζει τις αναμενόμενες ενεργότητες των αντιδράσεων χρησιμοποιώντας στην πρώτη επανάληψη την ροή που έδωσε ο χρήστης, και ακολούθως τις συγκρίνει με αυτές που υπολογίστηκαν πειραματικά. Βάσει των αποκλίσεων αυτών ο κώδικας υπολογίζει την ροή της επόμενης επανάληψης και πραγματοποιεί ξανά την ίδια διαδικασία. Όταν φτάσει σε ένα ικανοποιητικό επίπεδο σύγκλισης μεταξύ των ενεργοτήτων αυτών τότε ο κώδικας μας δίνει στην έξοδο την ροή της τελευταίας επανάληψης σαν λύση του προβλήματος. Όλες αυτές οι διαδικασίες μαζί με τον βασικό μαθηματικό αλγόριθμο που ακολουθεί το SAND II θα αναφερθούν πιο αναλυτικά στην συνέχεια του κεφαλαίου.

Ο υπολογισμός της ροής περιορίζεται από το πρόγραμμα σε ένα διάστημα από 0 μέχρι 18 MeV το οποίο είναι χωρισμένο σε $j = 620$ ενεργειακές περιοχές ή αλλιώς $E = 621$ ενεργειακά σημεία. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση:

$$S \cdot A_i / TN = A_i / TN = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \Phi(E, t) dE = \sum_{j=1}^{620} \Phi_j(E, t) \cdot \bar{\sigma}_{i,j} \cdot (E_{j+1} - E_j) \quad (3.1)$$

όπου (i) μια τυχαία αντίδραση και $\bar{\sigma}_{i,j}$ η μέση τιμή της ενεργού διατομής στο διάστημα $(E_{j+1} - E_j)$, μπορούμε να συμπεράνουμε ότι όσο περισσότερες αντιδράσεις έχουμε τόσο πιο εφικτό γίνεται να υπολογίσουμε την ροή. Αυτό μπορεί εύκολα να παρατηρηθεί αφού στην ουσία η σχέση (3.1) αντιπροσωπεύει μια εξίσωση με 620 αγνώστους $\Phi_j(E, t)$. Το πρόβλημα επομένως ανάγεται σε ένα σύστημα εξισώσεων όσων και ο αριθμός (i) των αντιδράσεων που έχουν πειραματικά υπολογιστεί. Το σύστημα αυτό παίρνει την μορφή πινάκων όπως φαίνεται στην εξίσωση 3.2:

$$\begin{bmatrix} \bar{\sigma}_{1,1} \cdot (E_2 - E_1) & \cdots & \bar{\sigma}_{1,620} \cdot (E_{621} - E_{620}) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \bar{\sigma}_{i,1} \cdot (E_2 - E_1) & \cdots & \bar{\sigma}_{i,620} \cdot (E_{621} - E_{620}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \Phi_{620} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ A_i \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

Από την πιο πάνω σχέση γίνεται αντιληπτό ότι ο ακριβής προσδιορισμός της ροής των νετρονίων είναι πολύ δύσκολος να γίνει ειδικά στην περίπτωση όπου απαιτείται λεπτομερής χαρακτηρισμός. Ωστόσο υπάρχουν δυνατότητες μέσω του κώδικα οι οποίες μας επιτρέπουν να φτάσουμε όσο το δυνατόν καλύτερα σε μια λύση του προβλήματος.

Η επαναληπτική μέθοδος του SAND II για να φτάσει σε ένα επιθυμητό αποτέλεσμα ακολουθεί τον πιο κάτω μαθηματικό αλγόριθμο:

1. Υπολογίζει τις επιμέρους ενεργότητες της κάθε αντίδρασης ανά ενεργειακή περιοχή j χρησιμοποιώντας την ροή της εκάστοτε επανάληψης $[k]$. Στην συνέχεια, αθροίζει όλα τα ενεργειακά διαστήματα υπολογίζοντας έτσι την συνολική ενεργότητα της αντίδρασης:

$$A_{i,j}^{[k]} = \Phi_j^{[k]}(E, t) \cdot \bar{\sigma}_{i,j} \cdot (E_{j+1} - E_j) \quad (3.3)$$

$$A_i^{[k]} = \sum_{j=1}^{620} \Phi_j^{[k]}(E, t) \cdot \bar{\sigma}_{i,j} \cdot (E_{j+1} - E_j) \quad (3.4)$$

2. Ακολούθως, οι πιο πάνω υπολογισμένες ενεργότητες συγκρίνονται με τις πειραματικές:

$$R_i^{[k]} \approx A_i / A_i^{[k]} \quad (3.5)$$

3. Στη συνέχεια υπολογίζεται ένας συντελεστής βαρύτητας (weighting function) των υπολογισμένων αντιδράσεων $A_i^{[k]}$ για κάθε διάστημα j συμπεριλαμβάνοντας την συνεισφορά διαφόρων τιμών $A_{i,j}^{[k]}$.

$$w_{i,j}^{[k]} = \frac{\sum_{l(N_s)} A_{i,j}^{[k]}}{(l_2 - l_1 + 1) \cdot A_i^{[k]}} \quad (3.6)$$

Με $l(N_s)$ ορίζεται από τον χρήστη το πλήθος των $A_{i,j}^{[k]}$ τιμών (που αντιστοιχούν σε ενεργειακά διαστήματα) των οποίων η συνεισφορά θα ληφθεί υπόψιν μέσα στον όρο

$w_{i,j}^{[k]}$ συγκεκριμένου ενεργειακού διαστήματος j. Περισσότερες λεπτομέρειες σχετικά με τον όρο αυτόν θα αναλυθούν στο κεφάλαιο 3.4.

4. Όλοι οι παράγοντες βαρύτητας $w_{i,j}^{[k]}$ που έχουν υπολογιστεί για κάθε αντίδραση και για κάθε ενεργειακή περιοχή εφαρμόζονται στην σχέση:

$$C_j^{[k]} = \frac{\sum_{i=1}^n W_{i,j}^{[k]} \cdot \ln(R_i^{[k]})}{\sum_{i=1}^n W_{i,j}^{[k]}} \quad (3.7)$$

Η σχέση αυτή συμπεριλαμβάνει για μια ενεργειακή περιοχή j όλες τις (i) αντιδράσεις καθώς επίσης και τις αντίστοιχες $l(N_s)$ τιμές τους $A_{i,j}^{[k]}$ μέσω του παράγοντα $w_{i,j}^{[k]}$. Ο όρος αυτός αντιπροσωπεύει ένα κυλιόμενο μέσο όρο που συμβάλει στην διόρθωση της ροής για κάθε ενεργειακή περιοχή j. Επίσης έχει ως απώτερο σκοπό να αναγκάσει το πρόγραμμα να συμπεριλάβει την πιο ισχυρή αντίδραση της αντίστοιχης ενεργειακής περιοχής στους υπολογισμούς του.

5. Ο κώδικας αξιοποιεί αυτό τον διορθωτικό παράγοντα $C_j^{[k]}$ προκειμένου να υπολογίσει την ροή της επόμενης επανάληψης [k+1].

$$\Phi_j^{[k+1]} = \Phi_j^{[k]} e^{C_j^{[k]}} \quad (3.8)$$

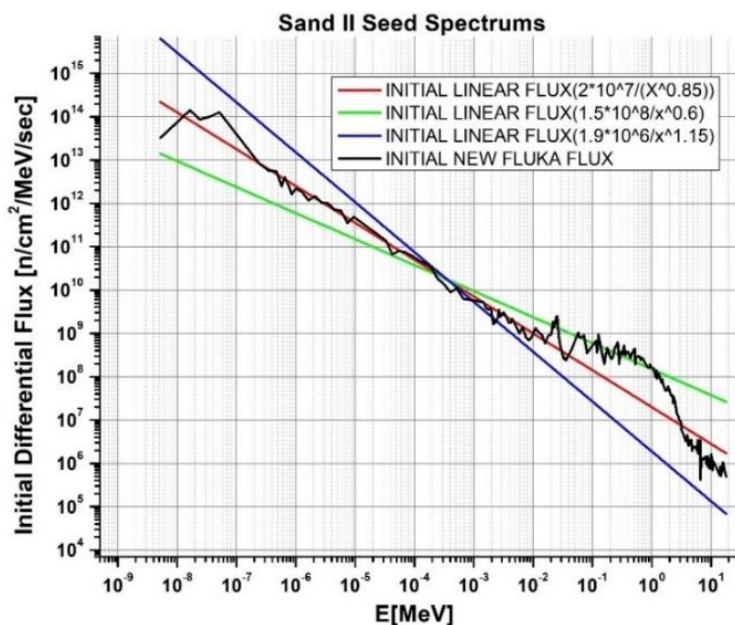
Προκειμένου ο κώδικας να ξεκινήσει τους υπολογισμούς χρειάζεται να λάβει από τον χρήστη, όπως αναφέρθηκε, κάποια δεδομένα τα οποία για να αναλύσει χρησιμοποιεί δύο υποπρογράμματα, το SAND II και το CSTAPE.

3.2 Δεδομένα Εισόδου SAND II

Το SAND II δέχεται μια καρτέλα η οποία περιέχει μέσα τις ενεργότητες που έχουν υπολογιστεί πειραματικά καθώς επίσης και μια αρχική ροή. Στην περίπτωση που έχουν χρησιμοποιηθεί κατά την ακτινοβολήση στόχοι Cd, Au ή B μπροστά από άλλους (covers), μπορούμε να το δώσουμε σαν πληροφορία εισάγοντας την ενεργότητα της εν λόγω αντίδρασης του στόχου και δίπλα το υλικό που βρισκόταν μπροστά του κατά την ακτινοβολήση. Επιπλέον ο χρήστης έχει την δυνατότητα να δώσει το αποδεκτό ως λύση ποσοστό απόκλισης μεταξύ των θεωρητικά υπολογισμένων ενεργοτήτων και των πειραματικά υπολογισμένων. Συγκεκριμένα, εάν κατά την επαναληπτική μέθοδο επιτευχθεί απόκλιση μικρότερη του ποσοστού αυτού, η επαναληπτική μέθοδος σταματά και ο κώδικας μας δίνει σαν αποτέλεσμα την ροή της τελευταίας επανάληψης. Ακόμα, υπάρχει η δυνατότητα να αποσύρονται αντιδράσεις κατά τον υπολογισμό όταν η απόκλιση της υπολογισμένης από το πρόγραμμα ενεργότητας σε σχέση με την πειραματική τιμή ξεπερνά την ολική απόκλιση όλων των αντιδράσεων κατά ένα ποσοστό που δίνει ο χρήστης

(Discard). Αυτό λειτουργεί θετικά αφού μια λάθος υπολογισμένη τιμή της ενεργότητας κόρου μπορεί να αλλοιώσει ολόκληρο το αποτέλεσμα. Επιπλέον, ορίζεται από τον χρήστη και ο αριθμός $l(N_s)$ που θα σχολιαστεί στην συνέχεια.

Η αρχική ροή που προσδιορίζεται από το χρήστη περιλαμβάνει μέχρι 200 ενεργειακά σημεία και έχει μονάδες $[\frac{n}{sec \cdot cm^2 \cdot MeV}]$. Ο κώδικας ξεκινώντας κάνει υπολογισμούς παρεμβάλλοντας μέσα στα ενεργειακά σημεία που δόθηκαν την σχέση $y = ax^b$ με σκοπό να προκύψει μια ροή που εκτείνεται σε 621 σημεία ή αλλιώς 620 ενεργειακά διαστήματα (μέθοδος interpolation). Στο σημείο αυτό πρέπει να αναφερθεί ότι είναι πολύ βολικό να χρησιμοποιηθεί μια πρώτη προσέγγιση της ροής η οποία θα εμπεριέχει όσο το δυνατόν περισσότερα χαρακτηριστικά που αφορούν το περιβάλλον δημιουργίας της δέσμης των νετρονίων. Αυτό είναι αρκετά σημαντικό ως προς την επίτευξη της λύσης και αντιμετώπισης της αοριστίας του προβλήματος που αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 3.1. Με αυτό τον τρόπο η επαναληπτική μέθοδος επίλυσης του προβλήματος των 621 ενεργειακών σημείων (620 διαστημάτων) ξεκινά από μια σωστή και ρεαλιστική προσέγγιση και οδηγείται προς το σωστό και πραγματικό αποτέλεσμα. Η αναγκαιότητα αυτή είναι πολύ πιο κρίσιμη και καθοριστική στην περίπτωση του χαρακτηρισμού της ροής στην πειραματική περιοχή NEAR που εμπεριέχει αρκετή λεπτομέρεια σε όλα τα ενεργειακά διαστήματα j . Για τον λόγο αυτό, σαν ροή εισόδου έχουμε χρησιμοποιήσει αυτήν που έχει προσομοιωθεί από την ομάδα FLUKA του CERN. Για σκοπούς εγκυρότητας όμως του αποτελέσματος αυτού χρησιμοποιήθηκαν επίσης άλλες τρεις αρχικές ροές, γραμμικές σε λογαριθμική κλίμακα. Με αυτό τον τρόπο σκοπός μας είναι να πετύχουμε μια σύγκλιση μεταξύ των τεσσάρων αυτών προσεγγίσεων (Εικόνα 3.1). Αυτό θα μας επιβεβαιώσει ότι μέσα στα πλαίσια μερικών τάξεων μεγέθους διαφοράς επιπέδου της αρχικής προσέγγισης της ροής η λύση είναι μοναδική. Αυτή η τεχνική σύγκλισης σε συνδυασμό με τις αποκλίσεις μεταξύ των θεωρητικά και πειραματικά υπολογισμένων ενεργοτήτων θα μας καθορίσουν την αξιοπιστία των αντλούμενων αποτελεσμάτων μας.



Εικόνα 3.1: Γραφική παράσταση των τεσσάρων αρχικών προσεγγίσεων. Οι τρεις γραμμικές σε λογαριθμική κλίμακα προσεγγίσεις καλύπτουν ένα μεγάλο εύρος ως προς το επίπεδο της ροής νετρονίων.

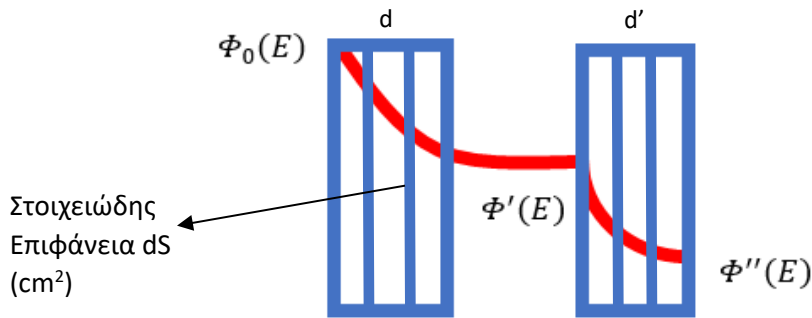
3.3 Δεδομένα Εισόδου CSTAPE

Το υποπρόγραμμα CSTAPE είναι υπεύθυνο να υπολογίζει ενεργές διατομές οι οποίες αντιστοιχούν στα καθορισμένα από το πρόγραμμα ενεργειακά διάστημα j . Ωστόσο ο χρήστης έχει την δυνατότητα να δώσει στην είσοδο αυτή τα ακριβώς 621 σημεία που απαιτούνται και έτσι ο κώδικας δεν πραγματοποιεί καμία πράξη υπολογισμού των $\bar{\sigma}_{i,j}$. Στην δική μας περίπτωση, αξιοποιήσαμε τις τιμές που δίνει η βιβλιοθήκη IRDFF η οποία παρέχει αξιολογημένες τιμές ειδικά για την περίπτωση του SAND II. Στην περίπτωση όμως που οι διαθέσιμες τιμές δεν αντιστοιχούν σε 621 σημεία, όπως συνέβαινε στην περίπτωση των αντιδράσεων κατωφλίου, ο κώδικας υπολογίζει τις υπόλοιπες βάσει της σχέσης:

$$\bar{\sigma}_{i,j} = \frac{\int_{E_j}^{E_{j+1}} \sigma_i(E) dE}{\int_{E_j}^{E_{j+1}} dE} \quad (3.9)$$

όπου $\sigma_i(E)$ είναι η διαφορική ενεργός διατομή που λήφθηκε από γραμμική παρεμβολή (linear interpolation) μεταξύ των τιμών που δόθηκαν σαν τιμές εισόδου για την αντίδραση (i) και $\bar{\sigma}_{i,j}$ είναι η μέση τιμή της ενεργού διατομής μέσα στα όρια του j ενεργειακού διαστήματος. Επιπλέον, αν η τελευταία τιμή της ενεργού διατομής που θα δώσουμε αντιστοιχεί σε μεγαλύτερη ενέργεια από την χαμηλότερη του SAND II ($1 \cdot 10^{-10} \text{MeV}$) ο κώδικας κάνει παρέκταση των τιμών (extrapolation) ακολουθώντας την σχέση $1/v$ που ακολουθούν οι ενεργές διατομές απορρόφησης νετρονίων στις χαμηλές ενέργειες. Οπότε στην περίπτωση των ενεργών διατομών κατωφλίου θα πρέπει ο χρήστης να δώσει επιπλέον τιμή η οποία να αντιστοιχεί σε μηδέν έτσι ώστε όλες οι τιμές που είναι μικρότερες της ενέργειας κατωφλίου, υπακούοντας στην σχέση $1/v$ να αντιστοιχήσουν σε τιμή ίση με το μηδέν.

Προτού αξιοποιήσουμε τις ενεργές διατομές που πάρθηκαν από την βιβλιοθήκη IRDFF χρειάστηκε να ληφθούν υπόψιν διορθωτικοί παράγοντες που αφορούν την θωράκιση, και την σκέδαση των νετρονίων. Το φαινόμενο της θωράκισης επηρεάζει άμεσα τις ενεργότητες εξαιτίας δύο φαινομένων θωράκισης (shielding, self-shielding). Όταν κατά την ακτινοβολήση υπάρχει στόχος που ακτινοβολείται μπροστά από άλλον, απορροφώντας νετρόνια μειώνει την ροή σε συγκεκριμένες ενέργειες και έτσι ο πίσω στόχος ενεργοποιείται από διαφορετική ροή (Εικόνα 3.2). Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται shielding. Επομένως, εάν χρησιμοποιήσουμε την υπολογισμένη από τον πίσω στόχο ενεργότητα μιας αντίδρασης σαν δεδομένο εισόδου θα οδηγηθούμε σε λάθος υπολογισμούς.



Εικόνα 3.2: Σχηματική αναπαράσταση της μεταβολής της ροής $\Phi_0(E)$ από δύο διαφορετικούς στόχους πάχους d και d' .

Επιπλέον, στην περίπτωση όπου έχουμε παχείς στόχους με αντιδράσεις που έχουν μεγάλες ενεργές διατομές (π.χ. $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$) τότε ο ίδιος ο στόχος μειώνει εκθετικά, λόγω απορρόφησης, την ροή νετρονίων. Έτσι κάθε στοιχειώδης επιφάνεια (dS) (Εικόνα 3.2) του στόχου σε κάποιο βάθος x ενεργοποιείται με διαφορετική ροή. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται self-shielding.

Προκειμένου να λάβουμε υπόψιν τα πιο πάνω φαινόμενα χρησιμοποιήσαμε την σχέση:

$$\Phi(E, x) = \Phi_0(E) \cdot e^{-\Sigma(E)x} \quad (3.10)$$

η οποία περιγράφει την εκθετική μείωση της δέσμης νετρονίων κατά την διέλευση της (x) μέσα στον στόχο σε συγκεκριμένη ενέργεια (E). Με $\Sigma(E)$ ορίζουμε την μακροσκοπική ολική ενεργό διατομή για τον στόχο ενδιαφέροντος και υπολογίζεται μέσω της σχέσης:

$$\Sigma(E) = N \cdot \sigma_{tot}(E) \quad (3.11)$$

όπου N είναι ο αριθμός πυρήνων στόχου ανά όγκο ($\text{nuclei}/\text{cm}^3$) και $\sigma_{tot}(E)$ η μικροσκοπική ολική ενεργός διατομή. Στην συνέχεια ολοκληρώνοντας την σχέση (3.10) και διαιρώντας την με το ολικό πάχος προκύπτει η μέση ροή για στόχο πάχους d ($\langle \Phi(E, d) \rangle$):

$$\langle \Phi(E, d) \rangle = \frac{\Phi_0(E)}{\Sigma(E) \cdot d} \cdot (1 - e^{-\Sigma(E)d}) \quad (3.12)$$

Αφού η ροή μέσα στον στόχο για κάθε στοιχειώδη επιφάνεια μειώνεται σε σχέση με το πάχος διέλευσής της, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι όλη η ενεργότητα της αντίδρασης ενός στόχου πάχους d προέκυψε από μια μέση ροή που αντιστοιχεί για κάθε ενέργεια (E) με $\langle \Phi(E, d) \rangle$.

$$A_i = \int_0^{\infty} \int_0^d \sigma_i(E) \cdot \Phi_0(E) \cdot e^{-\Sigma(E)x} \cdot N(x) dE dx \approx \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \langle \Phi(d, E) \rangle \cdot N_{total} dE \quad (3.13)$$

όπου με $N(x)$ συμβολίζουμε τον αριθμό πυρήνων στόχου της επιφάνειας dS σε απόσταση x . Ωστόσο θεωρούμε ότι η κατανομή των πυρήνων στόχου είναι ομοιόμορφη μέσα στα δείγματα. Από την εξίσωση 3.13 φαίνεται ξεκάθαρα ότι εάν χρησιμοποιήσουμε την πειραματικά υπολογισμένη ενεργότητα A_i και τις αντίστοιχες ενεργές διατομές $\sigma_i(E)$ τότε ο κώδικας θα ψάξει να βρει λύση η οποία θα αντιστοιχεί στην $\langle \Phi(d, E) \rangle$ και όχι στην αρχική $\Phi_0(E)$ που θέλουμε. Επομένως αντικαθιστώντας την σχέση 3.12 στην 3.13 έχουμε:

$$A_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \frac{\Phi_0(E)}{\Sigma(E) \cdot d} \cdot (1 - e^{-\Sigma(E)x}) dE \quad (3.14)$$

Στην περίπτωση τώρα που έχουμε στόχους που επηρεάστηκαν και από το φαινόμενο της θωράκισης από μπροστινούς στόχους (shielding) αλλά και από το φαινόμενο της αυτοθωράκισης (self-shielding) τότε χρησιμοποιώντας την εξίσωση 3.10 γνωρίζουμε ότι η ροή που έφτασε στα πρώτα στρώματα του πίσω στόχου έχει τιμή ίση με:

$$\Phi(E, d) = \Phi_0(E) \cdot e^{-\Sigma(E)d} \quad (3.15)$$

Ακολούθως λαμβάνοντας υπόψιν το φαινόμενο “self-shielding” ή μέση ροή που ενεργοποιεί τον πίσω στόχο πάχους d' έχει τιμή:

$$\langle \Phi(E, d') \rangle = \frac{\Phi(E, d)}{\Sigma(E) \cdot d'} \cdot (1 - e^{-\Sigma(E)d'}) = \frac{\Phi_0(E) \cdot e^{-\Sigma(E)d}}{\Sigma(E) \cdot d'} \cdot (1 - e^{-\Sigma(E)d'}) \quad (3.16)$$

Εφαρμόζοντας ξανά την σχέση 3.13 έχουμε:

$$A_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \frac{\Phi_0(E) \cdot e^{-\Sigma(E)d}}{\Sigma(E) \cdot d'} \cdot (1 - e^{-\Sigma(E)d'}) dE \quad (3.17)$$

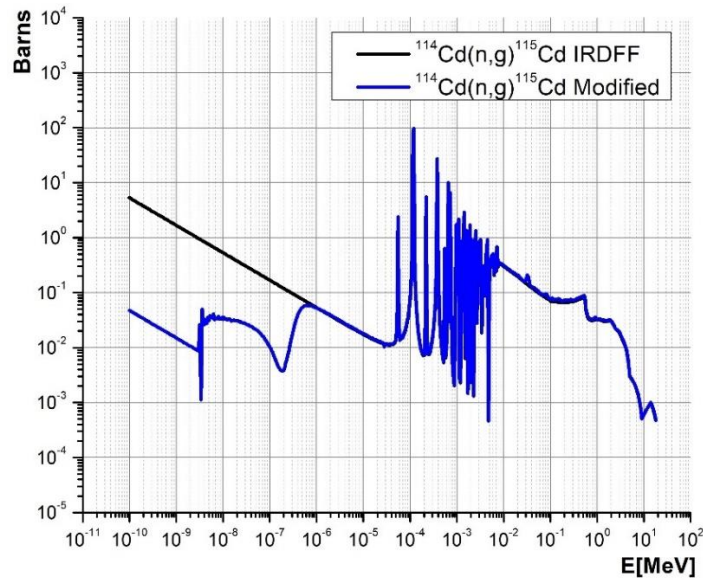
Οι σχέσεις που δίνουμε έμφαση για να λύσουμε τα προβλήματα του shielding και self-shielding είναι η 3.14 σε συνδυασμό με την 3.12 και η 3.17 σε συνδυασμό με την 3.16. Πιο συγκεκριμένα ξαναγράφοντας τις σχέσεις 3.14 και 3.17 έχουμε:

$$A_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \frac{\Phi_0(E)}{\Sigma(E) \cdot d} \cdot (1 - e^{-\Sigma(E)x}) dE = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \frac{\langle \Phi(E, d) \rangle}{\Phi_0(E)} \cdot \Phi_0(E) dE \quad (3.18)$$

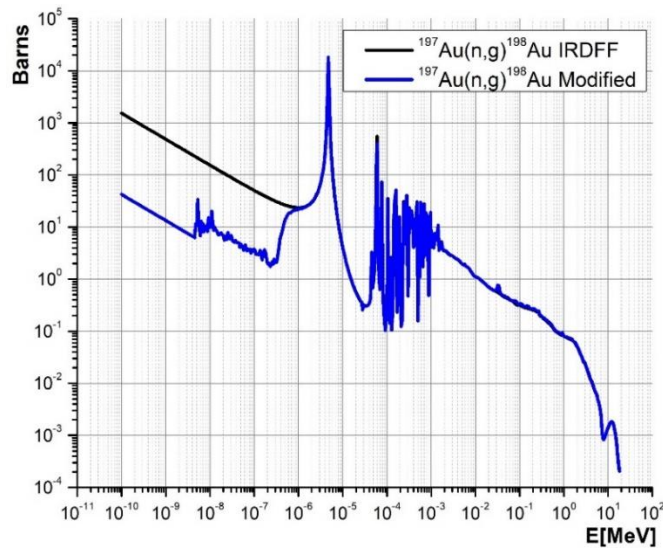
και

$$A_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \frac{\Phi_0(E) \cdot e^{-\Sigma(E)d}}{\Sigma(E) \cdot d'} \cdot (1 - e^{-\Sigma(E)d'}) dE = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \frac{\langle \Phi(E, d') \rangle}{\Phi_0(E)} \cdot \Phi_0(E) dE \quad (3.19)$$

Η τεχνική αυτή που εφαρμόσαμε ήταν αρκετά κομβική αφού μας επέτρεψε να υπολογίσουμε μέσω του κώδικα MCNP6 (Κόπανος 2022) τους λόγους $\frac{\langle \Phi_j(d') \rangle}{\Phi_{j,0}}$, $\frac{\langle \Phi_j(d) \rangle}{\Phi_{j,0}}$ στα j ενεργειακά διαστήματα που χρειαζόμαστε. Οι συντελεστές αυτοί εμπεριέχουν πληροφορία σχετικά με την θωράκιση αλλά και την αυτοθωράκιση. Επομένως, κάνοντας μια μετατόπιση των ενεργών διατομών χρησιμοποιώντας το γινόμενο $\bar{\sigma}_{i,j} \cdot \frac{\langle \Phi_j(d') \rangle}{\Phi_{j,0}}$ καταφέραμε να αξιοποιήσουμε τις πειραματικά υπολογισμένες ενεργότητες κόρου και να υπολογίσουμε την ροή νετρονίων $\Phi_{j,0}$ για κάθε ενεργειακό διάστημα. Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειωθεί ότι επειδή είχε προσομοιωθεί η πλήρης γεωμετρία της πειραματικής διάταξης στον κώδικα MCNP6, συμπεριλήφθηκαν και τα φαινόμενα των σκεδάσεων που προκύπτουν από τους στόχους καθώς και από όλο τον πειραματικό χώρο. Στις πιο κάτω γραφικές παραστάσεις απεικονίζονται οι ενεργές διατομές της αντίδρασης $^{114}\text{Cd}(n,\gamma)^{115}\text{Cd}$ (Εικόνα 3.3) και της αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ του στόχου Au6 που βρισκόταν πίσω από Cd (Εικόνα 3.4) πριν και μετά την μεταβολή των ενεργών διατομών.



Εικόνα 3.3: Ενεργές διατομές αντίδρασης $^{114}\text{Cd}(n,\gamma)^{115}\text{Cd}$ χωρίς μεταβολή της ενεργού διατομής (μαύρο) και πολλαπλασιασμένη με τον λόγο $\frac{\langle\Phi_j(d)\rangle}{\Phi_{j,0}}$ (μπλε). Οι μεταβολές αυτές οφείλονται στο φαινόμενο της αυτοθωράκισης (self-shielding) που προκύπτει κυρίως λόγω της αντίδρασης $^{113}\text{Cd}(n,\gamma)^{114}\text{Cd}$.



Εικόνα 3.3: Ενεργός διατομή αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ του στόχου (Au6) χωρίς μεταβολή της ενεργού διατομής (μαύρο) και πολλαπλασιασμένη με τον λόγο $\frac{\langle\Phi_j(d)\rangle}{\Phi_{j,0}}$ (μπλε). Σε αυτή την μεταβολή της ενεργού διατομής λήφθηκε υπόψιν και η διαφορά στο μέγεθος της διαμέτρου που υπήρχε μεταξύ των δύο στόχων. Εδώ παρουσιάζεται το φαινόμενο της αυτοθωράκισης αλλά και της θωράκισης.

Η συγκεκριμένη διαδικασία έγινε για όλες τις περιπτώσεις των στόχων (Παράρτημα 2) κυρίως στην περίπτωση των αντιδράσεων απορρόφησης όπου έχουμε μεγάλες τιμές της ενεργού

διατομές και επομένως μεγάλη συνεισφορά του φαινομένου της θωράκισης (shielding) και της αυτοθωράκισης (self-shielding). Στην περίπτωση των αντιδράσεων κατωφλίου τα φαινόμενα αυτά είχαν μηδαμινή συνεισφορά.

3.4 Διορθωτικός Παράγοντας Αντιδράσεων Κατωφλίου

Οι ενεργότητες των αντιδράσεων κατωφλίου που έχουν μετρηθεί πειραματικά αντιστοιχούν σε νετρόνια τα οποία έχουν ενέργεια ξεκινώντας από την ενέργεια κατωφλίου και φτάνοντας μέχρι αρκετές δεκάδες MeV. Ωστόσο ο κώδικας υπολογίζει την ροή μέσα στα όρια 0 – 18 MeV. Στην περίπτωση που χρησιμοποιούσαμε την ολική ενεργότητα που μετρήσαμε πειραματικά, αυτό που θα πετυχαίναμε θα ήταν να υπερτιμήσουμε την ενεργειακή περιοχή από περίπου 0 έως 18 MeV αφού ο κώδικας θα υπολόγιζε την ροή βάση της ενεργότητας που υπολογίστηκε πειραματικά και είχε συνεισφορά από μεγαλύτερης ενεργειακής κατανομής νετρονία, όχι μόνο από αυτά εντός ορίου του SAND II. Έτσι προτού χρησιμοποιήσουμε τις εν λόγω ενεργότητες θα έπρεπε να διορθωθούν ώστε η ενεργότητα που θα δώσουμε να αντιστοιχεί σε νετρόνια από την ενέργεια κατωφλίου των αντιδράσεων μέχρι τα 18 MeV.

Προκειμένου να επιτύχουμε τον σκοπό μας, χρησιμοποιήσαμε την προσομοιωμένη ροή του FLUKA καθώς επίσης και τις αντίστοιχες ενεργειακές τιμές των ενεργών διατομών από την βιβλιοθήκη IRDFF. Έτσι υπολογίσαμε αναλυτικά την ενεργότητα που προκύπτει από νετρόνια με ενέργεια από 0 μέχρι 18 MeV και από 0 μέχρι την μέγιστη ενεργειακά τιμή της κάθε αντίδρασης (E_{max}). Το j στην περίπτωση αυτή αντιπροσωπεύει τις αντίστοιχες ενέργειες της προσομοίωσης. Για κάθε ενεργειακό διάστημα υπολογίστηκε η μέση τιμή του ρυθμού αντίδρασης (reaction rate) και ακολούθως πολλαπλασιάστηκε με το μέγεθος του ενεργειακού διαστήματος.

Από 0 – E_{max} :

$$A_1 = \sum_{j=E_{threshold}}^{j=E_{max}} \frac{[\sigma_j(E_j) \cdot \Phi_j(E_j) + \sigma_{j+1}(E_{j+1}) \cdot \Phi_{j+1}(E_{j+1})]}{2} \cdot (E_{j+1} - E_j) \quad (3.20)$$

Από 0 – 18 MeV:

$$A_2 = \sum_{j=E_{threshold}}^{j=18 \text{ MeV}} \frac{[\sigma_j(E_j) \cdot \Phi_j(E_j) + \sigma_{j+1}(E_{j+1}) \cdot \Phi_{j+1}(E_{j+1})]}{2} \cdot (E_{j+1} - E_j) \quad (3.21)$$

Ακολούθως υπολογίζουμε τον λόγο A_2/A_1 ο οποίος μας δίνει το ποσοστό της συνεισφοράς των νετρονίων ενέργειας 0 μέχρι 18 MeV στην πειραματικά υπολογισμένη ενεργότητα των αντιδράσεων κατωφλίου. Στον πίνακα 3.1 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των λόγων A_2/A_1 και στον πίνακα 3.2 παρουσιάζονται οι τελικές τιμές όλων των αντιδράσεων που χρησιμοποιήθηκαν στην είσοδο του προγράμματος SAND II.

Πίνακας 3.1: Υπολογισμός λόγου A_2/A_1 και τελικές τιμές των ενεργοτήτων αντιδράσεων κατωφλίου.

Αντίδραση	A_2/A_1	Υπολογισμένη Ενεργότητα (Bq/TN)	Διορθωμένη Ενεργότητα (Bq/TN)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	3.86E-01	1.893099E-18	7.307360E-19
$^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$	6.56E-01	4.509165E-18	3.034668E-18
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	6.78E-01	2.707480E-19	1.835672E-19
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	9.59E-01	4.036337E-18	3.882956E-18
$^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$	8.73E-01	2.989190E-19	2.609563E-19

Πίνακας 3.1: Τιμές ενεργοτήτων κόρου όλων των αντιδράσεων που χρησιμοποιήθηκαν στην είσοδο του κώδικα SAND II.

Αντίδραση	Ενεργότητα (Bq/TN)
$^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$	7.307360E-19
$^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ (Au1)	3.034668E-18
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	1.835672E-19
$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	3.882956E-18
$^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$	2.609563E-19
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ (Au6)	7.189125E-16
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ (Au1)	2.994515E-16
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ (Au5)	4.678819E-16
$^{114}\text{Cd}(n,\gamma)^{115}\text{Cd}$	1.43255E-17
$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$	7.21797E-17
$^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$	4.425686E-17
$^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$	1.85211E-16

Στην περίπτωση της αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ χρησιμοποιήσαμε μόνο την ενεργότητα που προήλθε από τον στόχο Au1 καθώς όλες οι αντιδράσεις (n,2n) από όλους τους χρυσούς μας παρείχαν την ίδια πληροφορία. Ωστόσο στην περίπτωση των αντιδράσεων απορρόφησης, χρησιμοποιήσαμε τις ενεργότητες από τρεις διαφορετικούς στόχους χρυσού Au5, Au1 και Au6. Αυτό έγινε γιατί κάθε ένας από αυτούς τους στόχους ακτινοβολήθηκε κάτω από διαφορετικές συνθήκες. Στην περίπτωση του Au5 υπήρχε μπροστά στόχος Sc, στην περίπτωση του Au6 στόχος Cd και στην περίπτωση του Au1 δεν υπήρχε κανένας στόχος. Επομένως, όπως σχολιάστηκε και πιο πάνω υπήρξαν σημαντικές αλλαγές στις τιμές των ενεργών διατομών λόγω των φαινομένων απορρόφησης και ενδοαπορρόφησης. Έτσι οι αντιδράσεις (n,γ) πάνω στους διαφορετικούς στόχους Au μπορούν να παρέχουν στον κώδικα διαφορετική πληροφορία.

Όπως φαίνεται και στον πίνακα χρησιμοποιήθηκαν μόνο 12 αντιδράσεις. Αυτό μας περιορίζει ως προς την λύση του προβλήματος που αναφέραμε στο κεφάλαιο 3.1. Για να αντιμετωπίσουμε αυτό τον περιορισμό, εκτός του ότι χρησιμοποιήσαμε αρχικές προσεγγίσεις της ροής που να είναι κοντά στην πραγματικότητα, χρησιμοποιήσαμε και την μέθοδο της σύγκλισης των

αποτελεσμάτων χρησιμοποιώντας την παράμετρο $l(N_s)$ που θα αναλυθεί στο αμέσως επόμενο κεφάλαιο.

3.4 Συντελεστής Βαρύτητας (weighting function) $W_{i,j}^{[k]}$ και Παράμετρος $l(N_s)$

Ο υπολογισμός της ροής επηρεάζεται άμεσα από τον συντελεστή $W_{i,j}^{[k]}$ ο οποίος για κάθε αντίδραση (i) και ενεργειακή περιοχή j δίνει έμφαση στις ισχυρές ενεργές διατομές. Ωστόσο αυτό χρειάζεται ιδιαίτερη προσοχή αφού υπάρχει ο κίνδυνος να εμφανιστούν κορυφές συντονισμού μέσα στην ροή οι οποίες δεν είναι πραγματικές αλλά εμφανίστηκαν λόγω της μορφής της ενεργού διατομής. Αυτό το φαινόμενο είναι αρκετά εμφανές στις περιπτώσεις των αντιδράσεων απορρόφησης όπου εμφανίζονται τεράστιοι συντονισμοί, όπως για παράδειγμα ο συντονισμός στην αντίδραση $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ στα 4.9eV. Προκειμένου να αντιμετωπιστεί το πρόβλημα αυτό, ο κώδικας δίνει την ευκαιρία στον χρήστη να επηρεάσει άμεσα τον παράγοντα $W_{i,j}^{[k]}$ έτσι ώστε για τον υπολογισμό της ροής στο j ενεργειακό διάστημα να συμπεριλαμβάνει περισσότερα από ένα σημεία (κυλιόμενος μέσος όρος). Αυτό φαίνεται και από την μαθηματική έκφραση πιο κάτω:

$$w_{i,j}^{[k]} = \frac{\sum_{l(N_s)} A_{i,j}^{[k]}}{(l_2 - l_1 + 1) \cdot A_i^{[k]}} = \frac{\sum_{l(N_s)} \Phi_j^{[k]}(E, t) \cdot \bar{\sigma}_{i,j} \cdot (E_{j+1} - E_j)}{(l_2 - l_1 + 1) \cdot A_i^{[k]}} \quad (3.22)$$

Στον αριθμητή φαίνεται η άθροιση που γίνεται σε $l(N_s)$ τιμές $A_{i,j}^{[k]}$ οι οποίες έχουν άμεση συσχέτιση με την τιμή της ενεργού διατομής $\bar{\sigma}_{i,j}$ καθώς επίσης και με την τιμή της ροής $\Phi_j^{[k]}(E, t)$. Έτσι, όσο αυξάνουμε τον αριθμό $l(N_s)$ τόσο περισσότερο μειώνουμε του βαθμούς ελευθερίας του κώδικα αφού στην ουσία ο υπολογισμός της ροής για ένα ενεργειακό διάστημα $\Phi_j^{[k]}(E, t)$ είναι μια συνάρτηση $l(N_s)$ ενεργειακών διαστημάτων. Οπότε ο όρος $\Phi_j^{[k]}(E, t)$ γίνεται $\Phi_j^{[k]}(E_{j-\frac{N_s}{2}}, \dots, E_{j+\frac{N_s}{2}}, t)$. Σε αυτό το σημείο μπορούμε να δούμε ότι στην περίπτωση όπου ο αριθμός $l(N_s)$ επιλεγθεί να είναι ίσος με την μονάδα τότε ο παράγοντας $w_{i,j}^{[k]}$ συμπεριλαμβάνει μόνο μια τιμή $A_{i,j}^{[k]}$. Επομένως, αν και σε αυτή την περίπτωση θα υπάρχουν περισσότεροι βαθμοί ελευθερίας, η ροή $\Phi_j^{[k]}(E, t)$ είναι μοναδικά εξαρτώμενη από την συγκεκριμένη τιμή της ενεργού διατομής $\bar{\sigma}_{i,j}$ σε αυτό το ενεργειακό διάστημα. Έτσι, συμπεριλαμβάνοντας και το γεγονός ότι υπάρχει περιορισμένος αριθμός αντιδράσεων με διαφορετική μορφή της ενεργού διατομής σε ίδια ενεργειακά διαστήματα, ο κίνδυνος για έμμεση απεικόνιση της μορφής της ενεργού διατομής στο υπολογισμένο φάσμα είναι μεγάλος. Προκειμένου να μειώσουμε το φαινόμενο αυτό αλλά παράλληλα να κρατήσουμε όσους περισσότερους βαθμούς ελευθερίας μπορούμε, αυξήσαμε σταδιακά τον παράγοντα $l(N_s)$ ξεκινώντας από την τιμή 1 και αυξάνοντας με βήμα 5 μέχρι να πετύχουμε σύγκλιση μεταξύ των

αποτελεσμάτων που πάρθηκαν από τις τέσσερις αρχικές προσεγγίσεις που χρησιμοποιήσαμε (Εικόνα 3.1).

Τα όρια l_1 και l_2 που χρησιμοποιεί ο κώδικας για να συμπεριλάβει $l(N_s)$ τιμές στον παράγοντα $w_{i,j}^{[k]}$ φαίνονται πιο κάτω:

$$w_{i,1}^{[k]} = \frac{5A_{i,1}^{[k]} + 2A_{i,2}^{[k]} - A_{i,3}^{[k]}}{6A_i^{[k]}} \quad \text{για } j = 1 \quad (3.23)$$

$$w_{i,j}^{[k]} = \frac{\sum_{l(N_s)} A_{i,j}^{[k]}}{(l_2 - l_1 + 1) \cdot A_i^{[k]}} \quad \text{για } j = 2, 3, \dots, 619 \quad (3.24)$$

$$l_1 = \begin{cases} 1, & \text{για } j = 2, 3, \dots, \frac{N_s-1}{2} \\ j - \left(\frac{N_s-1}{2}\right), & \text{για } j = \frac{N_s+1}{2}, \dots, \left(620 - \frac{N_s-1}{2}\right) \\ 2j - 620, & \text{για } j = \left(620 - \frac{N_s-3}{2}\right), \dots, 619 \end{cases} \quad (3.25)$$

$$l_2 = \begin{cases} 2j - 1, & \text{για } j = 2, 3, \dots, \frac{N_s-1}{2} \\ j + \left(\frac{N_s-1}{2}\right), & \text{για } j = \frac{N_s+1}{2}, \dots, \left(620 - \frac{N_s-1}{2}\right) \\ 620, & \text{για } j = \left(620 - \frac{N_s-3}{2}\right), \dots, 619 \end{cases}$$

$$w_{i,620}^{[k]} = \frac{5A_{i,620}^{[k]} + 2A_{i,619}^{[k]} - A_{i,618}^{[k]}}{6A_i^{[k]}} \quad \text{για } j = 620$$

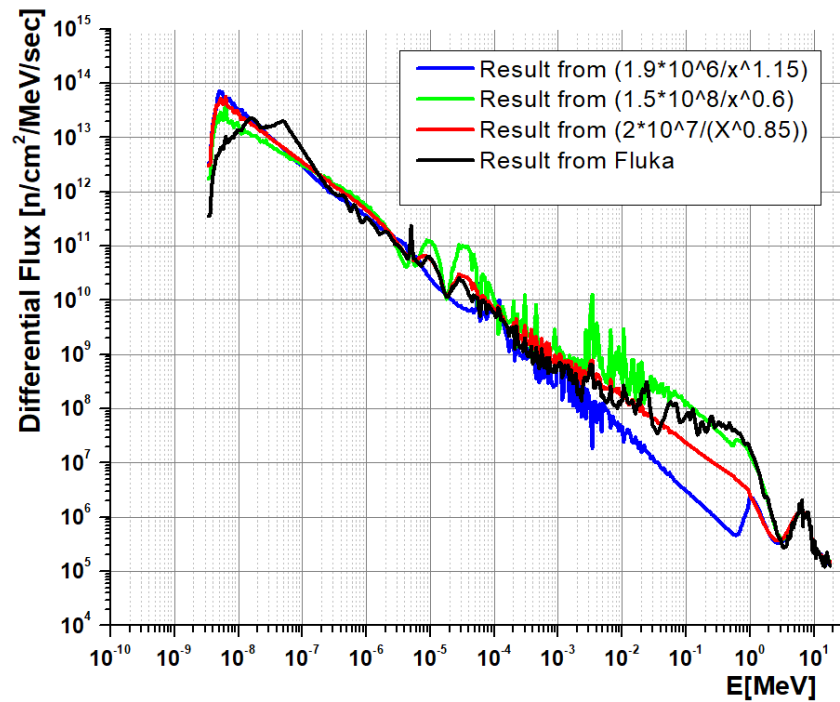
Κεφάλαιο 4 : Αποτελέσματα Ροής Νετρονίων

Αφού ολοκληρώσαμε την επεξεργασία και την ανάλυση όλων των δεδομένων σχετικά με τις ενεργότητες των αντιδράσεων καθώς επίσης και με τις τιμές των ενεργών διατομών που θα χρησιμοποιήσουμε είμαστε πλέον σε θέση να ξεκινήσουμε τους υπολογισμούς μας.

Όπως αναφέρθηκε, για σκοπούς εγκυρότητας των αποτελεσμάτων μας χρειάστηκε να χρησιμοποιήσουμε 4 διαφορετικές αρχικές ροές οι οποίες βρίσκονται όσο το δυνατόν πιο κοντά στην πραγματικότητα. Στο σημείο αυτό πρέπει να αναφερθεί ότι η ενεργότητα της αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ του στόχου Au3 που βρισκόταν πίσω από τον Au2 βρέθηκε να είναι μεγαλύτερη από αυτήν του στόχου Au1 που βρισκόταν μπροστά κατά την ακτινοβόληση πράγμα το οποίο δεν είναι λογικό. Τα εν λόγω αίτια που οδήγησαν σε αυτό τον υπολογισμό είναι ακόμα υπό διερεύνηση και έτσι η αντίδραση αυτή δεν χρησιμοποιήθηκε στα δεδομένα εισόδου του SAND II καθώς θα μας επηρέαζε τους υπολογισμούς και κατ' επέκταση το αποτέλεσμα της ροής. Στην καρτέλα του υποπρογράμματος SAND II που χρησιμοποιήσαμε για να εισάγουμε τα δεδομένα υπάρχουν ακόμα δύο παράμετροι οι οποίες συνεισφέρουν στο πώς να κατασκευάσει το πρόγραμμα την ροή στα ενεργειακά άκρα στις χαμηλές και υψηλές ενέργειες νετρονίων με την μέθοδο του “extrapolation” για να πάρει τα 620 διαστήματα που χρειάζεται για να ξεκινήσει τους υπολογισμούς του. Στην δική μας περίπτωση οι παράμετροι αυτές δεν μας χρειάστηκαν καθώς στην ροή εισόδου που δώσαμε καταγράψαμε τιμές οι οποίες επικαλύπτουν αυτές τις ενεργειακές περιοχές οπότε ο κώδικας υπολόγισε τα υπόλοιπα σημεία χρησιμοποιώντας την μέθοδο “interpolation” που αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 3.2.

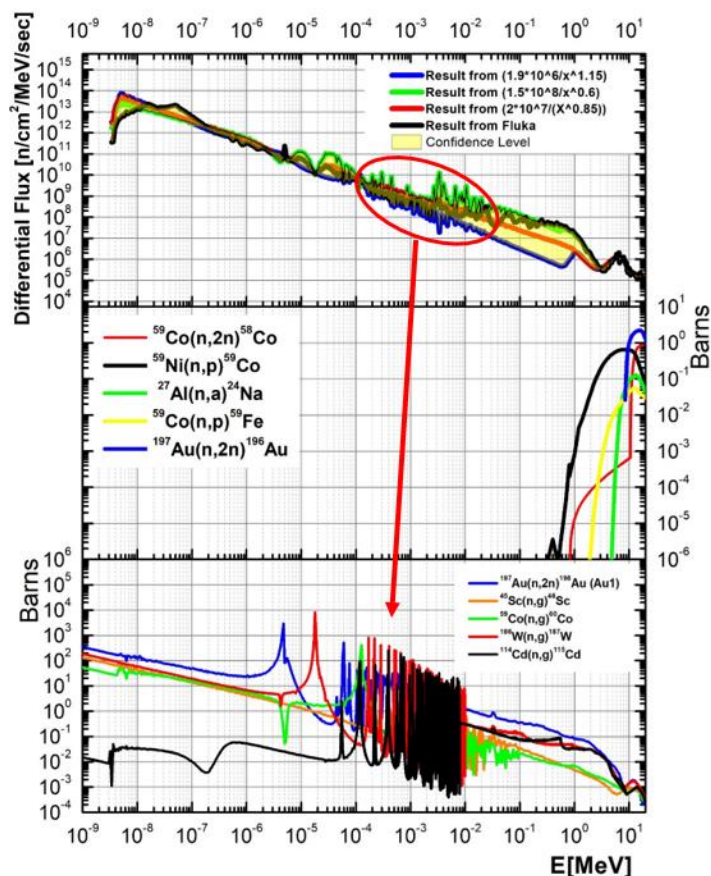
4.1 Επιλογή Παραμέτρου $l(Ns)$ (Smoothing Factor)

Η επίτευξη της λύσης δεν εξαρτάται μόνο από την επιλογή της αρχικής ροής αλλά εξαρτάται και από τον βαθμό του παράγοντα $l(Ns)$ ο οποίος μειώνει τους βαθμούς ελευθερίας του προβλήματος με τέτοιο τρόπο έτσι ώστε κάθε σημείο που υπολογίζεται να συμπεριλαμβάνει πληροφορία που βρίσκεται γύρω από αυτό, δηλαδή να υπολογίζεται “παρακολουθώντας” την πορεία της ενεργού διατομής και της αντίστοιχης ροής στα γειτονικά σημεία. Η μείωση των βαθμών ελευθερίας όπως θα φανεί στην συνέχεια της εργασίας, είναι αναγκαία αλλά πρέπει να φτάσει στον ελάχιστο δυνατό αριθμό όπου επιτυγχάνουμε σύγκλιση των λύσεων μεταξύ των τεσσάρων αρχικών προσεγγίσεων (που παρουσιάζονται στην Εικόνα 3.1), κρατώντας έτσι όσο το δυνατόν λιγότερη εξάρτηση σημείων από γειτονικά. Τα αποτελέσματα σχετικά με τον παράγοντα $l(Ns)$ φαίνονται πιο κάτω στις Εικόνες 4.1-4.5. Στο σημείο αυτό να σημειωθεί ότι οι μονάδες μέτρησης της ροής νετρονίων που δίνει στην έξοδο ο κώδικας είναι σε $[\frac{n}{\text{sec}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{MeV}}]$.



Εικόνα 4.1: Αποτελέσματα χρησιμοποιώντας $l(Ns) = 1$.

Παρατηρούμε ότι οι ενεργειακές περιοχές από $0.5 \cdot 10^{-8}$ μέχρι 10^{-7} και 10^{-5} μέχρι 1 MeV δεν παρουσιάζουν σύγκλιση μεταξύ των λύσεων και αυτό οφείλεται στο ότι υπήρχε έλλειψη αντιδράσεων που ανταποκρίνονται ισχυρά μέσα σε αυτά τα ενεργειακά όρια. Ο συντελεστής $l(Ns) = 1$ επηρέασε επίσης και την παραγωγή ψευδών κορυφών στο φάσμα των νετρονίων αφού κάθε σημείο υπολογίστηκε ξεχωριστά χωρίς να λαμβάνεται γειτονική πληροφορία με αποτέλεσμα να έχει αντικατοπτριστεί η μορφή των ενεργών διατομών απορρόφησης (Εικόνα 4.1.1).



Εικόνα 4.1.1: Σχεδιάγραμμα το οποίο απεικονίζει το αποτέλεσμα με $l(Ns) = 1$ μαζί με τις μορφές των ενεργών διατομών που χρησιμοποιήσαμε. Οι συντονισμοί στην κυκλωμένη με κόκκινο περιοχή οφείλονται στην μορφή της ενεργού διατομής των αντιδράσεων απορρόφησης.

Παράλληλα στα υπόλοιπα ενεργειακά διαστήματα παρατηρήσαμε μια σύγκλιση των λύσεων το οποίο είναι πολύ ενθαρρυντικό, ωστόσο η αύξηση του παράγοντα $l(Ns)$ είναι αναγκαία προκειμένου να εξαφανίσουμε από την λύση τα εν λόγω σημεία συντονισμού στην ροή που βρίσκονται στην ενεργειακή περιοχή 10^{-4} μέχρι 1 MeV. Στον πίνακα 4.1 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των τυπικών αποκλίσεων μεταξύ των πειραματικών ενεργοτήτων και των υπολογισμένων από το SAND II για την περίπτωση της αρχικής προσέγγισης με την προσομοίωση του FLUKA.

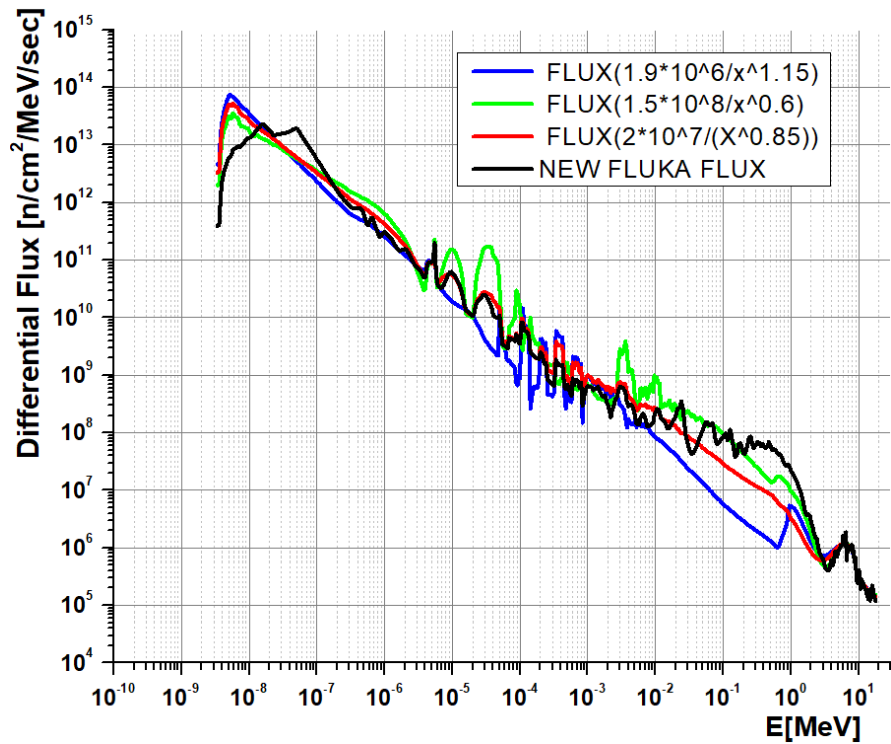
Πίνακας 4.1: Αποτελέσματα Ενεργοτήτων και Τυπικής Απόκλισης με $l(Ns) = 1$ για την περίπτωση της αρχικής προσέγγισης με την ροή της προσομοίωσης του FLUKA.

Στόχος	Αντίδραση	Πειραματική Ενεργότητα (Bq/TN)	Υπολογισμένη Ενεργότητα (Bq/TN)	Τυπική Απόκλιση (%)
Au-1	(n,g)	2.995×10^{-16}	2.953×10^{-16}	1.40
Au-5	(n,g)	4.679×10^{-16}	4.768×10^{-16}	-1.88
Au-6	(n,g)	7.189×10^{-16}	7.146×10^{-16}	0.60

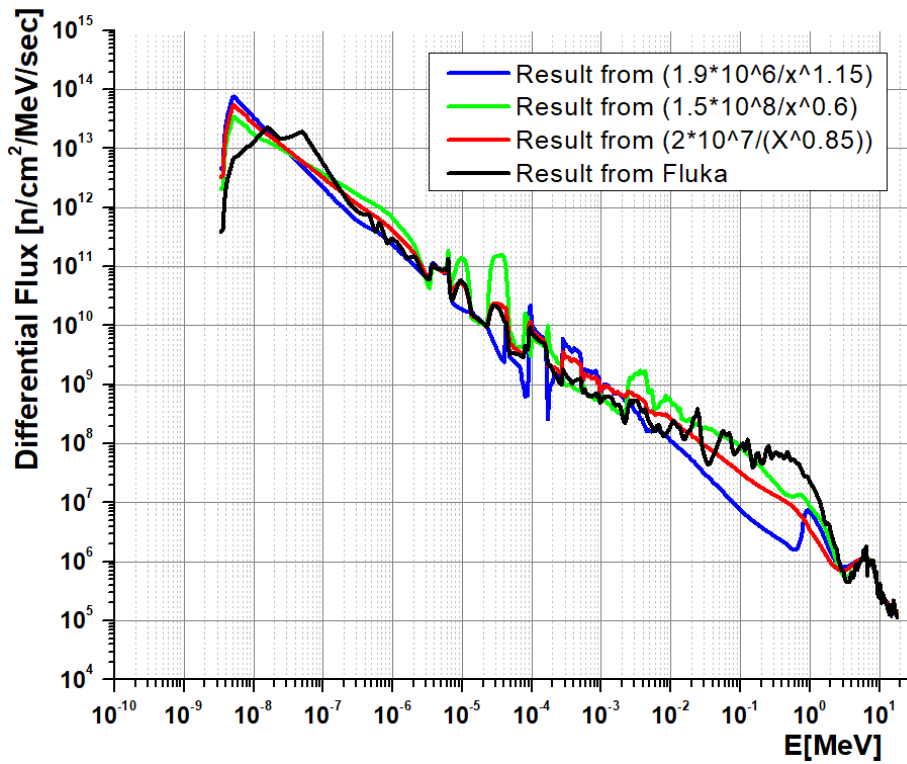
Au-1	(n,2n)	2.958×10^{-18}	3.010×10^{-18}	-1.72
Sc	(n,g)	4.426×10^{-17}	4.430×10^{-17}	-0.09
Co	(n,g)	7.218×10^{-17}	7.223×10^{-17}	-0.07
Co	(n,2n)	7.307×10^{-19}	7.252×10^{-19}	0.77
Co	(n,p)	1.836×10^{-19}	1.748×10^{-19}	5.03
W	(n,g)	1.836×10^{-16}	1.853×10^{-16}	-0.03
Ni	(n,p)	3.871×10^{-18}	3.966×10^{-18}	-2.40
Al	(n,a)	2.610×10^{-19}	2.652×10^{-19}	-1.61
Cd114	(n,g)	1.433×10^{-17}	1.433×10^{-17}	-0.01
Συνολική Τ.Α:				1.98 %

Όπως αναμέναμε οι υπολογισμένες ενεργότητες από το πρόγραμμα δεν απέχουν αρκετά από τις πειραματικές, μάλιστα η συνολική τυπική απόκλιση φτάνει το 1.98%, και αυτό οφείλεται στους μέγιστους βαθμούς ελευθερίας που υπάρχουν μέσα στον κώδικα ($l(N_s) = 1$). Ωστόσο όπως ήδη αναφέραμε, οι συντονισμοί που παρουσιάζονται στα αποτελέσματα δεν έχουν φυσική σημασία και για αυτό τον λόγο οι βαθμοί ελευθερίας πρέπει να μειωθούν με σκοπό την απαλοιφή των κορυφών αυτών. Επομένως η παράμετρος $l(N_s) = 1$ δεν δίνει πραγματική λύση στο πρόβλημά μας.

Στις Εικόνες 4.2 και 4.3, με $l(N_s) = 5$ και $l(N_s) = 10$, αντίστοιχα, μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι οι συντονισμοί στην ενεργειακή περιοχή 10^{-4} μέχρι 1 MeV δεν είναι τόσο έντονοι. Το φαινόμενο οφείλεται στην μείωση των βαθμών ελευθερίας του κώδικα αφού κάθε ενεργειακό διάστημα της ροής $\Phi_j^{[k]}(E, t)$ έχει γειτονική εξάρτηση $\Phi_j^{[k]}(E_{j-\frac{N_s+1}{2}}, \dots, E_{j+\frac{N_s+1}{2}}, t)$. Το φαινόμενο αυτό παρατηρείται έντονα, όπως αναφέρθηκε, σε ενεργειακές περιοχές όπου οι τιμές των ενεργών διατομών είναι συγκριτικά χαμηλές και η μορφή τους παρουσιάζει συντονισμούς.

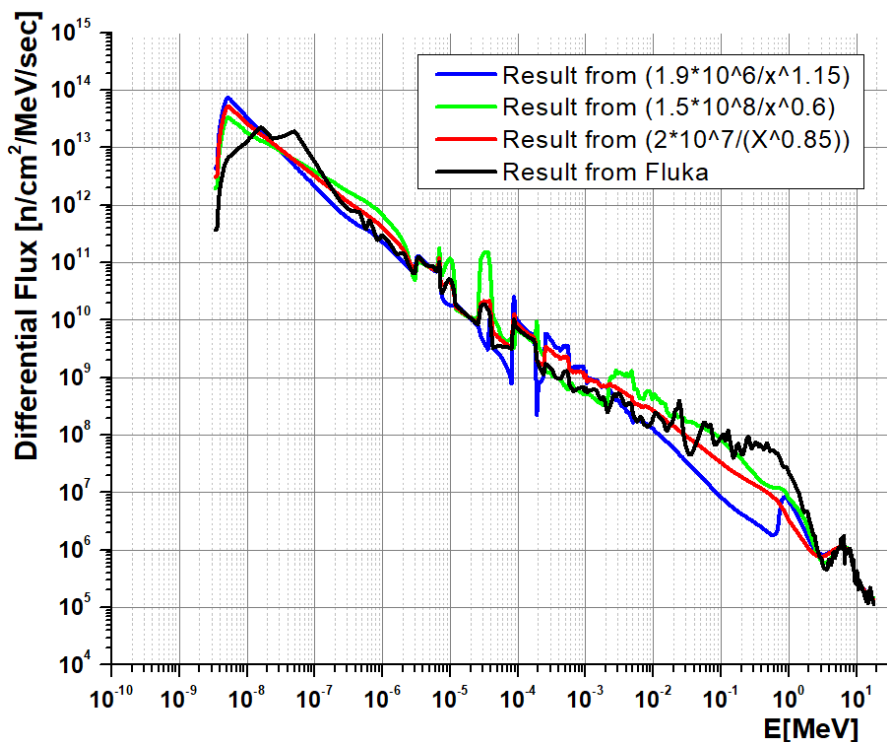


Εικόνα 4.2: Αποτελέσματα χρησιμοποιώντας $l(Ns) = 5$.



Εικόνα 4.3: Αποτελέσματα χρησιμοποιώντας $l(Ns) = 10$.

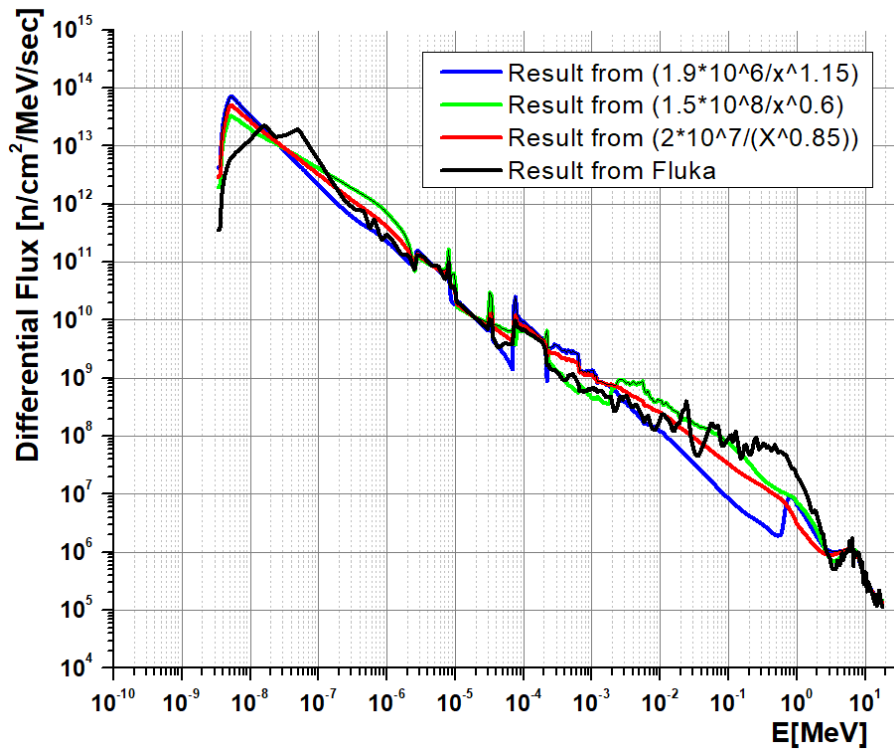
Συνεχίζοντας την μελέτη εύρεσης του απαραίτητου αριθμού $l(Ns)$, παρατηρούμε πως οι συντονισμοί έχουν σχεδόν απαλειφθεί ωστόσο δεν φτάσαμε ακόμα σε ένα επιθυμητό βαθμό σύγκλισης ειδικά στην ενεργειακή περιοχή 10^{-5} έως 10^{-3} MeV όπου υπάρχει πληροφορία από τις αντιδράσεις που χρησιμοποιήσαμε. Επομένως περαιτέρω μείωση των βαθμών ελευθερίας είναι αναγκαία, όπως φαίνεται στις Εικόνες 4.4 και 4.5.



Εικόνα 4.4: Αποτελέσματα χρησιμοποιώντας $l(Ns) = 15$.

Χρησιμοποιώντας την παράμετρο $l(Ns) = 15$ δεν παρουσιάστηκαν μεγάλες αλλαγές όσον αφορά την εν λόγω ενεργειακή περιοχή ενδιαφέροντος.

Χρησιμοποιώντας τώρα την παράμετρο $l(Ns) = 20$ παρατηρούμε αμέσως ότι στις ενεργειακές περιοχές από περίπου 10^{-7} έως $2 \cdot 10^{-4}$ και 2 έως 18 MeV υπάρχει μια αρκετά καλή σύγκλιση μεταξύ των λύσεων. Στις υπόλοιπες ενεργειακές περιοχές παρατηρούμε ότι η σύγκλιση δεν επιτεύχθηκε καθώς υπήρχε έλλειψη αντιδράσεων που έχουν ισχυρή συνεισφορά εντός αυτού του διαστήματος.

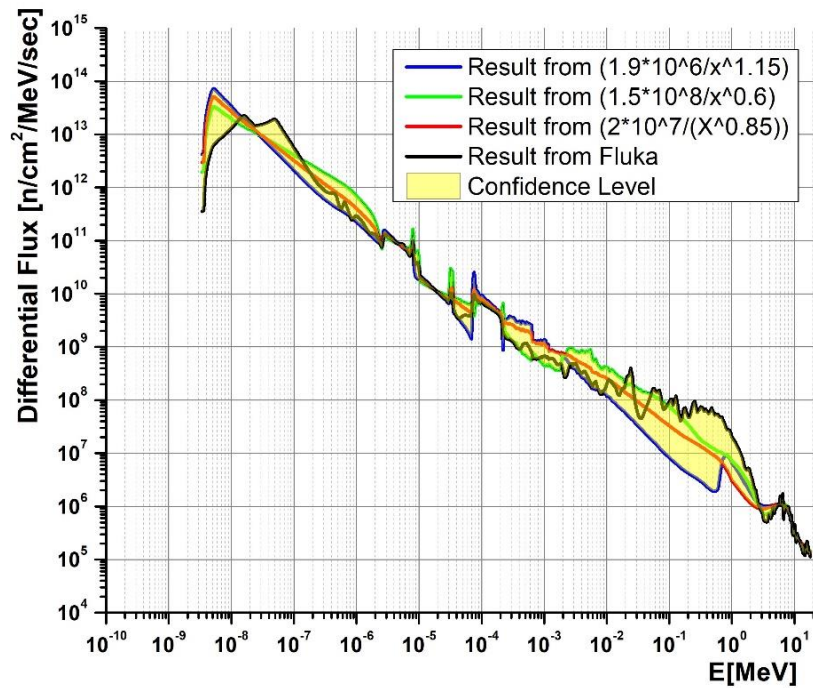


Εικόνα 4.5: Αποτελέσματα χρησιμοποιώντας $l(Ns) = 20$.

4.2 Τελικό Αποτέλεσμα Ροής Νετρονίων

Αφού πραγματοποιήσαμε αρκετές δοκιμές προκειμένου να εκτιμήσουμε τον μέγιστο αριθμό $l(Ns)$ που θα μας οδηγούσε σε σύγκλιση των αποτελεσμάτων μεταξύ των τεσσάρων αρχικών προσεγγίσεων, είμαστε σε θέση τώρα να αναλύσουμε τα τελικά μας αποτελέσματα χρησιμοποιώντας τον αριθμό $l(Ns) = 20$ που βρέθηκε να είναι αυτός που πληροί τις προϋποθέσεις που προηγουμένως ορίσαμε. Δηλαδή να πετύχουμε σύγκλιση των λύσεων καθώς επίσης και χαμηλό ποσοστό συνολικής τυπικής απόκλισης των πειραματικών και υπολογισμένων ενεργοτήτων.

Η λύση του προβλήματος καθώς επίσης και το αποτέλεσμα της ροής βρίσκεται, εκτιμώμενο με αρκετή σιγουριά, μεταξύ των πιο κάτω τεσσάρων αποτελεσμάτων. Έτσι για λόγους εγκυρότητας της λύσης σχηματίστηκε ένα διάστημα εμπιστοσύνης μέσα στο οποίο εκτιμούμε ότι βρίσκεται η λύση (Εικόνα 4.6).



Εικόνα 4.6: Τελικό Αποτέλεσμα ροών χρησιμοποιώντας $l(Ns) = 20$. Με κίτρινο παρουσιάζεται το διάστημα εμπιστοσύνης των λύσεων της ροής των νετρονίων.

Τα αποτελέσματα που προκύπτουν σχετικά με τις υπολογισμένες ενεργότητες και για τις τέσσερις αρχικές προσεγγίσεις φαίνονται πιο κάτω στους πίνακες 4.2-4.5

Πίνακας 4.2: Αποτελέσματα Ενεργοτήτων και Τυπικής Απόκλισης με $l(Ns) = 20$ για την περίπτωση της αρχικής προσέγγισης με την ροή της προσομοίωσης του FLUKA.

Στόχος	Αντίδραση	Πειραματική Ενεργότητα (Bq/TN)	Υπολογισμένη Ενεργότητα (Bq/TN)	Τυπική Απόκλιση (%)
Au-1	(n,g)	2.995×10^{-16}	3.152×10^{-16}	-4.99
Au-5	(n,g)	4.679×10^{-16}	5.082×10^{-16}	-7.93
Au-6	(n,g)	7.189×10^{-16}	6.643×10^{-16}	8.22
Au-1	(n,2n)	2.958×10^{-18}	3.125×10^{-18}	-5.36
Sc	(n,g)	4.426×10^{-17}	4.204×10^{-17}	5.27
Co	(n,g)	7.218×10^{-17}	7.328×10^{-17}	1.50
Co	(n,2n)	7.307×10^{-19}	7.146×10^{-19}	2.26
Co	(n,p)	1.836×10^{-19}	1.699×10^{-19}	-1.50
W	(n,g)	1.836×10^{-16}	1.855×10^{-16}	-0.14
Ni	(n,p)	3.871×10^{-18}	4.029×10^{-18}	-3.93
Al	(n,a)	2.610×10^{-19}	2.641×10^{-19}	-1.20
Cd114	(n,g)	1.433×10^{-17}	1.414×10^{-17}	1.28

Συνολική Τ.Α: 5.24 %

Πίνακας 4.3: Αποτελέσματα Ενεργοτήτων και Τυπικής Απόκλισης με $l(Ns) = 20$ για την περίπτωση της αρχικής προσέγγισης με την ροή ($2 \cdot 10^7/x^{0.85}$).

Στόχος	Αντίδραση	Πειραματική Ενεργότητα (Bq/TN)	Υπολογισμένη Ενεργότητα (Bq/TN)	Τυπική Απόκλιση (%)
Au-1	(n,g)	2.995×10^{-16}	3.186×10^{-16}	-6.01
Au-5	(n,g)	4.679×10^{-16}	5.088×10^{-16}	-8.04
Au-6	(n,g)	7.189×10^{-16}	6.607×10^{-16}	8.81
Au-1	(n,2n)	2.958×10^{-18}	3.129×10^{-18}	-5.48
Sc	(n,g)	4.426×10^{-17}	4.176×10^{-17}	5.99
Co	(n,g)	7.218×10^{-17}	7.418×10^{-17}	-2.70
Co	(n,2n)	7.307×10^{-19}	7.151×10^{-19}	2.19
Co	(n,p)	1.836×10^{-19}	1.705×10^{-19}	7.67
W	(n,g)	1.836×10^{-16}	1.855×10^{-16}	-0.16
Ni	(n,p)	3.871×10^{-18}	4.026×10^{-18}	-3.85
Al	(n,a)	2.610×10^{-19}	2.630×10^{-19}	-0.77
Cd114	(n,g)	1.433×10^{-17}	1.400×10^{-17}	2.35
Συνολική Τ.Α:				5.53 %

Πίνακας 4.4: Αποτελέσματα Ενεργοτήτων και Τυπικής Απόκλισης με $l(Ns) = 20$ για την περίπτωση της αρχικής προσέγγισης με την ροή ($1.9 \cdot 10^6/x^{1.5}$).

Στόχος	Αντίδραση	Πειραματική Ενεργότητα (Bq/TN)	Υπολογισμένη Ενεργότητα (Bq/TN)	Τυπική Απόκλιση (%)
Au-1	(n,g)	2.995×10^{-16}	3.154×10^{-16}	-5.05
Au-5	(n,g)	4.679×10^{-16}	5.098×10^{-16}	-8.22
Au-6	(n,g)	7.189×10^{-16}	6.645×10^{-16}	8.19
Au-1	(n,2n)	2.958×10^{-18}	3.155×10^{-18}	-6.25
Sc	(n,g)	4.426×10^{-17}	4.152×10^{-17}	6.60
Co	(n,g)	7.218×10^{-17}	7.634×10^{-17}	-5.44
Co	(n,2n)	7.307×10^{-19}	7.135×10^{-19}	2.41
Co	(n,p)	1.836×10^{-19}	1.690×10^{-19}	8.64
W	(n,g)	1.836×10^{-16}	1.856×10^{-16}	-0.21
Ni	(n,p)	3.871×10^{-18}	4.044×10^{-18}	-4.27
Al	(n,a)	2.610×10^{-19}	2.629×10^{-19}	-0.76
Cd114	(n,g)	1.433×10^{-17}	1.373×10^{-17}	4.36
Συνολική Τ.Α:				5.96 %

Πίνακας 4.5: Αποτελέσματα Ενεργοτήτων και Τυπικής Απόκλισης με $l(Ns) = 20$ για την περίπτωση της αρχικής προσέγγισης με την ροή ($1.5 \cdot 10^8/x^{0.6}$).

Στόχος	Αντίδραση	Πειραματική Ενεργότητα (Bq/TN)	Υπολογισμένη Ενεργότητα (Bq/TN)	Τυπική Απόκλιση (%)
Au-1	(n,g)	2.995×10^{-16}	3.188×10^{-16}	-6.07
Au-5	(n,g)	4.679×10^{-16}	5.062×10^{-16}	-7.57

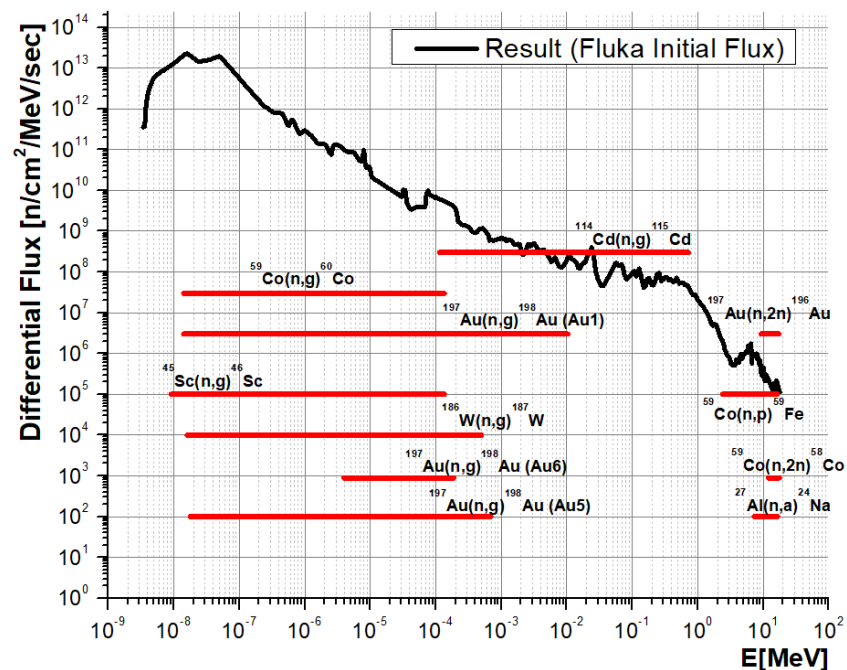
Au-6	(n,g)	7.189×10^{-16}	6.615×10^{-16}	8.67
Au-1	(n,2n)	2.958×10^{-18}	3.095×10^{-18}	-4.44
Sc	(n,g)	4.426×10^{-17}	4.221×10^{-17}	4.85
Co	(n,g)	7.218×10^{-17}	7.239×10^{-17}	-0.30
Co	(n,2n)	7.307×10^{-19}	7.170×10^{-19}	1.92
Co	(n,p)	1.836×10^{-19}	1.711×10^{-19}	7.32
W	(n,g)	1.836×10^{-16}	1.854×10^{-16}	-0.13
Ni	(n,p)	3.871×10^{-18}	4.011×10^{-18}	-3.51
Al	(n,a)	2.610×10^{-19}	2.650×10^{-19}	-1.51
Cd114	(n,g)	1.433×10^{-17}	1.422×10^{-17}	0.75

Συνολική Τ.Α: 5.09 %

Οι ενεργότητες που παρουσιάζονται πιο πάνω έχουν υπολογιστεί από το πρόγραμμα χρησιμοποιώντας την εξίσωση 3.4 του κεφαλαίου 3.1:

$$A_i^{[k]} = \sum_{j=1}^{620} \Phi_j^{[k]}(E, t) \cdot \bar{\sigma}_{i,j} \cdot (E_{j+1} - E_j)$$

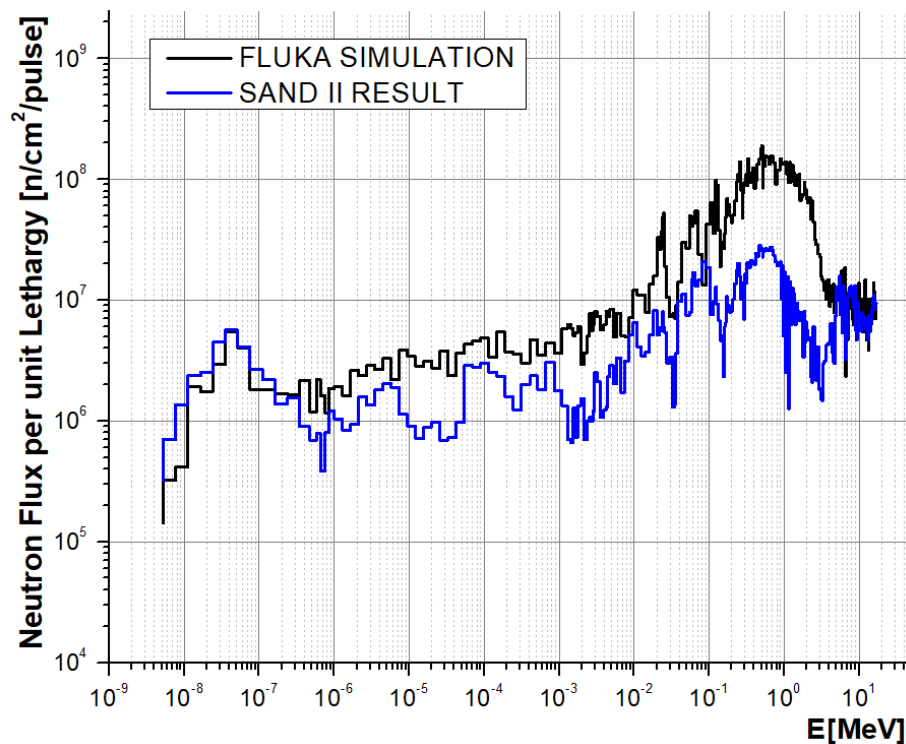
Ο κώδικας για λόγους πληρότητας μας δίνει τα ενεργειακά όρια μέσα στα οποία ανταποκρίνεται το 95% της υπολογισμένης ενεργότητας (Εικόνα 4.7). Η πληροφορία αυτή είναι πολύ σημαντική καθώς μπορούμε να αναλύσουμε καλύτερα το αποτέλεσμα και να βγάλουμε σημαντικά συμπεράσματα. Αυτό επίσης μας βοηθά να καταλάβουμε γιατί κάποιες ενεργειακές περιοχές παρουσίασαν σύγκλιση έναντι άλλων.



Εικόνα 4.7: Τελικό αποτέλεσμα που λήφθηκε χρησιμοποιώντας την προσομοιωμένη ροή FLUKA. Με κόκκινο παρουσιάζονται τα ενεργειακά διαστήματα κάθε αντίδρασης που οφείλουν την παραγωγή του 95% της ενεργότητας.

Από την πιο πάνω γραφική παράσταση μπορούμε να παρατηρήσουμε πως στην ενεργειακή περιοχή 10^{-2} έως περίπου 2 MeV υπάρχει μόνο μία αντίδραση. Ωστόσο δεν ήταν αρκετή για να μας δώσει αξιόπιστο αποτέλεσμα μέσα σε αυτό το ενεργειακό εύρος για αυτό και τα αποτελέσματα της εικόνας 4.6 δεν παρουσίασαν καμία σύγκλιση. Η μη αξιοπιστία και η απόκλιση των λύσεων εντός του διαστήματος οφείλεται στην έλλειψη αλληλεπικαλυπτόμενων αντιδράσεων με μεγάλες τιμές ενεργών διατομών που θα μπορούσαν να επιφέρουν ακριβή λύση στην εν λόγω ενεργειακή περιοχή. Αντιθέτως, στα διαστήματα μεταξύ 10^{-7} έως $2 \cdot 10^{-4}$ και 2 έως 18 MeV υπήρξε αρκετά καλή συμφωνία μεταξύ των λύσεων το οποίο όπως αναφέρθηκε, οφείλεται στις ισχυρές τιμές των ενεργών διατομών που αλληλεπικαλύπτουν αυτές τις δύο ενεργειακές περιοχές.

Επιπλέον, πολύ σημαντικό ήταν να γίνει μια σύγκριση μεταξύ του αποτελέσματος που λάβαμε από τον κώδικα SAND II χρησιμοποιώντας την παράμετρο $N_s = 20$ και της προσομοίωσης που έγινε από την ομάδα FLUKA του CERN. Το αποτέλεσμα που φαίνεται στην Εικόνα 4.7 είναι σε ισοληθαργικές μονάδες και λήφθηκε πολλαπλασιάζοντας την διαφορική μορφή της ροής $[\frac{n}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{MeV}}]$, που πήραμε σαν αποτέλεσμα από τον κώδικα SAND II, με την αντίστοιχη ενέργεια $E(\text{MeV})$, δηλαδή πραγματοποιήσαμε την πράξη $(\frac{d\Phi}{dE} \cdot E)$.



*Εικόνα 4.7: Γραφική παράσταση σύγκρισης αποτελέσματος SAND II και προσομοίωσης FLUKA
(Neutron Flux per unit Lethargy)*

Συγκρίνοντας την προσομοίωση FLUKA και το αποτέλεσμα της ροής από τον κώδικα SAND II χρησιμοποιώντας σαν αρχική ροή την προσομοιωμένη, μπορούμε να συμπεράνουμε ότι οι δύο ροές είναι πολύ κοντά η μία στην άλλη. Ωστόσο στην περιοχή 10^{-2} έως περίπου 2 MeV υπάρχουν αρκετές αποκλίσεις. Το αποτέλεσμα αυτό δεν μπορούμε να ξέρουμε πόσο έγκυρο είναι αφού, όπως αναφέραμε, υπήρχε έλλειψη πειραματικής πληροφορίας από αντιδράσεις με μεγάλες τιμές της ενεργού διατομής που θα μας έδινε σημαντική υπολογιστική πληροφορία και κατά συνέπεια αξιόπιστο αποτέλεσμα.

Οι υπολογισμένες πειραματικά ενεργότητες κόρου φαίνεται να ‘‘δικαιολογούνται’’ σε αρκετά καλό βαθμό, βάσει των αποκλίσεων του αποτελέσματος, από την ροή που μας έχει δώσει ο κώδικας SAND II η οποία δεν έχει αλλάξει αρκετά από την μορφή της αρχικής προσομοίωσης. Αυτό σημαίνει πως οι προσομοιώσεις που έχουν γίνει καθώς και οι υπολογισμοί μέσω του SAND II περιγράφουν σε ένα πολύ καλό βαθμό το περιβάλλον νετρονίων στην πειραματική περιοχή NEAR του n_TOF στο CERN.

Κεφάλαιο 5 : Σύνοψη και Συμπεράσματα

Η πειραματική εγκατάσταση NEAR τέθηκε για πρώτη φορά σε λειτουργία τον Ιούλιο του 2021 μετά την τελευταία αναβάθμιση του n_TOF στο CERN. Η περιοχή αυτή εκμεταλλεύεται τα υψηλά επίπεδα ροής νετρονίων που παράγονται κατά το φαινόμενο του κατακερματισμού με σκοπό την πραγματοποίηση πειραμάτων που αφορούν πυρηνική αστροφυσική, μετρήσεις ενεργών διατομών σε ισότοπα με χαμηλή ισοτοπική αναλογία ή αντίστοιχα χαμηλές τιμές της ενεργού διατομής.

Προκειμένου να αξιοποιηθεί η εγκατάσταση αυτή για τα εν λόγω πειράματα, αναγκαίο ήταν να χαρακτηριστεί η ροή των παραγόμενων νετρονίων. Για το σκοπό αυτό και λόγω των συνθηκών του περιβάλλοντος, αξιοποιήθηκε η τεχνική της νετρονικής ενεργοποίησης πολλαπλών στόχων. Ακτινοβολήθηκαν 15 στόχοι οι οποίοι μας δίνουν πληθώρα αντιδράσεων οι οποίες καλύπτουν ένα μεγάλο ενεργειακό εύρος της ροής των νετρονίων. Έτσι, βάσει των ενδόθερμων και εξώθερμων αντιδράσεων λαμβάνουμε πληροφορία που μας επιτρέπει να χαρακτηρίσουμε την δέσμη νετρονίων σε μετέπειτα στάδιο χρησιμοποιώντας των κώδικα SAND II. Με το πέρας της ακτινοβολήσης όλα τα δείγματα τοποθετήθηκαν μπροστά από ένα ανιχνευτή γερμανίου σε διάφορες αποστάσεις με σκοπό την καταγραφή των χαρακτηριστικών ακτινών γάμμα που εκπέμπονται από τους ραδιενεργούς πυρήνες που προκύπτουν κατά την ακτινοβολήση. Ακολούθως αφού έγινε η ανάλυση των φασμάτων, υπολογίστηκε η αντίστοιχη ενεργότητα κόρου κάθε πυρήνα της αντίδρασης που έλαβε χώρα κατά την ακτινοβολήση. Διορθωτικοί παράγοντες που αφορούν ενδοαπορρόφηση, στερεά γωνία μέτρησης από το παράθυρο του HPGe, θωράκιση και αυτοθωράκιση λήφθηκαν υπόψιν μέσω του κώδικα MCNP6.

Προκειμένου να αξιοποιήσουμε τις ενεργότητες αυτές, χρησιμοποιήσαμε το πρόγραμμα SAND II το οποίο υπολογίζει την ροή νετρονίων εντός 10^{-10} έως 18 MeV σε 620 ενεργειακά διαστήματα χρησιμοποιώντας μια αναλυτική επαναληπτική μέθοδο που βασίζεται πάνω στις εξισώσεις της νετρονικής ενεργοποίησης. Ο κώδικας δέχεται στην είσοδό του τις πειραματικά υπολογισμένες ενεργότητες, τις αντίστοιχες ενεργές διατομές και μια αρχική προσέγγιση της ροής. Έτσι υπολογίζει αναλυτικά τις ενεργότητες, τις συγκρίνει με τις πειραματικές που υπολογίστηκαν και βάσει των αποκλίσεων πραγματοποιείται η ίδια διαδικασία της επόμενης επανάληψης μεταβάλλοντας την ροή. Λόγω των περιορισμένων αντιδράσεων που χρησιμοποιήσαμε στην είσοδο του προγράμματος οι οποίες ανταποκρίνονται εντός του ενεργειακού διαστήματος που αναφέρθηκε, προέκυψε μια αοριστία λύσεων ως προς την ροή των νετρονίων. Προκειμένου να αντιμετωπίσουμε το πρόβλημα αυτό χρησιμοποιήσαμε τέσσερις αρχικές προσεγγίσεις έναντι μίας (έχοντας σαν βάση την προσομοιωμένη ροή του FLUKA) και μειώσαμε τους βαθμούς ελευθερίας του προγράμματος αξιοποιώντας την παράμετρο N_s . Σκοπός ήταν να επιτευχθεί μια σύγκλιση μεταξύ των τεσσάρων αρχικών προσεγγίσεων μειώνοντας όσο το δυνατόν λιγότερο τους βαθμούς ελευθερίας. Το αποτέλεσμα που λήφθηκε χρησιμοποιώντας την παράμετρο $N_s = 20$ βρέθηκε να πληροί όλες τις απαιτήσεις που θέσαμε κρατώντας όσο το δυνατόν περισσότερους βαθμούς ελευθερίας στο πρόγραμμα.

Τέλος, έγινε μια σύγκριση μεταξύ του αποτελέσματος που λήφθηκε χρησιμοποιώντας των κώδικα SAND II και της προσομοίωσης από την ομάδα FLUKA του CERN συμπεραίνοντας ότι οι δύο αυτές ροές με μικρές μεταβολές χαρακτηρίζουν σε πολύ καλό βαθμό το περιβάλλον της πειραματικής περιοχής NEAR αφού μπορούν να κατασκευάσουν τις ενεργότητες που υπολογίσαμε πειραματικά.

Παράρτημα 1

Λύση της διαφορικής εξίσωσης νετρονικής ενεργοποίησης:

$$\frac{dN_{i+1}}{dt} = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dE \cdot N_i(t) - \lambda_{i+1} \cdot N_{i+1}$$

Πολλαπλασιάζουμε και τα 2 μέλη με $e^{\lambda_{i+1}t}$ και προκύπτει:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{i+1}}{dt} \cdot e^{\lambda_{i+1}t} + \lambda_{i+1} \cdot N_{i+1} \cdot e^{\lambda_{i+1}t} &= \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dE \cdot N_i(t) \cdot e^{\lambda_{i+1}t} \\ \longrightarrow \frac{d(N_{i+1} \cdot e^{\lambda_{i+1}t})}{dt} &= \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dE \cdot N_i(t) \cdot e^{\lambda_{i+1}t} \end{aligned}$$

Ολοκληρώνοντας την σχέση αυτή έχουμε:

$$\longrightarrow N_{i+1} \cdot e^{\lambda_{i+1}t} = \int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dE \cdot N_i(t) \cdot e^{\lambda_{i+1}t} dEdt + C$$

Όπου για $t=0$ ο αριθμός των πυρήνων N_{i+1} είναι ίσος με μηδέν επομένως $C = 0$. Οπότε πολλαπλασιάζοντας και τα διαιρώντας την πιο πάνω σχέση με το:

$$\int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dEdt$$

έχουμε:

$$\longrightarrow N_{i+1} \cdot e^{\lambda_{i+1}t} = \int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dE \cdot N_i(0) \cdot e^{\lambda_{i+1}t} dEdt \cdot \frac{\int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dEdt}{\int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dEdt}$$

$$\longrightarrow N_{i+1} \cdot e^{\lambda_{i+1}t} = \int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dE \cdot N_i(0) \cdot dEdt \cdot \frac{\int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) \cdot e^{\lambda_{i+1}t} dEdt}{\int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dEdt}$$

Ακολουθώντας, χρησιμοποιώντας την παραδοχή ότι η διαφορική ροή, συμπεριλαμβανομένου και των διακυμάνσεων έχει τιμή που προκύπτει από το γινόμενο $f(E) \cdot f(t)$ μπορούμε τότε να κάνουμε τις εξής πράξεις:

$$\longrightarrow N_{i+1} \cdot e^{\lambda_{i+1}t} = \int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dE \cdot N_i(0) \cdot dEdt \cdot \frac{\int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E) \cdot f(t) \cdot e^{\lambda_{i+1}t} dEdt}{\int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E) \cdot f(t) dEdt}$$

Χρησιμοποιώντας τώρα και την γνωστή σχέση υπολογισμού της μέσης ενεργού διατομής σε όλο το ενεργειακό διάστημα για διευκόλυνση των πράξεων έχουμε:

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_0^{\infty} \sigma(E) \cdot f(E) dE}{\int_0^{\infty} f(E) dE}$$

Επομένως πολλαπλασιάζουμε και διαιρούμε με το $\int_0^{\infty} f(E) dE$ οπότε προκύπτει:

$$\longrightarrow N_{i+1} \cdot e^{\lambda_{i+1}t} = \int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dE \cdot N_i(0) \cdot dEdt \cdot \frac{\int_0^{t_{irr}} [\int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E) \cdot f(t) \cdot e^{\lambda_{i+1}t} dEdt / \int_0^{\infty} f(E) dE]}{\int_0^{t_{irr}} [\int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E) \cdot f(t) dEdt / \int_0^{\infty} f(E) dE]}$$

$$\longrightarrow N_{i+1} \cdot e^{\lambda_{i+1}t} = \int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dE \cdot N_i(0) \cdot dEdt \cdot \frac{\int_0^{t_{irr}} f(t) \cdot e^{\lambda_{i+1}t} [\int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E) dE / \int_0^{\infty} f(E) dE] dt}{\int_0^{t_{irr}} f(t) [\int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E) dE / \int_0^{\infty} f(E) dE] dt}$$

$$\longrightarrow N_{i+1} = \int_0^{t_{irr}} \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot f(E, t) dE \cdot N_i(0) dEdt \cdot \frac{\int_0^{t_{irr}} f(t) \cdot e^{\lambda_{i+1}t} dt}{\int_0^{t_{irr}} f(t) dt} \cdot e^{-\lambda_{i+1}t}$$

Από την πιο πάνω εξίσωση προκύπτει ότι ο συντελεστής $f_c = \frac{\int_0^{t_{irr}} f(t) \cdot e^{\lambda_{i+1}t} dt}{\int_0^{t_{irr}} f(t) dt} \cdot e^{-\lambda_{i+1}t}$ είναι ο παράγοντας διόρθωσης της δέσμης που συμπεριλαμβάνει τις διακυμάνσεις καθώς επίσης και τον ρυθμό που αυξάνεται η ενεργότητα μιας αντίδρασης κατά την διάρκεια της ακτινοβολήσης.

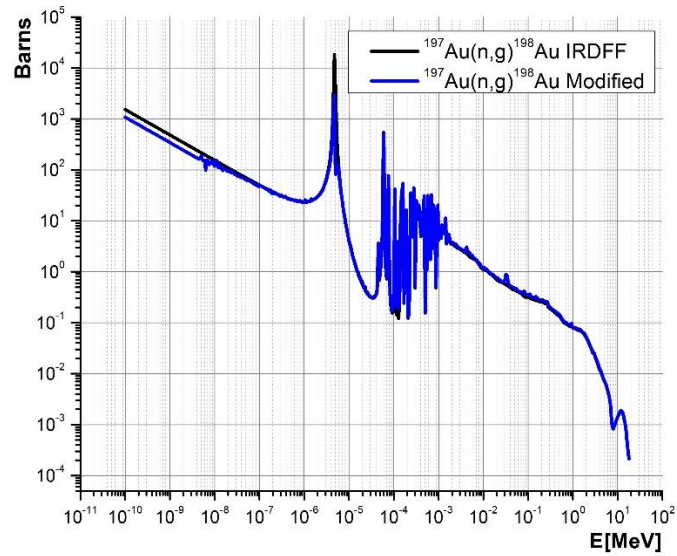
Ακολούθως εάν ολοκληρώσουμε ως προς τον χρόνο την πιο πάνω σχέση έχουμε:

$$N_{i+1} = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) N_i(0) \int_0^{t_{irr}} f(E, t) dt dE \cdot f_c$$

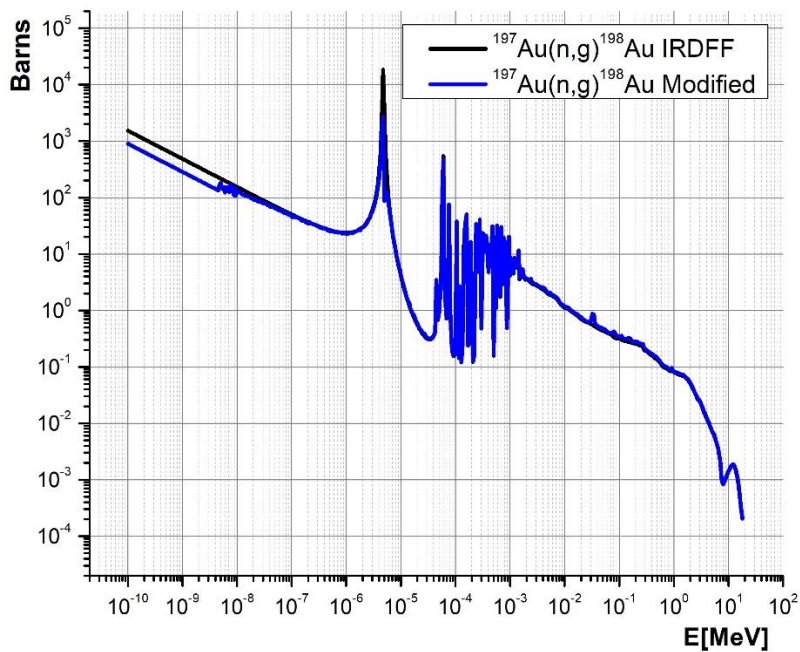
Καταλήγουμε τότε στην σχέση που περιγράφει τον αριθμό των πυρήνων που παράχθηκαν κατά την ακτινοβόληση.

$$N_{i+1} = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \cdot \Phi(E) \cdot N_i(0) dE \cdot f_c$$

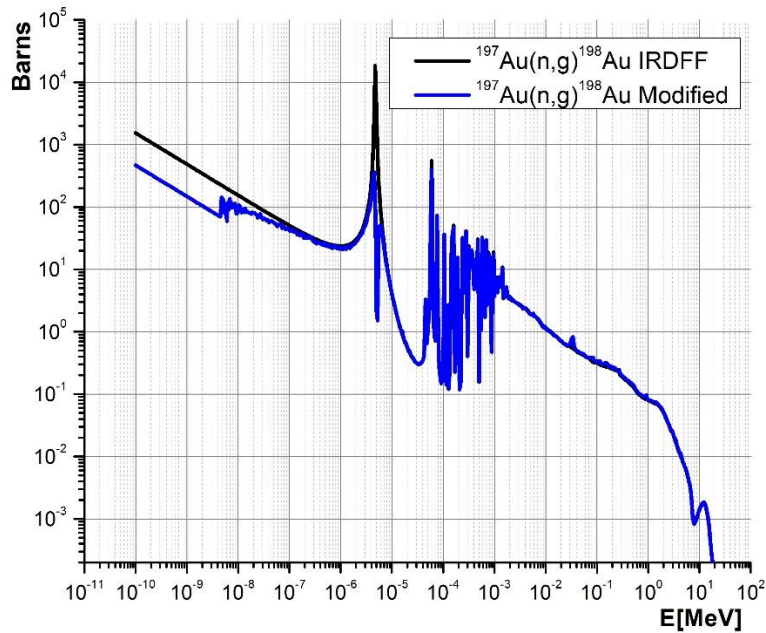
Παράρτημα 2



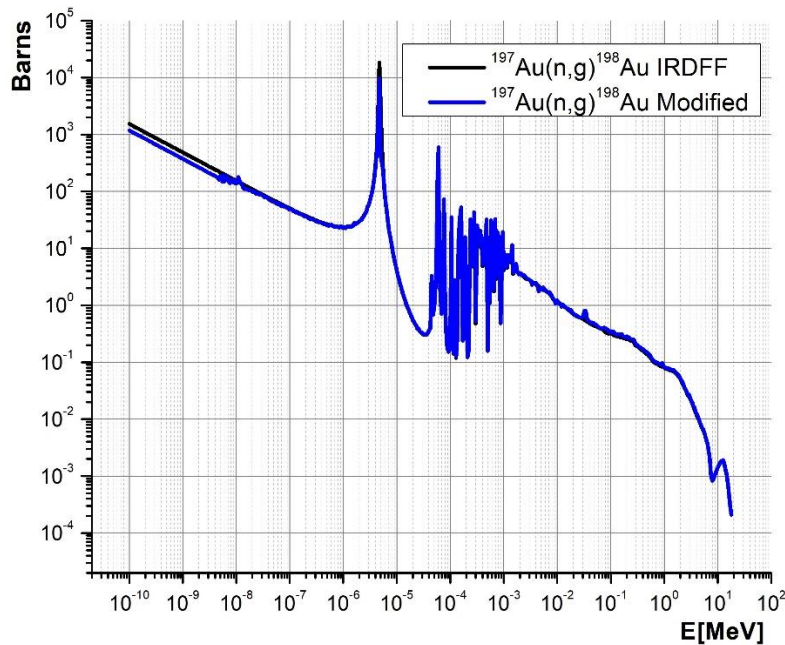
Ενεργές διατομές αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ στόχου Au1. Σημαντικό ρόλο σε αυτή την περίπτωση έπαιξε η αυτοθωράκιση (self-shielding) και όχι η θωράκιση (shielding) καθώς ο στόχος αυτός ήταν μπροστά κατά την ακτινοβόληση.



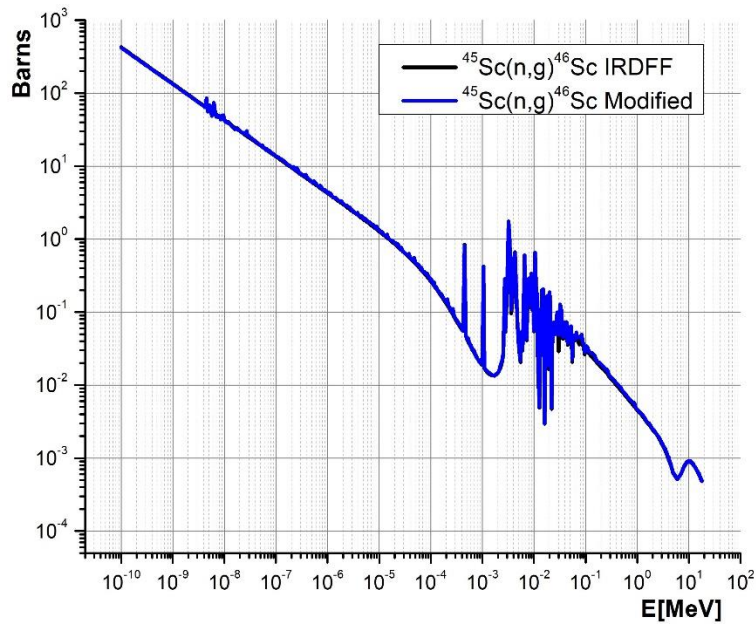
Ενεργές διατομές αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ στόχου Au2 όπου και σε αυτή την περίπτωση σημαντικό ρόλο έπαιξε η αυτοθωράκιση (self-shielding) και όχι η θωράκιση (shielding). Ο στόχος αυτός βρισκόταν μπροστά κατά την ακτινοβόληση



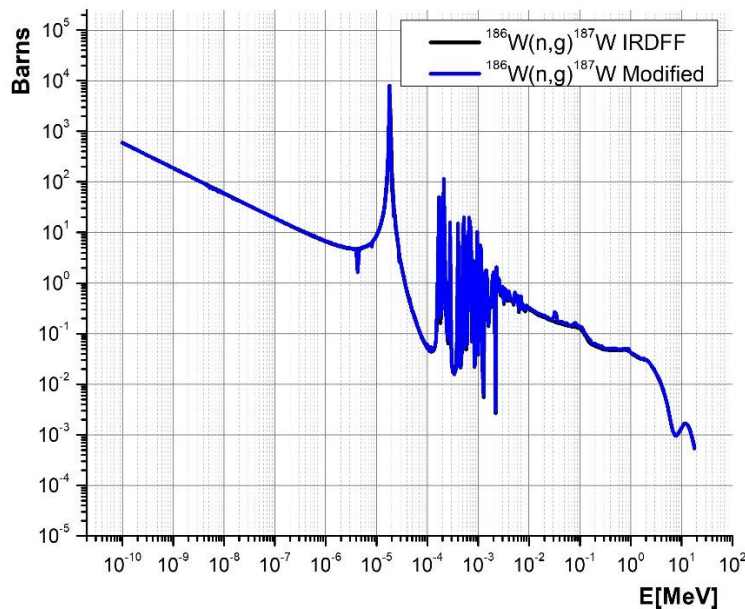
Ενεργές διατομές αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ στόχου Au3. Ο στόχος αυτός βρισκόταν πίσω από τον Au2 επομένως μπορούμε να δούμε πόσο πολύ μετατοπίστηκε η ενεργός διατομή λόγω του παράγοντα $\frac{\langle \Phi_j(d) \rangle}{\Phi_0}$ ειδικά στην κορυφή του πρώτου συντονισμού.



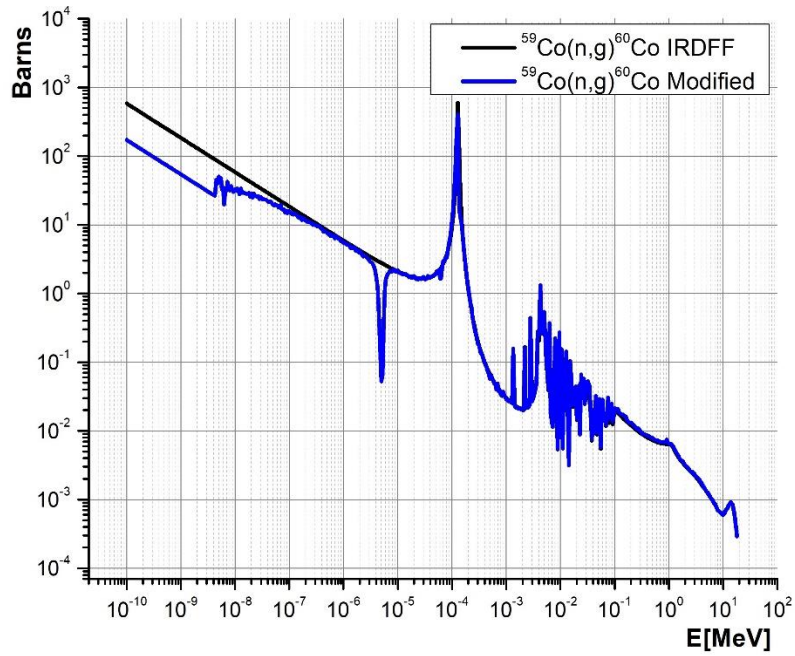
Ενεργές διατομές αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ στόχου Au5. Ο στόχος βρισκόταν πίσω από το Sc. Λόγω της ενεργού διατομής και του πάχους του Sc (0.3mm) το φαινόμενο της θωράκισης δεν συνέβαλε αρκετά. Επιπλέον το φαινόμενο της αυτοθωράκισης είναι επίσης μικρό σε σχέση με τον Au1 λόγω του μικρού πάχους (0.1mm έναντι 0.5mm).



Ενεργές διατομές αντίδρασης $^{45}\text{Sc}(n,\gamma)^{46}\text{Sc}$ στόχου Sc. Το φαινόμενο της αυτοθωράκισης έχει μηδαμινή συνεισφορά στην περίπτωση αυτή. Η ενεργός διατομή σε συνδυασμό με το πάχος του στόχου δεν ήταν αρκετά έτσι ώστε να έχουμε φαινόμενα αυτοθωράκισης.



Ενεργές διατομές αντίδρασης $^{186}\text{W}(n,\gamma)^{187}\text{W}$ στόχου W. Όπως και στην περίπτωση του στόχου Sc, το πάχος (0.5mm) σε συνδυασμό με την ενεργό διατομή της αντίδρασης έδωσαν τιμές του λόγου $\frac{\langle\Phi_j(d)\rangle}{\Phi_0}$ κοντά στην μονάδα.



Ενεργές διατομές αντίδρασης $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ στόχου Co. Σε αυτό το γράφημα φαίνεται ξεκάθαρα η επίδραση του φαινομένου της θωράκισης λόγω του στόχου Au1 που βρισκόταν μπροστά από το Co. Ειδικά στην περιοχή των eV όπου εμφανίζεται ο πρώτος συντονισμός της αντίδρασης $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ η συνεισφορά του φαινομένου ήταν μεγάλη.

Βιβλιογραφία

- [1] n TOF CERN website. <https://ntof-exp.web.cern.ch/>
- [2] M.Ferrari et al. Design development and implementation of an irradiation station at the neutron time-of-flight facility at CERN. *Physical Review Accelerators and Beams* 25(2022)103001 <https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.25.103001>
- [3] Colonna, N. et al. The fission experimental programme at the CERN n_TOF facility: status and perspectives. *Eur. Phys. J. A* 56 (2020).
- [4] F. Gunsing et al. Nuclear data activities at the n TOF facility at CERN. *Eur. Phys. J. Plus* (2016)
- [5] Guerrero, C. et al. Performance of the neutron time-of-flight facility n_TOF at CERN. *Eur. Phys. J. A* 49, 1–15 (2013).
- [6] Chiaveri, E. Proposal for n_TOF Experimental Area 2 (EAR-2). Tech. Rep. CERN-INTC-2012-029/INTC-O-015, CERN, Geneva (2012). URL cds.cern.ch/record/1411635.
- [7] G.Gervino et al. NEAR: A New Station to Study Neutron-Induced Reactions of Astrophysical Interest at CERN-n_TOF, *Universe* 8 (2022) 255. <https://doi.org/10.3390/universe8050255>
- [8] M.Ferrari et al. Design development and implementation of an irradiation station at the neutron time-of-flight facility at CERN arXiv:2202.12809v2
- [9] W.N.McElroy et al. A Computer – Automated Iterative Method for Neutron Flux Spectra Determination by Foil Activation Volume I, II.
- [10] C.A.Oster Solution Weighting for the SAND-II Monte Carlo Code