ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

ΜΕΤΡΗΣΗ ΟΛΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΟΥ ΔΙΑΤΟΜΗΣ ΤΗΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗΣ (n,2n) ΣΤΟ ^{203}Tl

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΗ ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΣΤΑΥΡΟΣ ΠΑΤΑΣ

Επιβλέπουσα Καθηγήτρια: Ρόζα Βλαστού - Ζάννη

Αθήνα, Σεπτέμβριος 2021

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου στον Καθηγητή Δρ. Μιχάλη Κόκκορη, για όλα όσα μου έμαθε και για την υποστήριξη και την εμπιστοσύνη που μου έδειξε. Πάντα πρόθυμος να βοηθήσει με τον πλούτο γνώσης και βάθος σκέψης του , σε ό,τι πρόβλημα πυρηνικής φυσικής ή άλλης φύσης κι αν προέκυπτε.

Επίσης, ένα τεράστιο «ευχαριστώ» θα ήθελα να εκφράσω στην Καθηγήτρια Δρ. Ρόζα Βλαστού-Ζάννη, η οποία με καθοδήγησε απο την αρχή της συνεργασίας μας μέχρι και τώρα, λύνοντάς μου όλες μου τις απορίες και τα προβλήματα που είχα , με την τεράστια εμπειρία της και τις γνώσεις της, αλλά και με υπομονή και καλοσύνη. Με τις διορθώσεις της και τις παρατηρήσεις της βελτιώθηκα δραματικά.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ, θα ήθελα να πω και τον Ερευνητή Δρ. Αναστάσιο Λαγογιάννη και τον Ερευνητή Δρ. Μιχάλη Αξιώτη του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος», για την καθοριστική συμμετοχή τους στην πειραματική διαδικασία, για την υπομονή που έδειξαν, αλλά και για την όρεξη με την οποία μας υποστήριξαν.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω όλη την ομάδα Πυρηνικής Φυσικής, όπου επικράτησε φοβερό κλίμα συνεργασίας και αλληλοϋποστήριξης καθ' όλη τη διάρκεια του μεταπτυχιακού και ιδιαίτερα στη διεξαγωγή του πειράματος που ήταν πρόθυμοι να βοηθήσουν με κάθε τρόπο. Βέβαια, το μεγαλύτερο «ευχαριστώ» θα ήθελα να το εκφράσω στον υποψήφιο διδάκτορα Σωτήρη Χασάπογλου, που η βοήθειά του ήταν καταλυτική για την διεκπεραίωση του πειράματος και της διπλωματικής εργασίας, πάντα πρόθυμος να βοηθήσει από το μικρότερο μέχρι και το μεγαλύτερο πρόβλημα που μπορεί να προέκυπτε.

Τέλος ευχαριστώ του γονείς μου για την στήριξη και την αγάπη που μου χαρίζουν όλα αυτά τα χρόνια για να μπορέσω να φτάσω μέχρι εδώ και να προχωρήσω παραπέρα. Η παρούσα εργασία είναι αφιερωμένη σε αυτούς. Σας αγαπώ πολύ.

Περίληψη

Οι μελέτες αντιδράσεων που προκαλούνται από νετρόνια έχουν σημαντικό ενδιαφέρον, τόσο για τη σημασία τους στη βασική έρευνα στην πυρηνική φυσική όσο και για πρακτικές εφαρμογές στην πυρηνική τεχνολογία, την ιατρική και τη βιομηχανία. Το θάλλιο (Tl) χρησιμοποιείται ευρέως σε ηλεκτρονικά, φαρμακευτικά προϊόντα, οπτικές ίνες, ανιχνευτές υπέρυθρων ακτίνων και πυρηνική ιατρική. Ωστόσο, λίγες πληροφορίες είναι διαθέσιμες στη βιβλιογραφία για αντιδράσεις που προκαλούνται από νετρόνια σε ισότοπα Tl, με πολλές αποκλίσεις μεταξύ των υπαρχόντων πειραματικών δεδομένων, ειδικά στην ενεργειακή περιοχή πάνω από ~ 14 MeV.

Σκοπός της παρούσας εργασίας ήταν η μελέτη της ενεργού διατομής της αντίδρασης (n,2n) στο ^{203}Tl, με ακτινοβόληση ενός στόχου δισκίου από φυσικό TlCl (χλωριούχο θάλλιο) με μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων στα 18,9 MeV. Η ενεργός διατομή της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl, μετρήθηκε εφαρμόζοντας τη μέθοδο ενεργοποίησης, σε σχέση με τις αντιδράσεις αναφοράς ^{197}Au (n,2n)^{196}Au και ^{27}Al(n,α)^{24}Na. Η μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων δημιουργήθηκε στον επιταχυντή 5,5 MV Tandem του NCSR "Δημόκριτος", χρησιμοποιώντας την αντίδραση ^{3}H(d,n)^{4}He. Το συγκρότημα στόχου και φύλλου αναφοράς τοποθετήθηκε περίπου 1,5 cm από το στόχο τριτίου, περιορίζοντας έτσι τη γωνιακή αποδοχή σε ±23,5°, όπου τα παραγόμενα νετρόνια είναι πρακτικά ισότροπα και μονοενεργειακά. Η διακύμανση της ροής δέσμης νετρονίων παρακολουθήθηκε με έναν ανιχνευτή BF_3 που βρίσκεται 3 μέτρα από την πηγή νετρονίων. Μετά την ακτινοβόληση, η επαγόμενη ενεργότητα των δειγμάτων μετρήθηκε με έναν ανιχνευτή HPGe (απόδοσης 80%), θωρακισμένο με ένα μπλοκ μολύβδου για να μειώσει τη συμβολή της φυσικής ραδιενέργειας. Πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις Monte Carlo εφαρμόζοντας τον κώδικα MCNP για να ληφθούν υπόψη τα αποτελέσματα ενδοαπορρόφησης ακτίνων γάμμα καθώς και η εκτίμηση της ροής νετρονίων μέσω των στόχων αναφοράς. Τέλος, πραγματοποιήθηκε σύγκριση θεωρητικών υπολογισμών με τον κώδικα EMPIRE και πειραματικών δεδομένων, με στόχο την εύρεση ενός κατάλληλου οπτικού μοντέλου καθώς και των βέλτιστων θεωρητικών παραμέτρων για την περιγραφή της ενεργού διατομής, της υπό μελέτης αντίδρασης.

Abstract

Studies of neutron-induced reactions are of considerable significance, both for their importance to basic research in nuclear physics and for practical applications in nuclear technology, medicine and industry. Thallium is widely used in electronics, pharmaceuticals, fiber optics, infrared detectors and nuclear medicine. However, little information is available in literature for neutron induced reactions on Tl isotopes, with many discrepancies among the existing experimental data, especially in the energy region above ~14 MeV.

The aim of the present work was to study the cross-section of the (n,2n) reaction on ^{203}Tl, by irradiating a natural TlCl pellet target with monoenergetic neutron beam at 18.9 MeV. The cross section of the ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl reaction, was measured implementing the activation method, with respect to the ^{197}Au(n,2n)^{196}Au and ^{27}Al(n,α)^{24}Na reference reactions. The monoenergetic neutron beam was generated in the 5.5 MV Tandem accelerator of NCSR Demokritos, using the ^{3}H(d, n)^{4}He reaction. The target and reference foil assembly was placed at approximately 1.5 cm from the tritium target, thus limiting the angular acceptance to ± 23.5°, where the produced neutrons are practically isotropic and monoenergetic. The fluctuation of the neutron beam flux was monitored with a BF3 detector located 3 m from the neutron source. After the irradiation, the induced activity of the samples was measured with a HPGe detector, which was properly shielded with a lead block to reduce the contribution of natural radioactivity. Monte Carlo simulations applying the MCNP code have been performed to take into account the gamma-ray self-absorption results as well as the estimation of the neutron flux through the reference foils. Finally, a comparison of theoretical calculations with the code EMPIRE and experimental data was carried out, with the aim of finding a suitable model for the description of the reaction cross section under study.

Εισαγωγή

Θάλλιο

Το χημικό στοιχείο θάλλιο (thallium) με χημικό σύμβολο «Tl» είναι ένα πολύ μαλακό, εύπλαστο, αργυρόλευκο και τοξικό μέταλλο. Ο ατομικός αριθμός του είναι 81 και η σχετική ατομική μάζα του 204,3833 u και ανήκει στην ομάδα 13 του περιοδικού πίνακα, στην περίοδο 6 και στο p-block. Η μέση περιεκτικότητα του στερεού φλοιού της γης σε θάλλιο είναι περίπου 0,7 ppm και έναι το 9° ακριβότερο μέταλλο. Έχει 25 ισότοπα που έχουν μελετηθεί, με μαζικούς αριθμούς που κυμαίνονται από 184 έως 210. Το ^{203}Tl με ποσοστό συμμετοχής στο φυσικό θάλλιο 29,52 % και το ^{205}Tl με 70,48 %, είναι τα μοναδικά σταθερά ισότοπα και το ^{204}Tl είναι το περισσότερο σταθερό ραδιοϊσότοπο με χρόνο ημιζωής 3,78 χρόνια. Το ισότοπο ^{202}Tl (χρόνος ημιζωής 12,31 ημέρες) μπορεί να παρασκευαστεί μέσα σε κύκλοτρο ή δημιουργείται από ενεργοποίηση με νετρόνια του σταθερού ισοτόπου ^{203}Tl σε επιταχυντή Tandem. Το θάλλιο έχει ευρεία χρήση που εκτείνεται τόσο τεχνολογικούς όσο και σε τομείς υγείας. Οι κρύσταλλοι βρωμιούχου θαλλίου , με το εμπορικό όνομα KRS-5, έχουν χρησιμοποιηθεί ως υπέρυθρα οπτικά υλικά γιατί είναι σκληρότερα από τα κοινά υπέρυθρα υλικά και επειδή έχουν μετάδοση σε σημαντικά μεγαλύτερα μήκη κύματος. Το θάλλιο είναι το ανώτερο ποιοτικά και οικονομικότερο υλικό για τις εφαρμογές ανίχνευσης υπέρυθρης και γ-ακτινοβολίας. Το σεληνιούχο θάλλιο , Tl_2Se έχει χρησιμοποιηθεί σε βολόμετρα, που είναι όργανα που χρησιμοποιούνται για τη μέτρηση της ακτινοβολούμενης ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας, για ανίχνευση υπέρυθρων ακτινοβολιών. Επίσης, οι ημιαγωγοί σεληνίου, για να βελτιωθεί η απόδοσή τους, εμπλουτίζονται (doping) με θάλλιο, κάτι που συμβαίνει και στους κρυστάλλους ιωδιούχου νατρίου (NaI) που βρίσκονται σε συσκευές ανίχνευσης ακτινοβολίας γάμμα. Η προσθήκη ιχνών θαλλίου ενεργοποιεί τους κρυστάλλους NaI και αυξάνει την αποτελεσματικότητά τους ως γεννήτριες σπινθηρισμών. Το ραδιενεργό ισότοπο θάλλιο-201 (^{201}Tl) με χρόνο ημιζωής 73 ωρών ήταν το κύριο διαγνωστικό εργαλείο της πυρηνικής ιατρικής πριν την καθιέρωση και ευρεία εφαρμογή του τεχνητίου-99m (^{99m}Tc). Το ^{201}Tl εξακολουθεί να χρησιμοποιείται σε τεστ κοπώσεως όπου εγχέεται ενδοφλεβίως και συσσωρεύεται στο μυοκάρδιο, αποκαλύπτοντας τις περιοχές όπου υπάρχει έμφραγμα ή ισχαιμία. Σε αντίθεση με την πληθώρα χρήσεων του θαλλίου, τα βιβλιογραφικά δεδομένα που υπάρχουν για τις νετρονικές αντιδράσεις του στοιχείου είναι ελάχιστα και με μεγάλες αποκλίσεις μεταξύ τους. [WP]

Σπουδαιότητα μελέτης νετρονικών αντιδράσεων

Οι ακριβείς ενεργές διατομές αντιδράσεων που προκαλούνται από νετρόνια είναι σημαντικής σημασίας για πρακτικές εφαρμογές στην πυρηνική τεχνολογία, τη δοσιμετρία, την ιατρική και τη βιομηχανία, καθώς και για θεμελιώδη έρευνα στην Πυρηνική Φυσική και την Αστροφυσική [TK07,FP00].

Από την εποχή της ανακάλυψης του νετρονίου [JC32], έχουν γίνει προσπάθειες για την κατανόηση των επιπτώσεων της ακτινοβολίας νετρονίων στους ιστούς και, τελικά, για τη χρήση νετρονίων για τη θεραπεία του καρκίνου. Σε αντίθεση με τις ακτινοβολίες φορτισμένων σωματιδίων ή φωτονίων που οδηγούν άμεσα στην απελευθέρωση ηλεκτρονίων, τα νετρόνια αλληλεπιδρούν με τους πυρήνες στόχους και προκαλούν την εκπομπή πολλών διαφορετικών τύπων φορτισμένων σωματιδίων όπως πρωτόνια, σωματίδια άλφα ή βαρύτερα ιόντα. Επομένως, είναι απαραίτητη μια θεμελιώδης κατανόηση της αλληλεπίδρασης νετρονίου-πυρήνα για υπολογισμούς δόσης και

σχεδιασμό θεραπείας με την απαιτούμενη ακρίβεια [SP]. Ως εκ τούτου, ένα μέρος της αναγκαιότητας της δοσιμετρίας αφορά τα νοσοκομεία στα οποία παρέχεται η θεραπεία νετρονίων.

Στόχος

Ο στόχος, λοιπόν, της συγκεκριμένης εργασίας είναι η μελέτη της ενεργού διατομής νετρονικών αντιδράσεων του θαλλίου , ακτινοβολώντας στόχο φυσικού θαλλίου με μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων ενέργειας 18.9 MeV , ώστε να επιτευχθεί η παραγωγή και μελέτη των ασταθών ραδιενεργών ισοτόπων που δημιουργήθηκαν από αυτές τις αντιδράσεις και να εμπλουτιστεί η βιβλιογραφία της ολικής ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl$, που ήταν η μόνη που μπόρεσε να μελετηθεί, γεγονός που θα εξηγηθεί στο 1° Κεφάλαιο.

Σε συνδυασμό και με προϋπάρχοντα δεδομένα πειραμάτων νετρονικών αντιδράσεων σε γειτονικά στοιχεία του θαλλίου και θεωρητικών μοντέλων και προβλέψεων για την περιγραφή του πυρηνικού δυναμικού κάποιων από αυτών, που έχει συλλέξει η ομάδα Πυρηνικής Φυσικής της Σ.ΕΜ.Φ.Ε. του Ε.Μ.Π. , η παρούσα εργασία θα συμβάλει στο στόχο της ομάδας για εμβάνθυνση στον τρόπο συμπεριφοράς των πυρήνων που βρίσκονται στο συγκεκριμένο εύρος του περιοδικού πίνακα.

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες…… ..2

Περίληψη……3

Abstract……4

Εισαγωγή……5

Κεφάλαιο 1°……9

…… ……...Η αντίδραση ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl……...9

1.1 Είδη πυρηνικών αντιδράσεων……9

1.2 Πιθανά κανάλια εξόδου της αλληλεπίδρασης ^{nat}Tl(n,2n)^{202}Tl
και η αντίδραση ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl……15

1.2.1 Κανάλια εξόδου αλληλεπίδρασης ^{nat}Tl(n,2n)^{202}Tl……15
1.2.2 Η αντίδραση ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl……19

1.3 Μέτρηση ενεργού διατομής με τη μέθοδο πυρηνικής ενεργοποίησης……20

Κεφάλαιο 2°……24

……Πειραματική διάταξη και διαδικασία……24

2.1 Παραγωγή δέσμης νετρονίων……24

2.1.1 Επιταχυντής ……24
2.1.2 Πειραματική Γραμμή……30
2.1.3 Η αντίδραση ^{3}H(d,n)^{4}He……32
2.1.4 Δέσμη δευτερίων……34

2.2 Περιγραφή, τοποθέτηση και ακτινοβόληση των στόχων……36

2.2.1 Περιγραφή στόχων……36
2.2.2 Τοποθέτηση στόχων……37
2.2.3 Ακτινοβόληση……38

2.3 Ανίχνευση Ροής Νετρονίων……40

2.3 Ανίχνευση Ακτίνων–γ……43

Κεφάλαιο 3°……50

……Υπολογισμός της Πειραματικής Ενεργού Διατομής……50

3.1 Ανάλυση φασμάτων ^{202}Tl……50

3.1.1 Λήψη φασμάτων και Πρόβλημα ενεργειακής μετατόπισης……50

3.1.2 Λύση του προβλήματος της ενεργειακής μετατόπισης.....51
3.1.3 Ανάλυση φάσματος μέτρησης.....52
3.1.4 Ταυτοποίηση φωτοκορυφής του ^{202}Tl.....53

3.2 Υπολογισμός πειραματικής ενεργού διατομής.....56

Κεφάλαιο 4°.....69

.....Θεωρητικοί Υπολογισμοί.....69

4.1 Πειραματικός και θεωρητικός υπολογισμός νετρονικής ροής Φ.....69

4.1.1 Πειραματικός υπολογισμός νετρονικής ροής Φ.....69
4.1.2 Θεωρητικός υπολογισμός νετρονικής ροής Φ.....70
4.1.3 Σύγκριση αποτελεσμάτων και τελική τιμή ροής Φ_{Tl}.....71

4.2 Θεωρητική μελέτη και αποτελέσματα ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl με τη χρήση του κώδικα Empire.....73

4.2.1 Εισαγωγή στον κώδικα Empire.....73
4.2.2 Πυρηνικό Οπτικό Μοντέλο για την περιγραφή Ελαστικής Σκέδασης.....74
4.2.3 Θεωρία Hauser-Feshbach.....76
4.2.4 Πυκνότητα πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων.....79
4.2.5 Αντιδράσεις Προϊσορροπίας.....81
4.2.6 Αποτελέσματα Θεωρητικών Υπολογισμών.....85

Κεφάλαιο 5°.....106

.....Αποτελέσματα – Συμπεράσματα.....106

Σύνοψη.....106

Αποτελέσματα.....106

Τελικές Παρατηρήσεις – Συμπεράσματα.....110

Μελλοντικές Προοπτικές.....111

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α.....112

.....ΑΒΕΒΑΙΟΤΗΤΕΣ.....112

Βιβλιογραφία.....116

Κεφάλαιο 1^{ο}

Η αντίδραση ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και η μέθοδος μέτρησης της ενεργού διατομής της

Στην ενότητα αυτή θα γίνει μια μικρή εισαγωγή στα είδη των πυρηνικών αντιδράσεων και διερεύνηση των πιθανών καναλιών εξόδου της αντίδρασης ^{nat}Tl(n,x)Y. Επίσης θα παρουσιαστούν τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα και οι αξιολογήσεις της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ,τέλος, θα αναλυθεί η διαδικασία μέτρησης της ενεργού διατομής με τη μέθοδο της πυρηνικής ενεργοποίησης.

1.1 Είδη πυρηνικών αντιδράσεων

Το φαινόμενο της αλληλεπίδρασης μεταξύ νουκλεονίων και πυρήνων ή πυρήνων μεταξύ τους, ονομάζεται πυρηνική αντίδραση. Αυτή είναι μια διαδικασία η οποία συνοδεύεται από ανταλλαγή μάζας/ενέργειας με αποτέλεσμα την παραγωγή ή την απορρόφηση ενέργειας ανάλογα με τις μάζες των εμπλεκόμενων πυρήνων και των νουκλεονίων [BW91]. Η διαδικασία στη γενική της μορφή περιγράφεται σχηματικά ως εξής :

$$\mathbf{a + A \rightarrow B + b} \quad \text{ή} \quad \mathbf{A(a,b)B} \qquad (1.1)$$

όπου,
a σωμάτιο ή πυρήνας δέσμης που βομβαρδίζει τον πυρήνα στόχο **A** και **B + b** η ανακατάταξη των νουκλεονίων μετά την αντίδραση, με **b** το εκπεμπόμενο νουκλεόνιο (ή νουκλεόνια) και **B** τον εναπομείναντα πυρήνα.

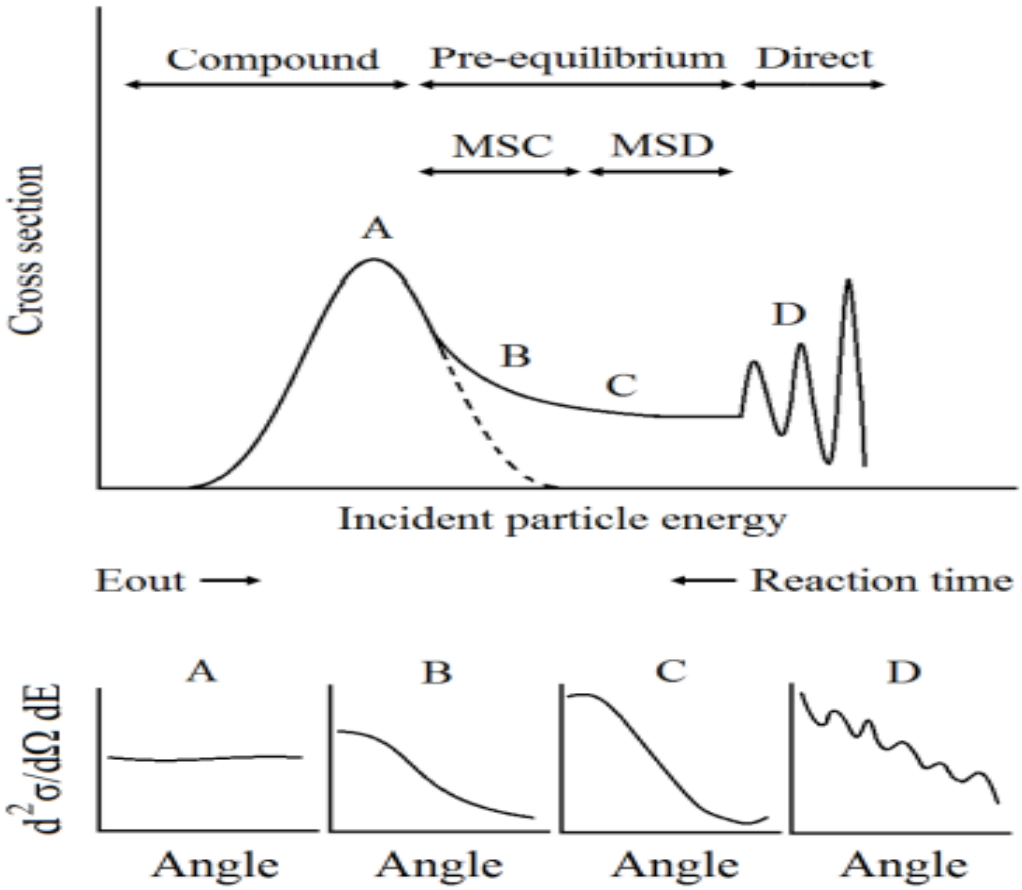
Η περιγραφή του μηχανισμού των πυρηνικών αντιδράσεων είναι ένα πολύ περίπλοκο ανοιχτό ζήτημα της πυρηνικής φυσικής. Έτσι, έχει επικρατήσει ένας διαχωρισμός των πυρηνικών αντιδράσεων, με βάση τον χρόνο αλληλεπίδρασης μεταξύ του βλήματος και του πυρήνα στόχου. Αν και η ύπαρξη διαφορετικών μηχανισμών επιβεβαιώνεται πειραματικά, ο τρόπος αυτού του διαχωρισμού γίνεται βάσει των θεωρητικών εκτιμήσεων του χρόνου αλληλεπίδρασης, αφού δεν είναι δυνατόν να παρατηρηθούν πειραματικά χρονικές περίοδοι της τάξης των 10^{-22} δευτερολέπτων, που είναι ο χρόνος που απαιτείται για διασχίσει ένα νουκλεόνιο το πυρηνικό πεδίο.

Έτσι, στην πρώτη περίπτωση «μεγάλου» χρόνου αλληλεπίδρασης, το βλήμα και ο στόχος υποτίθεται ότι δημιουργούν έναν σύνθετο πυρήνα, ο οποίος έχει φτάσει σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας αφού το βλήμα διεγείρει τον μέγιστο δυνατό αριθμό βαθμών ελευθερίας του στόχου. Στη δεύτερη περίπτωση, το βλήμα κάνει άμεση αλληλεπίδραση με τον πυρήνα στόχο διεγείροντας μόνο ορισμένους από τους βαθμούς ελευθερίας του. Οι αντιδράσεις που διαρκούν όσο ο χρόνος διέλευσης από το πυρηνικό πεδίο (10^{-22} sec), θεωρούνται άμεσες, ενώ αυτές που διαρκούν μερικές τάξεις μεγέθους περισσότερο (10^{-16} sec) θεωρούνται ότι έχουν ώς αποτέλεσμα τον σχηματισμό σύνθετου πυρήνα. [KK88]

Ανάμεσα σε αυτούς τους δύο μηχανισμούς, βρίσκονται οι μηχανισμοί αντίδρασης στους οποίους ο πυρήνας δεν είχε χρόνο να φτάσει πλήρως σε θερμοδυαμική ισορροπία, αλλά σε μια κατάσταση μερικής ισορροπίας ή αλλιώς προϊσορροπίας [GH92]. Οι μηχανισμοί αυτοί θα αναλυθούν περαιτέρω στην 4^{η} ενότητα.

Η αλληλεπίδραση του σωματιδίου-βλήματος με τον στόχο-πυρήνα, ανεξάρτητα από τη χρονική κλίμακα στην οποία συμβαίνει, στις περισσότερες περιπτώσεις, αφήνει το σύστημα σε διεγερμένη κατάσταση, από την οποία αποδιεγείρεται με εκπομπή ακτίνων γ ή σωματιδίων. Οι πιθανές μέθοδοι ορίζονται από την ενέργεια, τη γωνιακή ορμή και την παραμόρφωση του πυρήνα. Σε χαμηλές ενέργειες διέγερσης, κυριαρχεί η αποδιέγερση μέσω εκπομπής ακτινοβολίας γάμμα. Καθώς η ενέργεια διέγερσης αυξάνεται, η εκπομπή σωματιδίων από τον πυρήνα γίνεται σημαντική δεδομένου ότι ευνοείται ενεργειακά. Για ακόμη υψηλότερες ενέργειες διέγερσης, η μεγάλη παραμόρφωση που προκαλείται στον πυρήνα, μπορεί ακόμη και να οδηγήσει σε κατακερματισμό του πυρήνα σε θραύσματα μικρότερης μάζας, τα οποία στη συνέχεια αποδιεγείρονται με εκπομπή γάμμα και με εκπομπή σωματιδίων. Σε πολύ βαρείς πυρήνες μπορεί να προκληθεί σημαντική παραμόρφωση ακόμη και σε χαμηλές ενέργειες διέγερσης (π.χ. δέσμη θερμικών νετρονίων), με αποτέλεσμα τη σχάση του πυρήνα σε δύο θραύσματα [Col00].

Συνοψίζοντας, λοιπόν, οι βασικοί μηχανισμοί πυρηνικής αντίδρασης που μπορεί κανείς να διακρίνει είναι οι εξής τρεις: άμεσοι, σύνθετοι και προ-ισορροπίας. Αυτές οι διαδικασίες αντίδρασης μπορούν να υποδιαιρεθούν ανάλογα με τις χρονικές κλίμακες ή, ισοδύναμα, με τον αριθμό των ενδοπυρηνικών συγκρούσεων που λαμβάνουν χώρα πριν από την εκπομπή. Επιπλέον, κάθε μηχανισμός διεγείρει κατά προτίμηση ορισμένα μέρη του φάσματος των πυρηνικών ενεργειακών επιπέδων και χαρακτηρίζεται από διαφορετικούς τύπους γωνιακών κατανομών. Η συνολική κατάσταση παρουσιάζεται στο *Σχήμα 1.1*, όπου οι σχετικές γωνιακές κατανομές δείχνουν μια σταδιακή μετάβαση στην ισοτροπία καθώς μειώνονται οι εξερχόμενες ενέργειες [KA98].



Σχήμα 1.1 : Τυπικό ενεργειακό φάσμα αντίδρασης A(α,β)B με προσπίπτουσα ενέργεια αρκετών δεκάδων MeV. Οι διαδικασίες MSC και MSD περιγράφονται στην υποενότητα 4.2.5 [KA98].

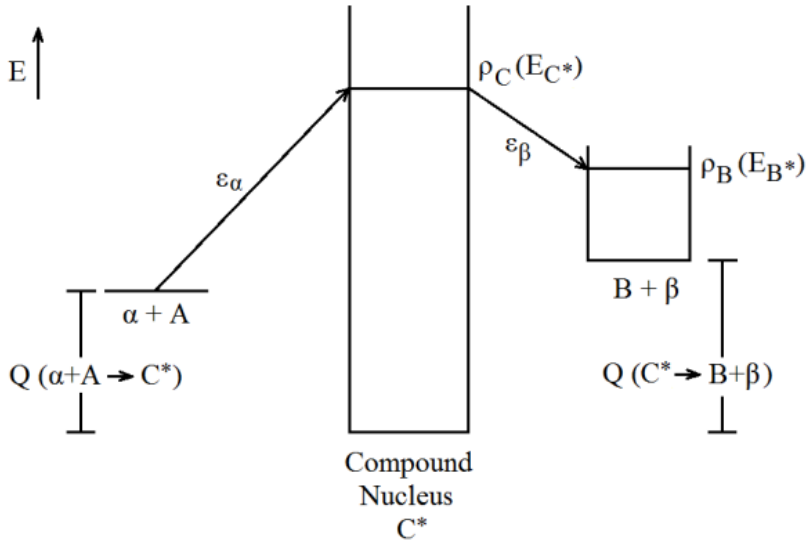
Αντιδράσεις Σύνθετου Πυρήνα

Ο σύνθετος πυρήνας είναι μια ενδιάμεση κατάσταση μετά την απορρόφηση ενός προσπίπτοντος σωματιδίου, αλλά πριν από την εκπομπή του εξερχόμενου. Αναλυτικότερα, όταν ένα προσπίπτον σωματίδιο εισέρχεται σε έναν πυρήνα στόχο, έχει μεγάλη πιθανότητα να αλληλεπιδράσει με ένα από τα νουκλεόνια του στόχου, πιθανώς μέσω μιας απλής σκέδασης. Τα ανακρουόμενα σωματίδια, νουκλεόνιο και προσπίπτον σωματίδιο, μπορούν, το καθένα, να κάνουν διαδοχικές συγκρούσεις με άλλα νουκλεόνια του πυρήνα και μετά από πολλές τέτοιες αλληλεπιδράσεις, η προσπίπτουσα ενέργεια να διαμοιραστεί σε πολλά από τα νουκλεόνια του συνδυασμένου συστήματος βλήματος και πυρήνα στόχου μέχρι να επιτευχθεί η ισορροπία. Η διαφυγή από έναν σύνθετο πυρήνα είναι ένα στατιστικό φαινόμενο, καθώς όσο περισσότερες τυχαίες συγκρούσεις συμβαίνουν, τόσο μεγαλύτερη είναι η πιθανότητα για ένα μεμονωμένο νουκλεόνιο να αποκτήσει αρκετή ενέργεια για να ξεπεράσει το πυρηνικό δυναμικό, παρόμοια με τον μηχανισμό με τον οποίο τα μόρια εξατμίζονται από την επιφάνεια μιας σταγόνας υγρού [NB36, Col00, KK88,AT12,AK19, VW37, WE40].

Αυτή η ενδιάμεση κατάσταση, που ονομάζεται σύνθετος πυρήνας (C^*), μπορεί να συμβολιστεί χρησιμοποιώντας την παρακάτω έκφραση :

$$\mathbf{a + A \rightarrow C^* \rightarrow B + b} \qquad (1.2)$$

Το ενεργειακό διάγραμμα της διαδικασίας αυτής της αντίδρασης παρουσιάζεται στο Σχήμα 1.2.



Σχήμα 1.2 : Σχηματική απεικόνιση της αντίδρασης α + A → B + β μέσω σχηματισμού σύνθετου πυρήνα C^* . Το σύμβολο $\rho_C(E)$ είναι η πυκνότητα της πυρηνικής ενεργειακής κατάστασης του σύνθετου πυρήνα στην ενέργεια διέγερσης E_{C^*} και το ίδιο ισχύει για τον εναπομείναντα πυρήνα B, με συμβολισμούς $\rho_B(E)$ και E_{B^*}, αντίστοιχα. Τα σύμβολα ε_α και ε_β είναι οι κινητικές ενέργειες των νουκλεονίων α και β, αντίστοιχα, στο κέντρο μάζας του συστήματος [AK19].

Μερικά από τα χαρακτηριστικά των αντιδράσεων σύνθετου πυρήνα περιγράφονται παρακάτω [KK88,AK14,AK19] :

- Σύμφωνα με την υπόθεση ανεξαρτησίας του Bohr, η σχετική πιθανότητα διάσπασης σε οποιοδήποτε συγκεκριμένο σύνολο τελικών προϊόντων είναι ανεξάρτητη από τον τρόπο σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα [BW79].

- Η ενέργεια διέγερσης του σύνθετου πυρήνα (E_{C*}) δίνεται από την ενέργεια σύνδεσης (Q) και τη διαθέσιμη κινητική ενέργεια στο κέντρο μάζας του συστήματος. Οπότε,

$$E_{C^*} = Q + \frac{E_{\alpha_{lab}} m_A}{(m_\alpha + m_A)} = Q + \varepsilon_\alpha$$

  όπου $E_{\alpha_{lab}}$ η ενέργεια ακτινοβόλησης στο σύστημα του εργαστηρίου.

- Λόγω του γεγονότος ότι σε τέτοιες αντιδράσεις η προσπίπτουσα ενέργεια πρέπει να κατανεμηθεί και να ανασυγκεντρωθεί, απαιτείται επιπλέον χρόνος για τη διάσπαση ενός σύνθετου πυρήνα και αυτός ο χρόνος είναι της τάξης των 10^{-16} - 10^{-18} s.

- Αυτό το μοντέλο λειτουργεί καλύτερα για χαμηλές προσπίπτουσες ενέργειες, όπου το προσπίπτον βλήμα έχει μικρή πιθανότητα να διαφύγει από τον πυρήνα.

- Το κανάλι εξόδου εκπομπής νετρονίων είναι πολύ πιο ευνοημένο από αυτό των φορτισμένων σωματιδίων (p,α), καθώς τα τελευταία πρέπει να ξεπεράσουν το φράγμα Coulomb.

- Σε αντίθεση με τις άμεσες αντιδράσεις, τα προϊόντα των αντιδράσεων σύνθετου πυρήνα δεν παρουσιάζουν γωνιακή κατανομή. Ο λόγος για αυτό είναι ότι οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των νουκλεονίων είναι τυχαίες, επομένως τα εξερχόμενα σωματίδια αναμένεται να εκπέμπονται ισοτροπικά

.

Άμεσες Αντιδράσεις

Ως άμεσες αντιδράσεις ορίζονται εκείνες οι διεργασίες που συνδέουν την αρχική και την τελική κατάσταση σε μια πυρηνική αντίδραση χωρίς το σχηματισμό ενός ενδιάμεσου σύνθετου συστήματος συστήματος [GH92]. Εμφανίζονται ταχύτατα, σε χρόνο της τάξης των 10^{-22} δευτερολέπτων, ενώ το προσπίπτον σωματίδιο αλληλεπιδρά κυρίως στην επιφάνεια του πυρήνα στόχου. Τέτοιες αντιδράσεις ονομάζονται επίσης περιφερειακές διεργασίες και είναι πολύ πιθανό να περιλαμβάνουν ένα νουκλεόνιο ή πολύ λίγα νουκλεόνια σθένους κοντά στην επιφάνεια του πυρήνα στόχου. Η συνεισφορά τους είναι σημαντική σε υψηλότερες ενέργειες νουκλεονίων, όπου το μήκος κύματος de Broglie του νουκλεονίου γίνεται αρκετά μικρό ώστε να μπορεί να «διακρίνει» μεμονωμένα νουκλεόνια (20 MeV ↔ 1 fm, ενώ 1 MeV ↔ 4 fm).

Ένας εύκολος τρόπος για να διακρίνουμε μια άμεση αντίδραση από έναν σύνθετο πυρήνα είναι η αιχμηρή έμπροσθεν κορυφωμένη γωνιακή κατανομή των εξερχόμενων σωματιδίων, η οποία έχει μια αξιοσημείωτη ταλαντωτική συμπεριφορά, όπως φαίνεται στο Σχ. 1.1 [KA98,KK88]. Αυτό το ταλαντευόμενο σχήμα επιτρέπει τον προσδιορισμό του σπιν και της πάριτυ του υπολειπόμενου πυρήνα.

Οι ακόλουθες διεργασίες μπορούν να συμβούν μέσω του άμεσου μηχανισμού αντιδράσεων [GH92,BC10] :

- Ελαστική Σκέδαση
  Η απλούστερη άμεση αλληλεπίδραση μεταξύ ενός προσπίπτοντος σωματιδίου και ενός πυρήνα στόχου, κατά την οποία η κατεύθυνση κίνησης του σωματιδίου και η κατάσταση πόλωσης αλλάζουν, χωρίς απώλεια ενέργειας. Για παράδειγμα, (n,n), (p,p), (α,α), κ.λπ.

- Ανελαστική Σκέδαση
  Εμφανίζεται όταν ένα βλήμα αλληλεπιδρά με έναν πυρήνα και δίνει μέρος της ενέργειάς του, αφήνοντάς τον σε διεγερμένη κατάσταση. Αυτό γενικά αλλάζει την κατεύθυνση της κίνησης και την κατάσταση πόλωσης του βλήματος. Τέτοιες αντιδράσεις είναι οι (n,n'), (p,p'), (α, α') κ.λπ.

- Αντιδράσεις Μεταφοράς (Transfer Reactions)

  - Απογύμνωσης (Stripping)
    Ένα νουκλεόνιο από το προσπίπτον σωματίδιο μεταφέρεται σε μια απλήρωτη ενεργειακή κατάσταση του υπολειπόμενου πυρήνα-στόχου, γεγονός που συμβαίνει σε αντιδράσεις όπως (d,p), (d,n), (t,d) κ.λπ.

  - Υφαρπαγής (Pick-up)
    Αντίστροφη διαδικασία της απογύμνωσης, όπου ένα νουκλεόνιο από μια πλήρης ή μερικώς πλήρης ενεργειακή κατάσταση του πυρήνα στόχου αφαιρείται και μεταφέρεται στο εκπεμπόμενο σωματίδιο. Τέτοιες αντιδράσεις είναι οι (p,d), (n,d), (d,t) κ.λπ.

- Αντιδράσεις Knock-out
  Το προσπίπτον σωματίδιο μπορεί να συγκρουστεί με ένα νουκλεόνιο ή μια ομάδα νουκλεονίων στον πυρήνα στόχο και να το/την εκτινάξει. Εάν το προσπίπτον σωματίδιο συλληφθεί, η αντίδραση παρατηρείται ως ανελαστική σκέδαση ή μεταφορά νουκλεονίων, και εάν διαφύγει, είναι μια αντίδραση με τρία σωματίδια στην τελική κατάσταση. Για παράδειγμα, (d,p), (d,dp), (n,np), (p,pn), (p,2p), (n,2n) κ.λπ.

- Αντιδράσεις Ανταλλαγής Φορτίου (Charge-exchange Reactions)
  Το εκπεμπόμενο σωματίδιο έχει την ίδια μάζα με το βλήμα, με αποτέλεσμα τη μεταφορά φορτίου όπως στις ακόλουθες αντιδράσεις (n,p), (p,n), (t,^{3}He), (^{3}He,t), κ.λπ.

- Αντιδράσεις Χωρισμού (Break-Up Reactions)
  Στο πεδίο Coulomb, με λίγα MeV προσπίπτουσας ενέργειας, ένα σύνθετο σωματίδιο μπορεί να υποστεί διάσπαση στα συστατικά του. Το απλούστερο παράδειγμα είναι μια αντίδραση (d,pn). Η διάσπαση μπορεί να λάβει χώρα στο πεδίο Coulomb, ειδικά όταν ο πυρήνας στόχος έχει υψηλό Z, χωρίς να συλλαμβάνεται το νετρόνιο. Αυτό είναι γνωστό ως χωρισμός Coulomb. Σε υψηλότερες ενέργειες (της τάξης των 100 MeV ή περισσότερο) η διάσπαση μπορεί να συμβεί στο πυρηνικό πεδίο. Σε αυτή τη διαδικασία, το πρωτόνιο και το νετρόνιο εκπέμπονται σε αντίθετες πλευρές και ο πυρήνας στόχος μπορεί να παραμείνει στη βασική κατάσταση ή να βρεθεί σε διεγερμένη κατάσταση. Αυτές οι διαδικασίες είναι γνωστές ως ελαστική και ανελαστική διάσπαση αντίστοιχα [AK14].

Εξώθερμες και Ενδόθερμες Αντιδράσεις

Ένα άλλο κριτήριο χαρακτηρισμού αντιδράσεων και ένα από τα θεμελιώδη μεγέθη που καθορίζουν την απελευθερωμένη ή την απορροφούμενη ενέργεια μιας πυρηνικής αντίδρασης είναι η τιμή Q (Q-value). Η τιμή Q είναι ίση με τη διαφορά μάζας μεταξύ των πυρήνων που συμμετέχουν σε μια πυρηνική αντίδραση μείον τη συνολική μάζα των προϊόντων της αντίδρασης. Εάν αυτή η τιμή είναι θετική, τότε η αντίδραση είναι εξώθερμη. Εάν η τιμή Q είναι αρνητική, η αντίδραση μπορεί να λάβει χώρα μόνο εάν αυτή η ποσότητα ενέργειας είναι διαθέσιμη στο σύστημα κέντρου μάζας (CMS) και ονομάζεται ενδόθερμη. Με βάση την *Εξίσωση 1.2*, η τιμή Q της αντίδρασης A(a,b)B δίνεται με τη μορφή [KK88]:

$$Q = (m_A + m_a - m_B - m_b) \cdot c^2 \qquad (1.3)$$

Έτσι, μια πυρηνική αντίδραση χαρακτηρίζεται ως :

- **Εξώθερμη** όταν Q > 0,
- **Ενδόθερμη** όταν Q < 0 και
- **Ελαστική σκέδαση** όταν Q = 0, όπου τα αντιδρώντα και τα προϊόντα της αντίδρασης είναι ίδια.

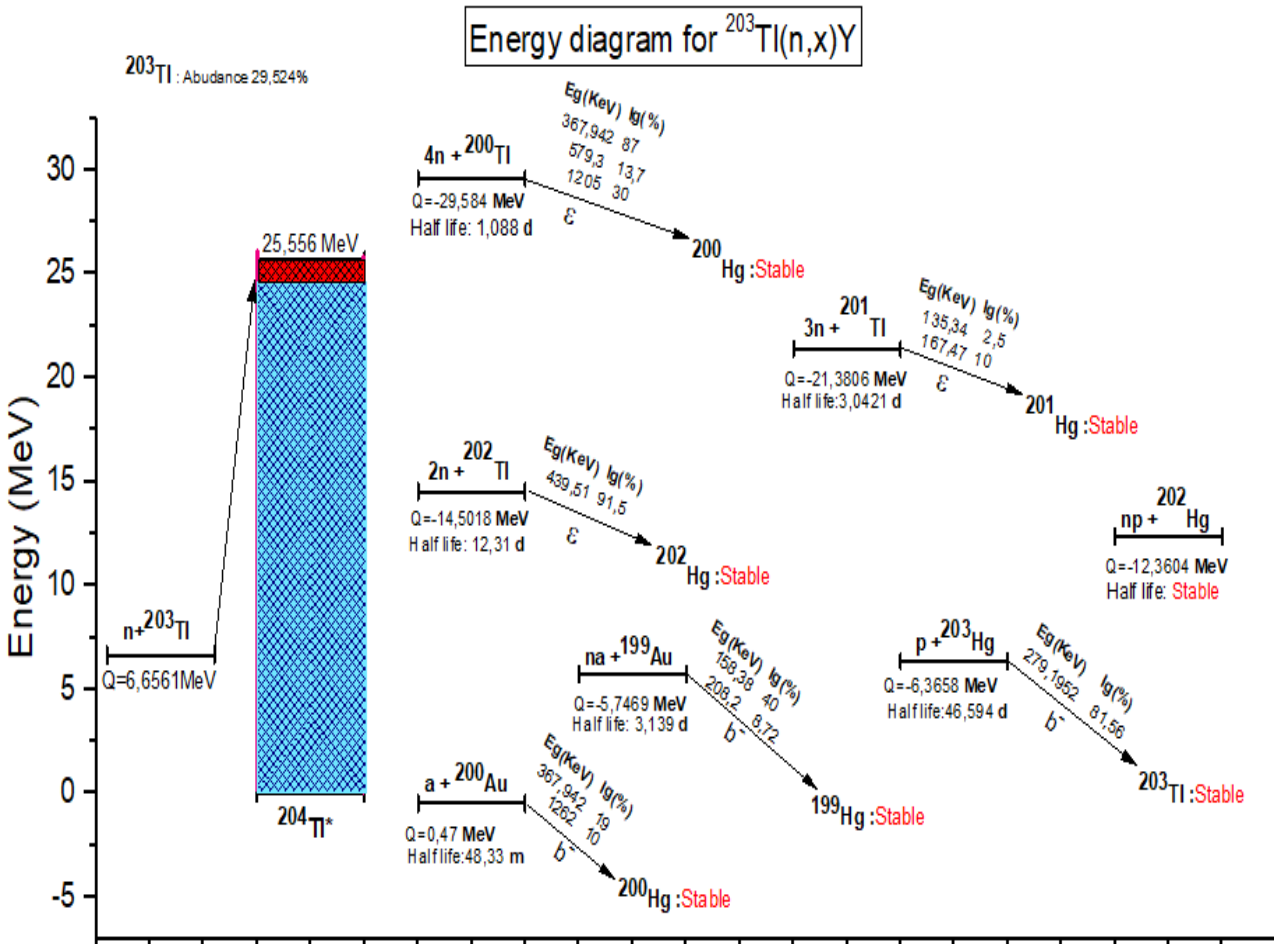
1.2 Πιθανά κανάλια εξόδου της αλληλεπίδρασης ^{nat}Tl(n,x)Y και η αντίδραση ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl

1.2.1 Κανάλια Εξόδου Αλληλεπίδρασης ^{nat}Tl(n,x)Y

Στην φύση το Θαλλίο συναντάται σε δύο σταθερά ισότοπα , το **^{203}Tl** που αποτελεί το *29.53%* του φυσικού Θαλλίου και το **^{205}Tl** που απαρτίζει το υπόλοιπο *70.47%*. Από τα δύο αυτά ισότοπα μπορούμε να μετρήσουμε πιο εύκολα σε νετρονικές αντιδράσεις το ^{203}Tl , διότι από το ^{205}Tl προκύπτουν ως παραγόμενοι πυρήνες είτε σταθεροί, όπως ο ^{204}Hg και ο ^{203}Tl, είτε πυρήνες με πολύ μικρούς χρόνους ημιζωής που δεν αποδιεγείρονται με ακτίνες-γ και καταλήγουν σε σταθερά ισότοπα [ND3].

Η νετρονική αλληλεπίδραση και των δύο ισοτόπων, ^{203}Tl και ^{205}Tl, είναι αντίδραση σύνθετου πυρήνα και τα δυνατά κανάλια εξόδου των δύο αυτών αντιδράσεων παραθέτονται στους *Πίνακες 1.1, 1.2* και στα *Σχήματα 1.3, 1.4* [QVC,ND3] :

- **Για την αντίδραση n+^{203}Tl**



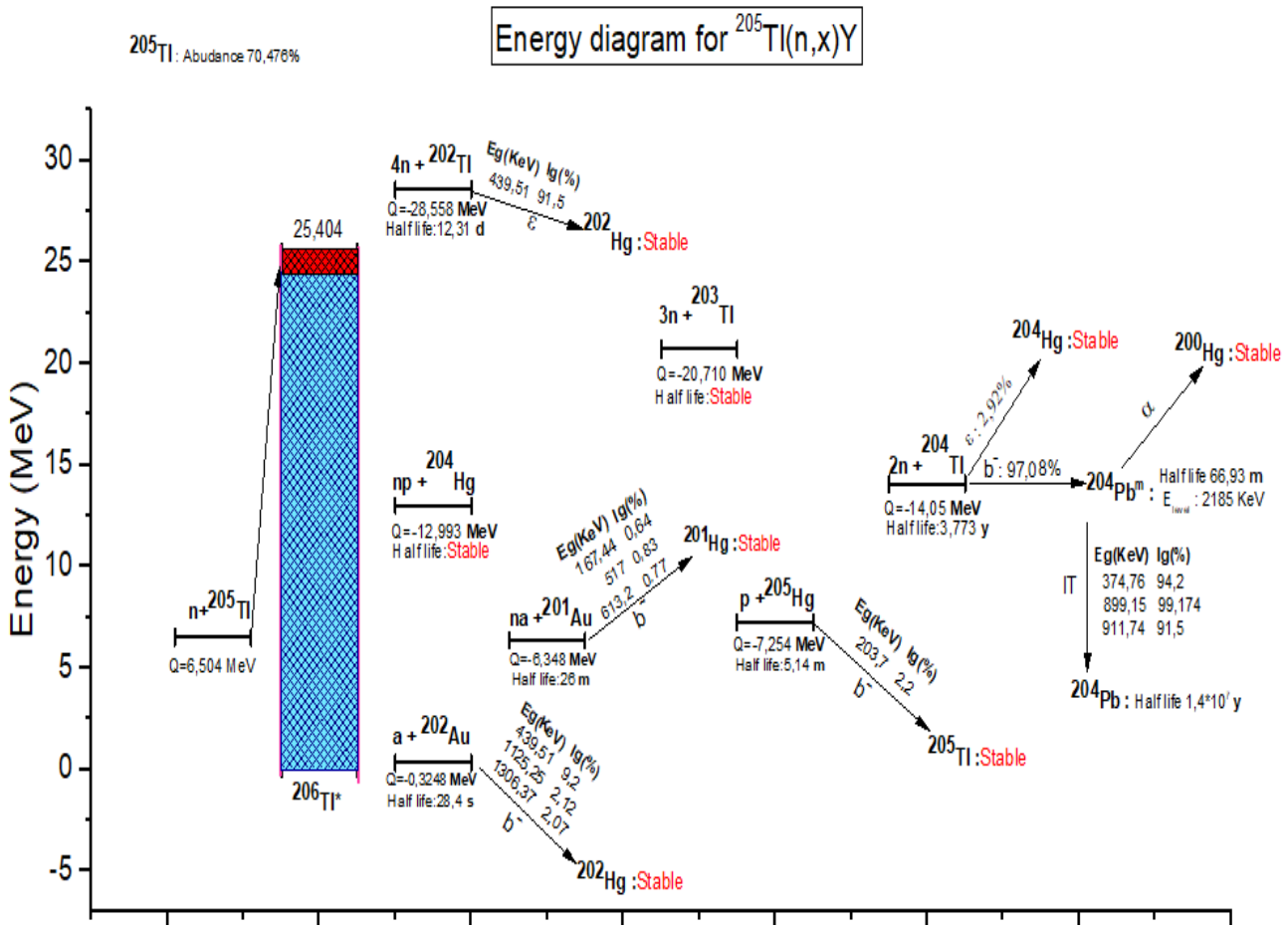
Σχήμα 1.3: Ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης n+^{203}Tl με ενέργεια δέσμης νετρονίων 18.9 MeV [QVC,ND3].

Τα κανάλια της αντίδρασης φαίνονται καλύτερα στον *Πίνακα 1.1* :

Αλληλεπίδραση Εισόδου	Αλληλεπίδραση Εξόδου	Διαθέσιμο Ενέργειας (Q-value)
$n+^{203}Tl$	$n+^{203}Tl$	-6.656 MeV -0.007 amu
	$2n+^{202}Tl$	-14.502 MeV -0.016 amu
	$3n+^{201}Tl$	-21.38 MeV -0.023 amu
	$4n+^{200}Tl$	-29.584 MeV -0.032 amu
	$p+^{203}Hg$	-6.366 MeV -0.007 amu
	$np+^{202}Hg$	-12.36 MeV -0.013 amu
	$a+^{200}Au$	0.47 MeV 0.0005 amu
	$na+^{199}Au$	-5.747 MeV -0.006 amu

Πίνακας 1.1: Δυνατά κανάλια εξόδου από την αλληλεπίδραση $n+^{203}Tl$ [QVC].

- **<u>Για την αντίδραση $n+^{205}Tl$</u>**



Σχήμα 1.4: Ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης $n+^{205}Tl$ με ενέργεια δέσμης νετρονίων 18.9 MeV [QVC,ND3].

Ενώ στον *Πίνακα 1.2* βλέπουμε τα κανάλια εξόδου της συγκεκριμένης αντίδρασης:

Αλληλεπίδραση Εισόδου	Αλληλεπίδραση Εξόδου	Διαθέσιμο Ενέργειας (Q-value)
$n+^{205}Tl$	$n+^{205}Tl$	-6.504 MeV -0.007 amu
	$2n+^{204}Tl$	-14.05 MeV -0.015 amu
	$3n+^{203}Tl$	-20.71 MeV -0.022 amu
	$4n+^{202}Tl$	-28.558 MeV -0.031 amu
	$p+^{205}Hg$	-7.254 MeV -0.008 amu
	$np+^{204}Hg$	-12.993 MeV -0.014 amu
	$a+^{202}Au$	-0.325 MeV -0.0003 amu
	$na+^{201}Au$	-6.348 MeV -0.007 amu

Πίνακας 1.2 : Δυνατά κανάλια εξόδου από την αλληλεπίδραση $n+^{205}Tl$ [QVC].

Για την μελέτη και την εκτίμηση των πιθανών καναλιών εξόδου, που θα ανοίξουν κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης στα 18.9 MeV($E_{Εργαστηρίου}$), πρέπει να υπολογιστεί η ενέργεια κέντρου μάζας των νετρονίων της δέσμης ακτινοβόλησης. Για τον υπολογισμό της ενέργειας κέντρου μάζας (E_{CM}) χρησιμοποιούμε την σχέση :

$$E_{CM} = E_{Εργαστηρίου} \cdot \frac{A_{Αντιδρώντος}}{A_{Σύνθ.Πυρήνα}} \qquad (1.4)$$

Όπου:

$E_{Εργαστηρίου}$: Η ενέργεια δέσμης νετρονίων της ακτινοβόλησης.

$A_{Αντιδρώντος}$: Ο μαζικός αριθμός του ακτινοβολούμενου πυρήνα.

$A_{Σύνθ.Πυρήνα}$: Ο μαζικός αριθμός του παραγόμενου σύνθετου πυρήνα στο ενδιάμεσο στάδιο της αντίδρασης.

Έτσι για το ^{203}Tl , αλλά και για το ^{205}Tl προκύπτει ότι:

$$E_{CM} = 18.8 \text{ MeV}$$

Από τις παραπάνω πληροφορίες συμπεραίνουμε ότι τα κανάλια που θα ανοίξουν, για δέσμη νετρονίων στα 18.9 MeV ,είναι τα χαμηλότερου ενεργειακού επιπέδου σε σχέση με τον διεγερμένο σύνθετο πυρήνα $^{204}Tl^*$ ή $^{206}Tl^*$ που διεγέρθηκε στα 25.556 MeV ή στα 25.404 MeV αντίστοιχα.

Παρόλα τα δυνατά κανάλια εξόδου που είναι ενεργειακά επιτρεπτά, για να ανοίξουν, μόνο ένα ήταν δυνατόν να *μελετηθεί*, το **^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl** , με χρόνο ημιζωής παραγόμενου πυρήνα 12.31 μέρες και κύρια ακτίνα-γ αποδιέγερσης στα 439.51 keV, με ένταση I_γ = 91%.

Κατ'αρχήν, όπως προειπώθηκε , από το ^{205}Tl προκύπτουν ως διεγερμένοι πυρήνες είτε σταθεροί, όπως ο ^{204}Hg και ο ^{203}Tl, είτε πυρήνες με πολύ μικρούς χρόνους ημιζωής που δεν αποδιεγείρονται με ακτίνες-γ και καταλήγουν σε σταθερά ισότοπα. Έτσι δεν μπορούμε να μελετήσουμε καθόλου το συγκεκριμένο ισότοπο.

Από την άλλη πλευρά, στην αντίδραση ^{203}Tl(n,x)Y, ο σύνθετος πυρήνας ^{204}Tl* , λόγω του βάρους του, προτιμάει να διώχνει νετρόνια· έτσι τα κανάλια ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl έχουν τη μεγαλύτερη ενεργό διατομή. Όμως το κανάλι ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl δεν μπόρεσε να μελετηθεί , όπως δεν μπόρεσαν να μελετηθούν και τα υπόλοιπα κανάλια. Αναλυτικότερα:

- **Το κανάλι ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl** : Λόγω της μικρής έντασης των ακτίνων-γ του παραγόμενου πυρήνα (I_γ = 10%) και της μικρής ενεργού διατομής της αντίδρασης για ενέργεια δέσμης νετρονίων 18.9 MeV, πήραμε πολύ λίγα counts (καταμετρήσεις) γεγονότων, τα οποία στην ενεργειακή περιοχή που τα παρατηρούσαμε (167.43 KeV) χάνονταν μέσα στη φυσική ακτινοβολία περιβάλλοντος (natural background) που μόλυνε την περιοχή.

- **Το κανάλι ^{203}Tl(n,p)^{203}Hg :** Με την τάση να διώχνει νετρόνια ο ^{204}Tl* , ένα τέτοιο κανάλι δεν προτιμάται για την αποδιέγερση του. Έτσι, στην ενεργειακή περιοχή ακτίνων-γ που ακτινοβολεί ο ^{203}Hg (279.19 KeV με I_γ = 81%), ο αριθμός των γεγονότων που παρατηρήθηκε ήταν στατιστικά ασήμαντος και μολυσμένος από το φυσικό υπόβαθρο.

- **Το κανάλι ^{203}Tl(n,np)^{202}Hg :** Στο συγκεκριμένο κανάλι δεν μπορούμε να μετρήσουμε κάποια αποδιέγερση, διότι ο ^{202}Hg είναι σταθερός πυρήνας.

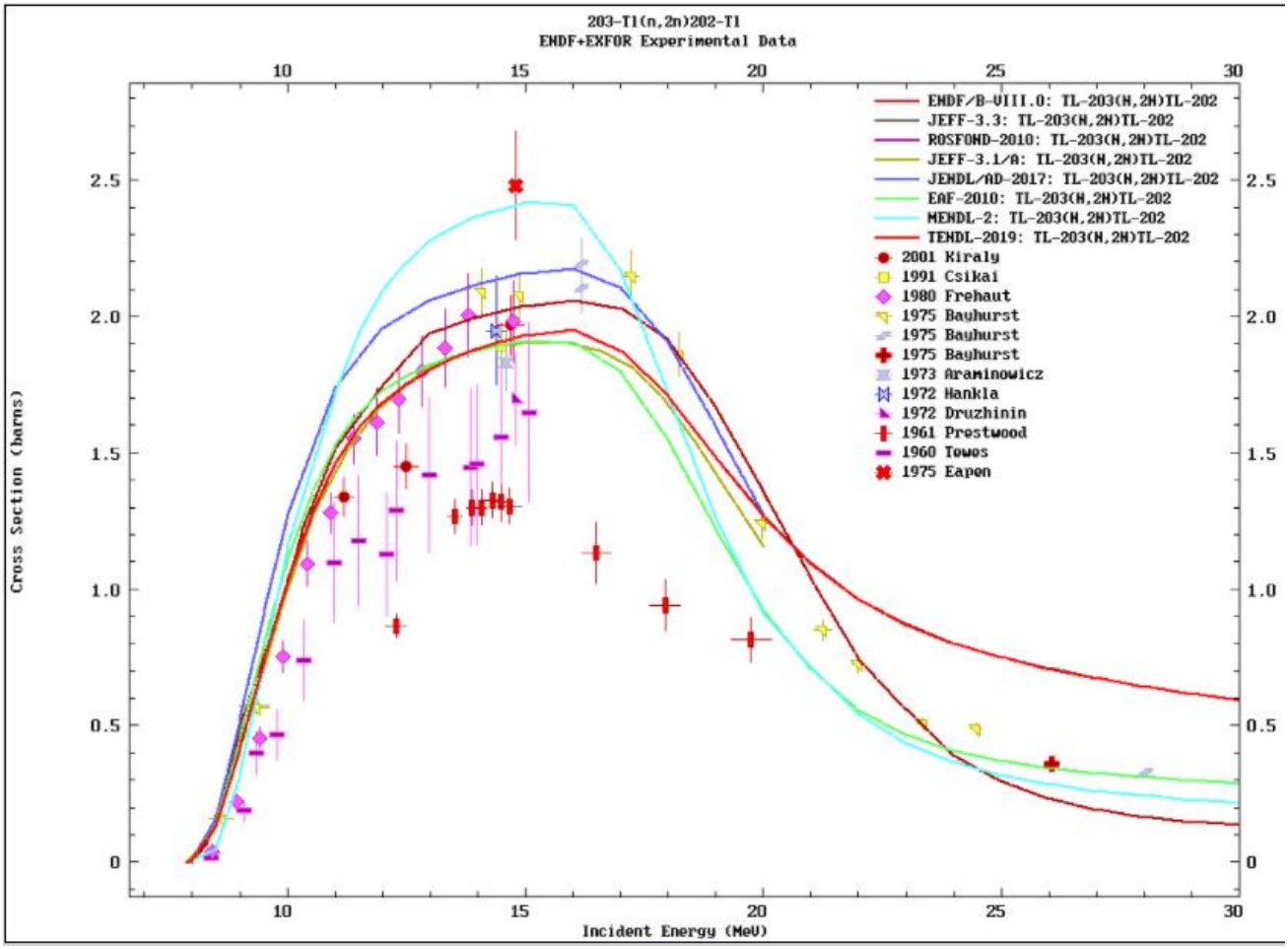
- **Το κανάλι ^{203}Tl(n,α)^{200}Au :** Ένα τέτοιο κανάλι δεν προτιμάται καθόλου κυρίως λόγω της μεγάλης ενεργειακής διαφοράς με την διεγερμένη στάθμη του σύνθετου πυρήνα, αλλά και των μικρών εντάσεων ακτίνων-γ του παραγόμενου πυρήνα.

- **Το κανάλι ^{203}Tl(n,nα)^{199}Au :** Ο κυριότερος λόγος που δεν μπόρεσε να μελετηθεί αυτό το κανάλι είναι η μικρή ενεργός διατομή της αντίδρασης. Σε συνδυασμό με την μόλυνση από το φυσικό υπόβαθρο και τη μεγάλη ενεργειακή διαφορά με την διεγερμένη στάθμη του ^{204}Tl*, η μελέτη του καναλιού καθίσταται αδύνατη.

1.2.2 Η αντίδραση ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl

Όπως διαπιστώσαμε, από τα φυσικά ισότοπα του Θαλλίου, νετρονικές αντιδράσεις μπορούμε να δούμε μόνο από το **^{203}Tl**, το σπανιότερο από τα δύο, με φυσική αφθονία 29.53%. Βέβαια, από την νετρονική του αλληλεπίδραση μόνο ένα κανάλι κατάφερε να μελετηθεί, το **^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl**.

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl έχει μετρηθεί μέχρι στιγμής από δεκατέσσερεις ομάδες ερευνητών ανά τον κόσμο για ενέργειες νετρονίων από 8 μέχρι 29 MeV. Οι δέκα από αυτές μαζί με τα πειραματικά τους σημεία και οι, μέχρι τώρα,υπάρχουσες αξιολογήσεις (evaluations) που την περιγράφουν φαίνονται στο *Σχήμα 1.5* [END,XFR].



Σχήμα 1.5: Γραφική αναπαράσταση των υπαρχόντων πειραματικών σημείων και καμπυλών αξιολογήσεων της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl συναρτήσει της ενέργειας νετρνίων [END,XFR].

Απο την γραφική αναπαράσταση του *Σχήματος 1.5* παρατηρούμε τα εξής:

- Στην περιοχή 8-11 MeV: Πολύ καλή συμφωνία των διαφόρων βάσεων αξιολογήσεων πυρηνικών δεδομένων (ENDF, JEFF, TENDL κλπ) και με όλα τα πειραματικά δεδομένα.
- Στην περιοχή 11-15 MeV: Οι αξιολογήσεις αποκλίνουν μεταξύ τους, εκτός από τέσσερις καμπύλες (TENDL-JEFF-ROSFOND-EAF). Στα πειραματικά δεδομένα παρατηρούνται χρονολογικές ομαδοποιήσεις. Τα παλαιότερα από το 1970 σημεία (Tewes 1960, Prestwood 1961) είναι σε σχετική συμφωνία μεταξύ τους και πολύ χαμηλότερα από τα νεότερα πειραματικά δεδομένα.
- Στην περιοχή 15-25 MeV: Από τη μία οι αξιολογήσεις αποκλίνουν μεταξύ τους, από την άλλη τα πειραματικά δεδομένα του Bayhurst (1975) συμφωνούν με τις αξιολογήσεις της

Ιαπωνικής βιβλιοθήκης (JENDL), ενώ αυτά του Prestwood (1961) είναι σε μεγάλη απόκλιση και με πειραματικά δεδομένα και με τις αξιολογήσεις.

- Στην περιοχή 25-30 MeV: Οι αξιολογήσεις συνεχίζουν να αποκλίνουν μεταξύ τους. Πλέον, υπάρχουν μόνο τα πειραματικά δεδομένα του Bayhurst (1975) τα οποία είναι σε καλή συμφωνία με τα αποτελέσματα του Ευρωπαϊκού Αρχείου Ενεργοποίησης (EAF).

Για το σκοπό της διαλεύκανσης των μεγάλων διαφορών που παρατηρούνται ανάμεσα στις πειραματικές μετρήσεις στο εύρος ενεργειών από 15 MeV έως 25 MeV εκπονήθηκε η παρούσα εργασία και πραγματοποιήθηκαν οι μετρήσεις που θα αναλυθούν εκτενέστερα στο παρακάτω κεφάλαιο.

1.3 Μέτρηση ενεργού διατομής με τη μέθοδο πυρηνικής ενεργοποίησης

Σε μια αντίδραση, τύπου x+X→Y+y, μπορεί να παράγονται ασταθείς πυρήνες Y, που αποδιεγείρονται με μεγάλους χρόνους ημιζώης. Στο γεγονός αυτό στηρίζεται η μέθοδος της πυρηνικής ενεργοποίησης, με την οποία προσδιορίζεται το πλήθος των ασταθών πυρήνων που δημιουργήθηκαν από την πυρηνική αντίδραση, ανιχνεύοντας την ακτινοβολία της αποδιέγερσή τους ύστερα από την ακτινοβόληση. Με άλλα λόγια, η μέθοδος νετρονικής ενεργοποίησης (NAA-Neutron Activation Analysis) είναι μια πολύ ακριβής και μη καταστροφική τεχνική, που χρησιμοποιείται κυρίως για τον προσδιορισμό των ιχνών συγκεντρώσεων στοιχείων σε δείγματα [SP09,MG04] ή για την απόκτηση πληροφοριών σχετικά με τη χωρική κατανομή ενός πεδίου νετρονίων μέσω ανιχνευτών ενεργοποίησης νετρονίων [MM06].

Με τη μέθοδο αυτή και χρησιμοποιώντας την εξίσωση:

$$\sigma = \frac{N_p}{N_\tau} \cdot \frac{1}{\Phi} \qquad (1.5)$$

μπορούμε να επιλύσουμε τρία προβλήματα:

i. Αν έχουμε *γνωστά* τα $\{\Phi, N_\tau\}$, τότε υπολογίζουμε το **σ.**
ii. Αν έχουμε *γνωστά* τα $\{\sigma, N_\tau\}$, τότε υπολογίζουμε το **Φ**.
iii. Αν έχουμε γνωστά τα $\{\Phi, \sigma\}$, τότε υπολογίζουμε το N_τ.

Όπου:
σ : η ενεργός διατομή της αντίδρασης.
N_p: το πλήθος ασταθών πυρήνων που δημιουργήθηκαν με την νετρονική ακτινοβόληση.
Nτ : το πλήθος των πυρήνων του στόχου που ακτινοβολήθηκε.
Φ : η συνολική ροή νετρονίων στην οποία εκτέθηκε το δείγμα κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης.

Αναλυτικότερα, ο τρόπος που λειτουργεί η μέθοδος της νετρονικής ενεργοποίησης, βασίζεται στον εξής συλλογισμό:

Όταν μια δέσμη σωματιδίων τύπου x (στην περίπτωσή μας νετρόνια) αλληλεπιδρά με πυρήνα-στόχο X , δημιουργεί ασταθή πυρήνα Y , σε μια πυρηνική αντίδραση τύπου:

x+X→Y+y,

ο οποίος ασταθής πυρήνας **Y** παράγεται με **ρυθμό** :

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dt}} = \sigma \cdot f(t) \cdot N_\tau - \lambda \cdot N \qquad (1.6)\ ,$$

όπου

λ : σταθερά αποδιέγερσης του ασταθούς πυρήνα Y.
f(t) : ροή σωματιδίων δέσμης συναρτήσει του χρόνου.
N : το πλήθος τον πυρήνων Y που δεν έχουν αποδιεγερθεί ακόμη.

Στην παραπάνω εξίσωση παρατηρούμε τον ανταγωνισμό μεταξύ δημιουργίας ασταθών πυρήνων Y , με τον όρο $\sigma \cdot \mathrm{f(t)} \cdot \mathrm{N}_\tau$, και αποδιέγεσής τους, με τον όρο $\lambda \cdot \mathrm{N}$. Επιλύοντας την διαφορική εξίσωση :

$$\frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dt}} = \sigma \cdot f(t) \cdot N_\tau - \lambda \cdot N \quad \overset{\cdot e^{\lambda t}}{\Longleftrightarrow}$$

$$\Leftrightarrow \quad \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dt}} \cdot e^{\lambda t} = \sigma \cdot f(t) \cdot N_\tau \cdot e^{\lambda t} - \lambda \cdot N \cdot e^{\lambda t} \quad \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dt}} \cdot e^{\lambda t} + \lambda \cdot N \cdot e^{\lambda t} = \sigma \cdot f(t) \cdot N_\tau \cdot e^{\lambda t} \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \frac{\mathrm{dN}}{\mathrm{dt}} \cdot e^{\lambda t} + N \cdot \frac{d e^{\lambda t}}{dt} = \sigma \cdot f(t) \cdot N_\tau \cdot e^{\lambda t} \quad \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \quad \frac{\mathrm{d}(\mathrm{N} \cdot e^{\lambda t})}{\mathrm{dt}} = \sigma \cdot f(t) \cdot N_\tau \cdot e^{\lambda t} \quad \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \quad \int \frac{\mathrm{d}(\mathrm{N} \cdot e^{\lambda t})}{\mathrm{dt}} \mathrm{dt} = \int (\sigma \cdot f(t) \cdot N_\tau \cdot e^{\lambda t}) \mathrm{dt} \quad \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \quad \mathrm{N(t)} \cdot e^{\lambda t} = \int (\sigma \cdot f(t) \cdot N_\tau \cdot e^{\lambda t}) \mathrm{dt} + \mathrm{C} \quad \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \quad \mathrm{N(t)} \cdot e^{\int \lambda dt} = \int (\sigma \cdot f(t) \cdot N_\tau \cdot e^{\int \lambda dt}) \mathrm{dt} + \mathrm{C} \quad \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \quad \mathrm{N(t)} = \frac{\int (\sigma \cdot f(t) \cdot N_\tau \cdot e^{\int \lambda dt}) \mathrm{dt} + \mathrm{C}}{e^{\int \lambda dt}} \quad \Leftrightarrow$$

Οπότε, για μια ακτινοβόληση με διάρκεια $\mathbf{t_B}$ που ξεκινάει από t=0 (N=0 και C=0), η εξίσωσή μας μετατρέπεται:

$$N(t_B) = \sigma \cdot N_\tau \cdot \frac{\int_0^{t_B} f(t) \cdot e^{\lambda dt} dt}{e^{\lambda (t_B - 0)}} \quad \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \quad N(t_B) = \sigma \cdot N_\tau \cdot \frac{\int_0^{t_B} f(t) \cdot e^{\lambda dt} dt}{e^{\lambda t_B}} \quad \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \quad N(t_B) = \sigma \cdot N_\tau \cdot \left(\int_0^{t_B} f(t) \cdot e^{\lambda dt} dt\right) \cdot e^{-\lambda t_B} \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow N(t_B) = \sigma \cdot N_\tau \cdot \left(\int_0^{t_B} f(t) \cdot e^{\lambda dt} dt\right) \cdot e^{-\lambda t_B} \cdot \frac{\int_0^{t_B} f(t) dt}{\int_0^{t_B} f(t) dt} \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \quad N(t_B) = \sigma \cdot N_\tau \cdot \left(\int_0^{t_B} f(t) dt\right) \cdot \frac{\int_0^{t_B} f(t) \cdot e^{\lambda dt} dt}{\int_0^{t_B} f(t) dt} \cdot e^{-\lambda t_B}$$

Όπου η συνολική ροή **Φ** της δέσμης που ακτινοβολήθηκε το δείγμα είναι:

$$\Phi = \int_0^{t_B} f(t) dt \,,$$

και το ποσοστό των πυρήνων που δημιουργήθηκαν, αλλά αποδιεγέρθηκαν μέχρι το πέρας της ακτινοβόλησης , $\mathbf{f_c}$, ορίζεται από τον κλασματικό όρο:

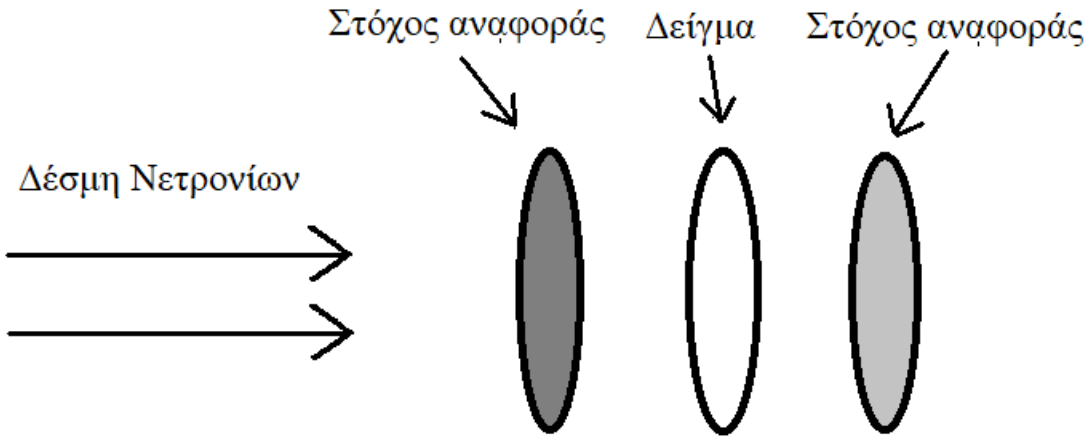
$$f_c = \frac{\int_0^{t_B} f(t) \cdot e^{\lambda dt} dt}{\int_0^{t_B} f(t) dt} \cdot e^{-\lambda t_B}$$

Έτσι, το πλήθος των παραχθέντων πυρήνων $N(t_B)$, κατά τη διάρκεια ακτινοβόλησης χρόνου t_B, είναι:

$$N(t_B) = \sigma \cdot N_\tau \cdot \Phi \cdot f_c$$

Θέτοντας $N_p = \frac{N(t_B)}{f_c}$, η σχέση μας παίρνει την μορφή της *Εξίσωσης 1.5*.

Η *μέθοδος πυρηνικής ενεργοποίησης* είναι ένα πολύ καλό εργαλείο για τον προσδιορισμό ενεργών διατομών νετρονικών αντιδράσεων. Για τον προσδιορισμό της ροής (Φ) της δέσμης νετρονίων ακτινοβολούνται ταυτόχρονα με το δείγμα *στόχοι αναφοράς*, τοποθετημένοι μπροστά και πίσω από το δείγμα, έχοντας παρόμοιες διαστάσεις με αυτό, όπως φαίνεται στο *Σχήμα 1.6*. Για το υλικό του στόχου αναφοράς που επιλέγεται, πρέπει να είναι *με ακρίβεια* γνωστή η ενεργός διατομή για κάποια νετρονική αντίδραση.



Σχήμα 1.6: Τοποθέτηση των στόχων αναφοράς εκατέρωθεν του δείγματος προς μέτρηση, για τον προσδιορισμό της ροής Φ (τεχνική sandwich).

Για τον υπολογισμό της ροής Φ των νετρονίων, εφαρμόζεται η ίδια εξίσωση που χρησιμοποιούμε και για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής του δείγματος, επιλύοντας όμως ως προς Φ. Έτσι, έχουμε:

$$\Phi = \frac{N_p}{N_\tau} \cdot \frac{1}{\sigma} \qquad (1.8)$$

Με τον παραπάνω τύπο υπολογίζεται η ροή νετρονίων για τους στόχους αναφοράς, καθώς η ολική ενεργός διατομή της αντίδρασής τους είναι καλά ορισμένη. Η τιμή της ροής στο εσωτερικό του στόχου που μελετάμε μπορεί να προσεγγιστεί είτε με το μέσο όρο των ροών στους εκατέρωθεν στόχους αναφοράς, είτε με προσομοίωση Monte Carlo της ακτινοβόλησης, όπως περιγράφεται σε επόμενο κεφάλαιο.

Κεφάλαιο 2°

Πειραματική Διάταξη και Διαδικασία

2.1 Παραγωγή δέσμης νετρονίων

Εκτός από τις δέσμες ιόντων, οι δέσμες νετρονίων παρουσιάζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον για τους σκοπούς της Βασικής Έρευνας καθώς και για Εφαρμογές Πυρηνικής Φυσικής [TK07, FP00]. Λαμβάνοντας υπόψη την απουσία ηλεκτρικού φορτίου στο νετρόνιο μαζί με το γεγονός ότι τα νετρόνια είναι ασταθή σωματίδια έξω από το πυρηνικό πεδίο, δεν επιταχύνονται στους επιταχυντές, αντ'αυτού οι δέσμες νετρονίων παράγονται σε μικρή απόσταση από τα δείγματα προς ακτινοβόληση.

Συνήθως, χρησιμοποιείται μια πυρηνική αντίδραση, η οποία έχει υψηλή απόδοση νετρονίων. Η δέσμη επιταχυντή (πρωτεύουσα δέσμη) κατευθύνεται και εστιάζεται στον πρωτεύοντα στόχο. Με αυτόν τον τρόπο παράγεται ένα πεδίο νετρονίων (δευτερεύουσα δέσμη), με αζιμουθιακά συμμετρική γωνιακή κατανομή ως προς την αρχική δέσμη. Η γωνιακή κατανομή της δέσμης νετρονίων εξαρτάται από την αντίδραση που χρησιμοποιείται και από την κινητική ενέργεια της πρωτογενούς δέσμης.

Οι μονοενεργειακές δέσμες νετρονίων χρησιμοποιούνται ευρέως τα τελευταία πενήντα χρόνια στην Πυρηνική Φυσική, με μεγάλη επιτυχία. Στην πραγματικότητα, ο όρος «μονοενεργειακός» δεν είναι πάντα ακριβής. Η πραγματική κατανομή ενέργειας της δέσμης νετρονίων επηρεάζεται από διάφορους παράγοντες. Για την παραγωγή μονοενεργειακών δεσμών, χρησιμοποιούνται τυπικά αντιδράσεις που δεν καταλαμβάνουν διεγερμένες καταστάσεις του υπολειπόμενου πυρήνα και ενέργειες που δεν διεγείρουν παρασιτικές αντιδράσεις παραγωγής νετρονίων. Αυτό εξασφαλίζει τη μονο-ενεργειακή ιδιότητα των νετρονίων για μια σταθερή γωνία εκπομπής. Στην πράξη, αυτό επιτυγχάνεται με τη χρήση ισοτόπων υδρογόνου ως στόχο. Το βλήμα είναι και πάλι συνήθως ένα ισότοπο υδρογόνου, συνήθως ένα πρωτόνιο ή ένα δευτέριο.

Για τη μελέτη των πυρηνικών αντιδράσεων ^{nat}**Tl(n,x)Y** παρήχθησαν σχεδόν μονοενεργειακή (quasi-monoenergetic) δέσμη νετρονίων μέσω της αντίδρασης ^{3}**H(d,n)**^{4}**He** (αντίδραση **D-T**). Η κύρια δέσμη δευτερίου παράχθηκε από τον επιταχυντή Tandem του N.C.S.R. «Δημόκριτος».

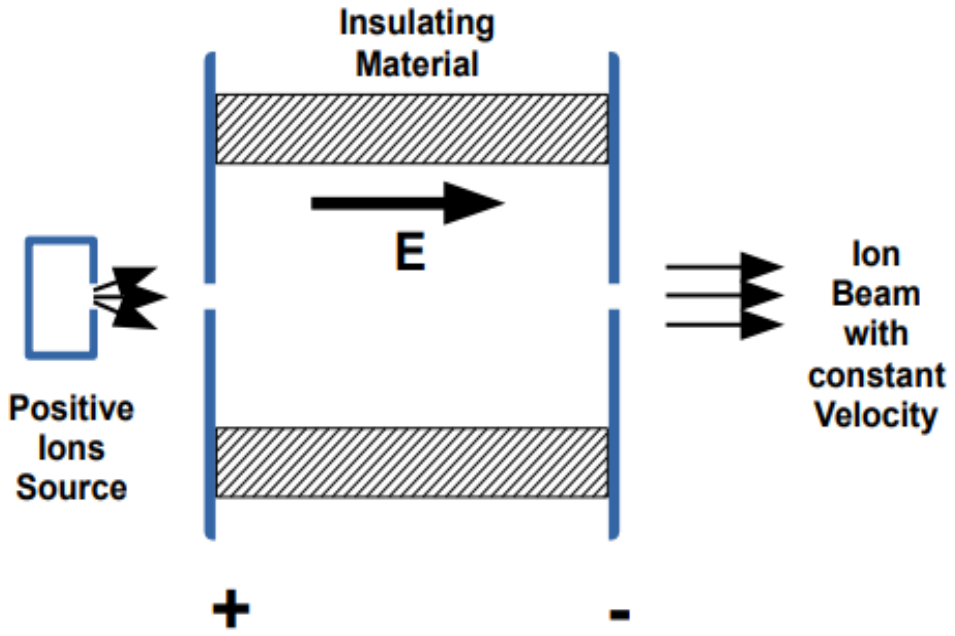
2.1.1 Επιταχυντής

Οι πυρηνικές αντιδράσεις είναι μια πολύπλοκη φυσική διαδικασία και η μελέτη τους συνδέεται άμεσα με την ανάπτυξη των επιταχυντών. Μέσω της επιτάχυνσης των σωματιδίων, μπορεί να επιτευχθεί η απαιτούμενη ενέργεια για να ξεπεραστεί το φράγμα Coulomb όταν τα φορτισμένα σωματίδια προσπίπτουν στον πυρήνα-στόχο. Σε μια πηγή ιόντων, με προσθήκη ή αφαίρεση ηλεκτρονίων στο αντίστοιχο ουδέτερο άτομο, σχηματίζονται τα ιόντα του πυρήνα που πρόκειται να επιταχυνθεί. Στη συνέχεια, τα ιόντα από την πηγή κατευθύνονται στον επιταχυντή, δηλαδή σε μια περιοχή με ηλεκτρικό πεδίο **E** και πιθανώς μαγνητικό πεδίο **B** και επομένως η δύναμη Lorentz ασκείται στα ιόντα.

$$\overrightarrow{\boldsymbol{F}_L} = q\vec{\boldsymbol{E}} + q(\vec{\boldsymbol{u}} \times \vec{\boldsymbol{B}}) \qquad (2.1)$$

Ανάλογα με τον τρόπο εφαρμογής του ηλεκτρικού/μαγνητικού πεδίου, οι επιταχυντές μπορούν να χωριστούν σε τρεις κατηγορίες: ηλεκτροστατικοί, γραμμικοί και κυκλοτρόνια. Η απλούστερη μορφή ενός ηλεκτροστατικού επιταχυντή αποτελείται από έναν πυκνωτή με επίπεδους οπλισμούς.

Ιόντα με θετικό φορτίο q που διοχετεύονται στο χώρο μεταξύ των δύο οπλισμών από τη μικρή οπή του θετικού οπλισμού, επιταχύνονται προς τον αρνητικό οπλισμό από τη δύναμη $\vec{F} = q\vec{E}$. Έτσι, από την αντίστοιχη οπή του αρνητικού οπλισμού, εξέρχεται μια δέσμη ιόντων με κινητική ενέργεια qV, όπου V είναι η διαφορά δυναμικού μεταξύ των δύο οπλισμών του πυκνωτή, όπως φαίνεται στο *Σχήμα 2.1*.



Σχήμα 2.1: Επιτάχυνση θετικού ιόντος σε πυκνωτή με επίπεδους οπλισμούς [PA81].

Η διάταξη του πυκνωτή με επίπεδους οπλισμούς δίνει ενέργειες έως και μερικές δεκάδες keV ενώ είναι ανίκανος να παρέχει μια δέσμη ιόντων με ενέργειες λίγων MeV που απαιτούνται για τη διέγερση ενός πυρηνικού συστήματος. Εάν ωστόσο αυτή η βασική διαμόρφωση επαναληφθεί πολλές φορές σε μια σειρά εναλλακτικών ηλεκτροδίων με τη μορφή μεταλλικών δίσκων και δακτυλίων από μονωτικό υλικό, δημιουργείται ένας επιταχυντικός σωλήνας. Αυτό αποτελεί το πιο σημαντικό μέρος κάθε ηλεκτροστατικού επιταχυντή.

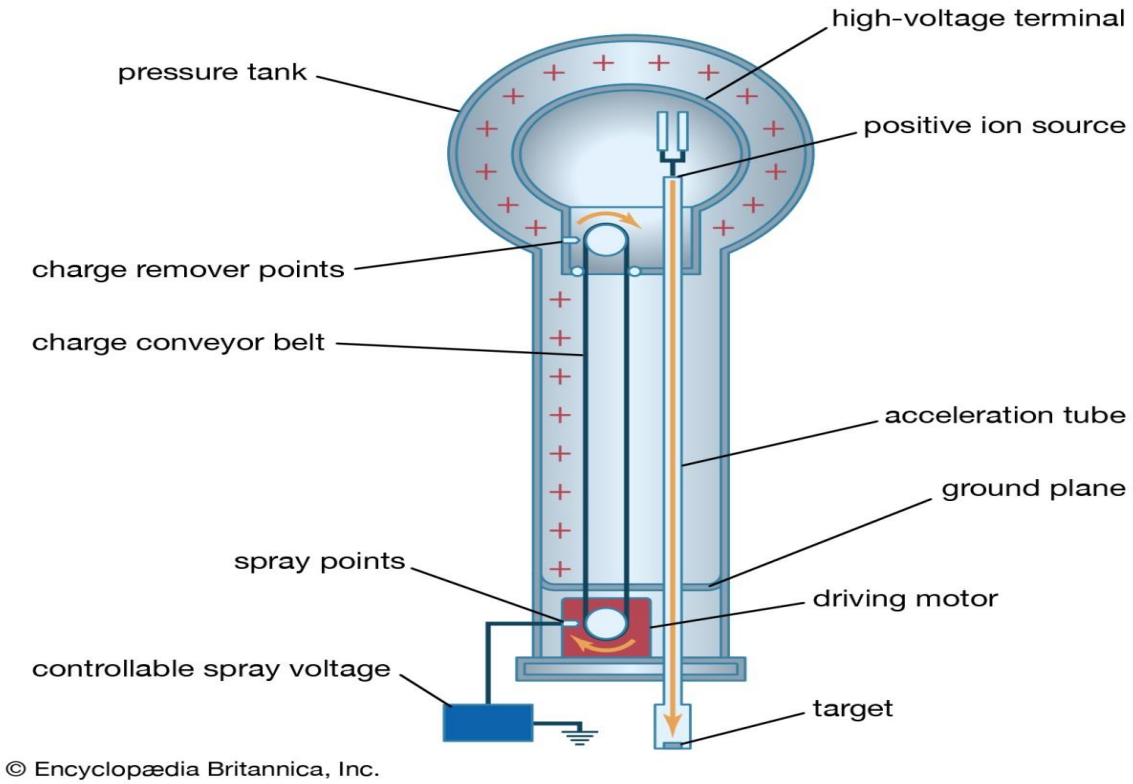
Η λειτουργική αρχή ενός σωλήνα επιταχυντή είναι η δημιουργία θετικού δυναμικού V στο αριστερό του άκρο από ένα DC τροφοδοτικό, από όπου εισέρχονται τα θετικά ιόντα, σε σχέση με το δεξιό άκρο του επιταχυντικού σωλήνα που είναι γειωμένο. Τα διαδοχικά ηλεκτρόδια συνδέονται με πανομοιότυπες αντιστάσεις R, έτσι ώστε να διασφαλίζεται η ομοιόμορφη πτώση του δυναμικού V=I·R σε κάθε στάδιο της διάταξης. Με αυτόν τον τρόπο και με τη χρήση εκατοντάδων ηλεκτροδίων στους σύγχρονους επιταχυντές επιτυγχάνεται η διατήρηση της διαφοράς δυναμικού της τάξης των MV.

Διάφοροι τύποι ηλεκτροστατικών επιταχυντών διαφέρουν σε σχέση με τον τρόπο ανάπτυξης του δυναμικού V στα άκρα του σωλήνα επιταχυντή. Η δέσμη των νετρονίων, με την οποία διεξήχθη το πείραμα, παρήχθη στον ηλεκτροστατικό επιταχυντή Tandem Van der Graaf 5.5 MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής N.C.S.R. «Δημόκριτος».

Η γεννήτρια *Van der Graaf* επιτυγχάνει την ανάπτυξη υψηλής τάσης με τη μηχανική μεταφορά ηλεκτρικού φορτίου σε έναν ιμάντα μεταξύ δύο περιστρεφόμενων κυλίνδρων. Το φορτίο μεταφέρεται στην εξωτερική επιφάνεια του ιμάντα, μέσω διάταξη σύνδεσης ακίδας (pin connector), στο κάτω μέρος της διάταξης και εκφορτίζεται προς το ηλεκτρόδιο υψηλής τάσης από ένα δεύτερο σύμπλεγμα ακίδων στο επάνω μέρος (*βλ. Σχήμα 2.2*).

Η διάταξη δημιουργεί διαφορά δυναμικού : $$V = \frac{Q}{C}$$

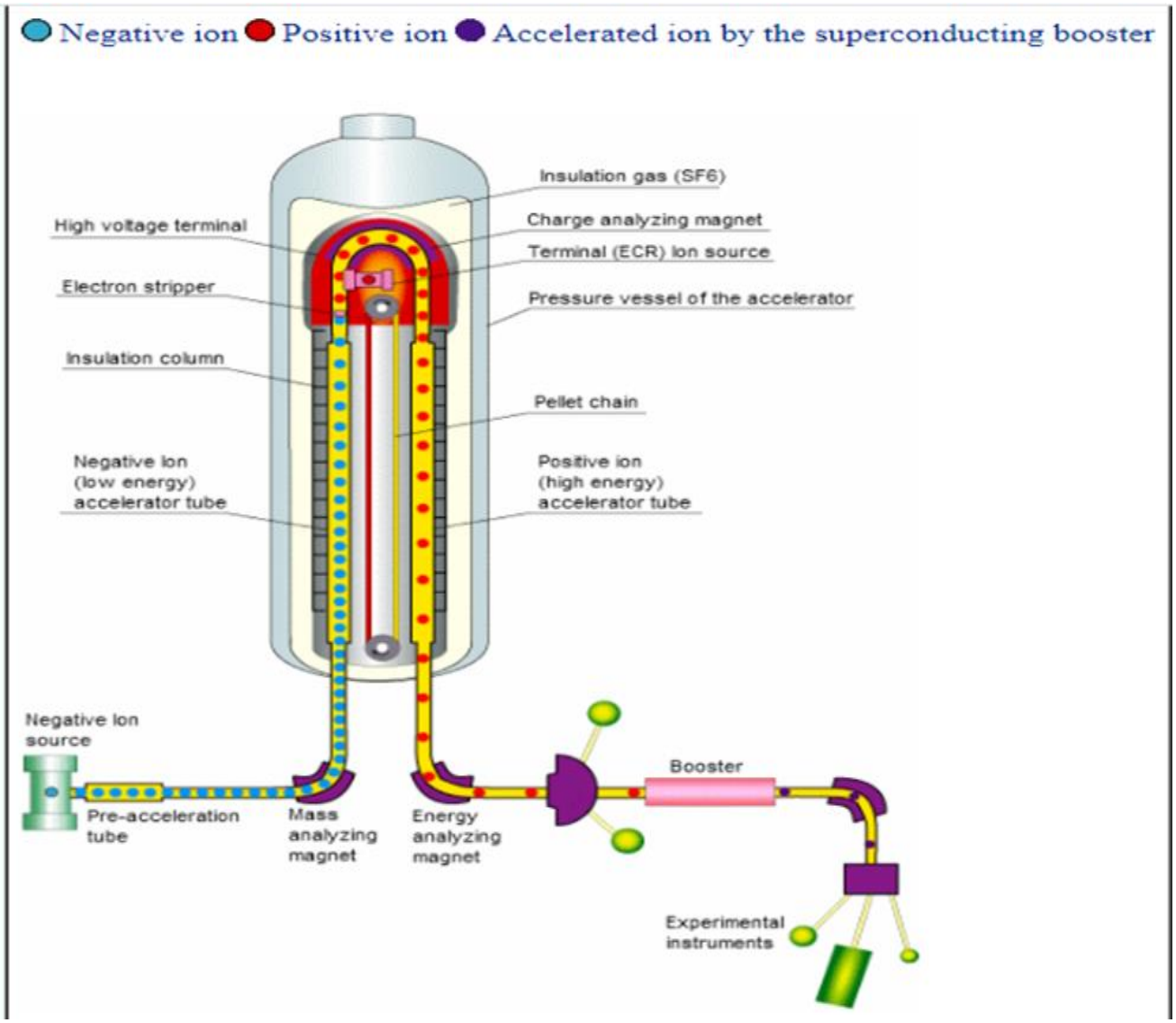
όπου, Q είναι το συνολικό φορτίο που συσσωρεύεται στο ηλεκτρόδιο και
C είναι η χωρητική σύνδεση του ηλεκτροδίου υψηλής τάσης σε σχέση με τη γείωση



Σχήμα 2.2: Σχηματική απεικόνιση γεννήτριας Van der Graaf.

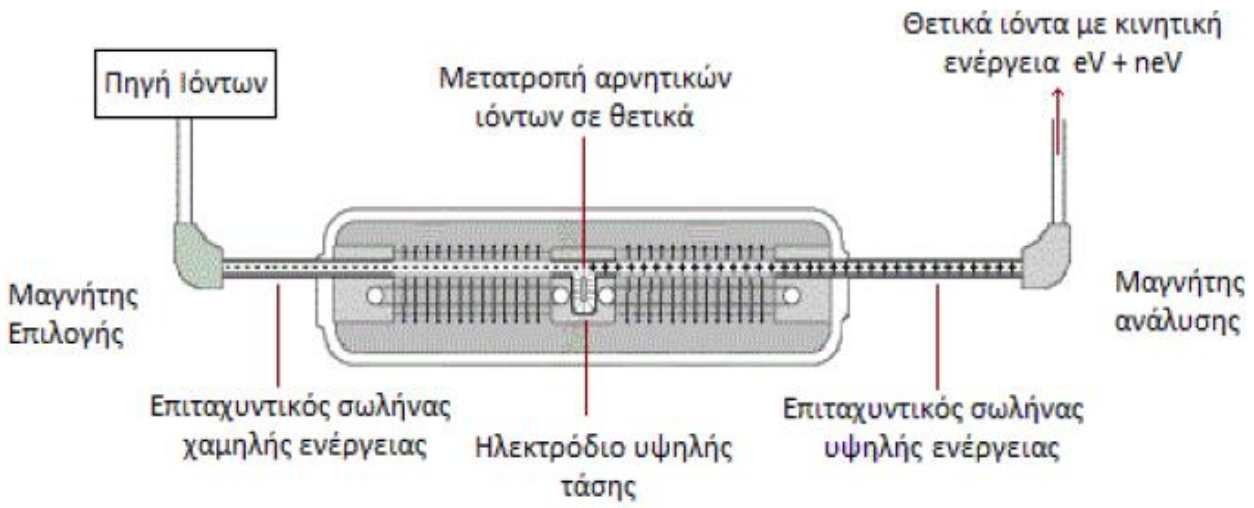
Η διάταξη αυτού του επιταχυντή βρίσκεται στο κέντρο μιας δεξαμενής που περιέχει αέριο SF_6 σε πίεση 4,5 bar, προκειμένου να αποφευχθούν ηλεκτρικές εκκενώσεις από το ηλεκτρόδιο υψηλής τάσης προς το πλησιέστερο αντικείμενο στο δυναμικό του εδάφους. Η κινητική ενέργεια των σωματιδίων που παράγει ο ηλεκτροστατικός επιταχυντής ισούται με n·e·V, όπου n είναι ο αριθμός των ηλεκτρονίων που αφαιρείται από το αντίστοιχο ουδέτερο άτομο στην πηγή ιόντων.

Σε αυτό το πείραμα, χρησιμοποιήθηκε ένας επιταχυντής Tandem (tandem= σε αλληλουχία, *βλ. Σχ. 2.3, 2.4, 2.5*). Αυτός ο επιταχυντής αποτελείται από δύο απλούς ηλεκτροστατικούς επιταχυντές σε σειρά, οι οποίοι έχουν δύο στάδια επιταχύνσεων σωματιδίων ιόντων με ένα τερματικό υψηλής τάσης. Τα δύο άκρα του συστήματος επιταχυντή είναι γειωμένα και υψηλή θετική τάση εφαρμόζεται στο κέντρο της διάταξης, όπου οι δύο σωλήνες επιτάχυνσης συναντώνται. Η πηγή ιόντων βρίσκεται έξω από τον κύριο επιταχυντή σε γειωμένο δυναμικό.



Σχήμα 2.3: Σχηματική απεικόνιση λειτουργίας ενός επιταχυντή Tandem [TAJ].

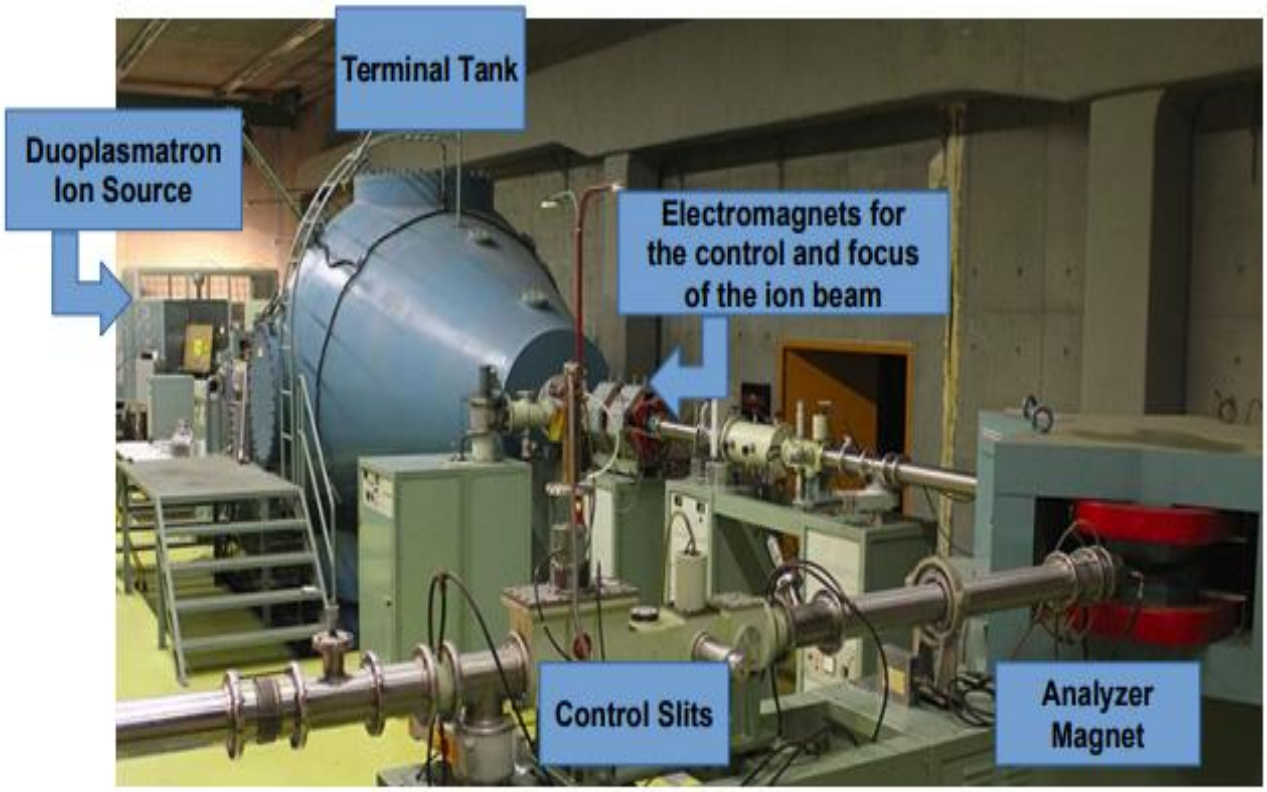
Η υψηλή τάση παράγεται μεταφέροντας ηλεκτρικά φορτία σε τρεχούμενους ιμάντες pellet σε ένα τερματικό υψηλής τάσης. Υπάρχουν δύο σωλήνες επιτάχυνσης από το έδαφος στο τερματικό και αντίστροφα. Μεταξύ των δύο επιταχύνσεων, η κατάσταση φόρτισης των ιόντων μετατρέπεται από αρνητική σε θετική στον ακροδέκτη τάσης. Τα αρνητικά ιόντα, τα οποία είναι άτομα ενωμένα με ένα άλλο ηλεκτρόνιο, παράγονται στην πηγή αρνητικών ιόντων. Τα αρνητικά ιόντα προεπιταχύνονται στην έξοδο της πηγής που οδηγεί στην είσοδο του σωλήνα επιτάχυνσης χαμηλής ενέργειας ,όπου επιταχύνονται προς τον θετικό ακροδέκτη υψηλής τάσης, μέχρι μια ενέργεια ίση με e·V. Φτάνοντας στον ακροδέκτη υψηλής τάσης, τα ιόντα περνούν από έναν απογυμνωτή ηλεκτρονίων (ένα φύλλο άνθρακα) για να φορτιστούν θετικά, λόγω της απώλειας πολλών ηλεκτρονίων. Τα πολύ φορτισμένα *n* θετικά ιόντα επιταχύνονται ξανά μέσω του σωλήνα επιταχυντή υψηλής ενέργειας προς την έξοδο, με συνολική κινητική ενέργεια ίση με **K**=e·V+ n·e·V=(n+1)·e·V [PA81,TAJ].



Σχήμα 2.4: Απεικόνιση ηλεκτροστατικού επιταχυντή Tandem όμοιου με αυτόν που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα [AS15].

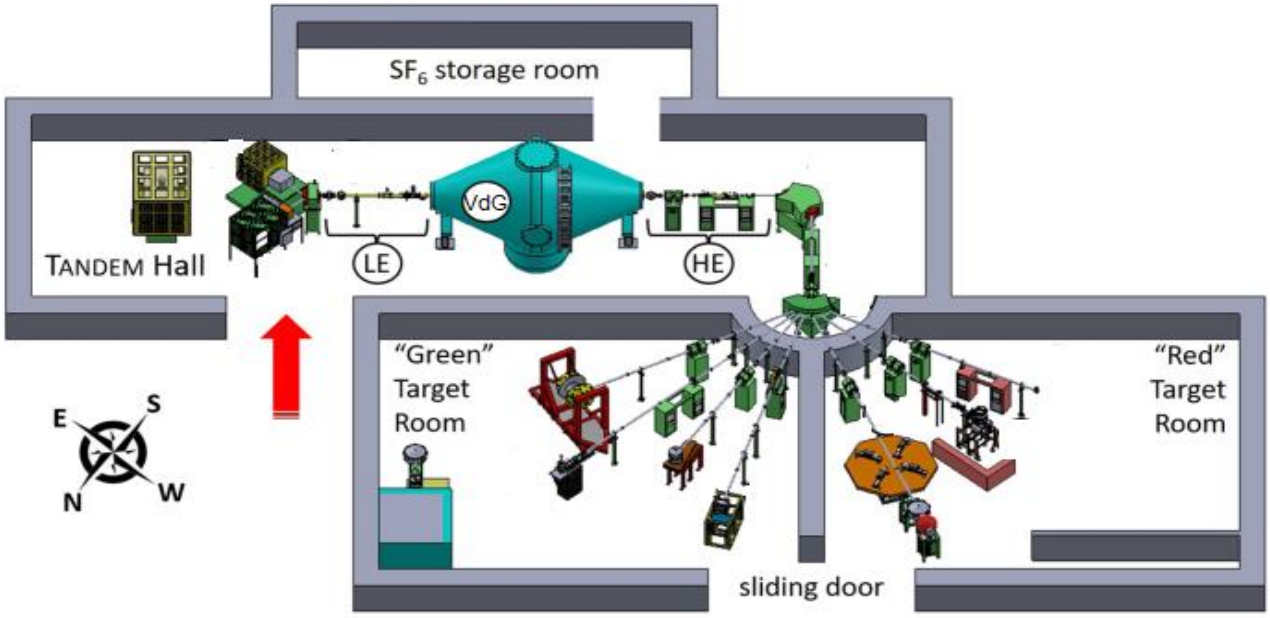
Στη συνέχεια, τα θετικά ιόντα διέρχονται από τον μαγνήτη ανάλυσης, ο οποίος στρέφει, μόνο τα ιόντα επιθυμητής ενέργειας, κατά 90˚. Η επίτευξη της επιλογής των ιόντων με τη θεμιτή ενέργεια επιτυγχάνεται με την κατάλληλη προσαρμογή του μαγνητικού πεδίου που επιβάλλεται στον μαγνήτη ανάλυσης.

Τέλος, η δέσμη των ιόντων περνάει από έναν ηλεκτρομαγνήτη που ονομάζεται μαγνήτης μεταγωγής και είναι αυτός που κατευθύνει τη δέσμη σε μια από τις πειραματικές γραμμές του εργαστηρίου ανάλογα με το πείραμα.

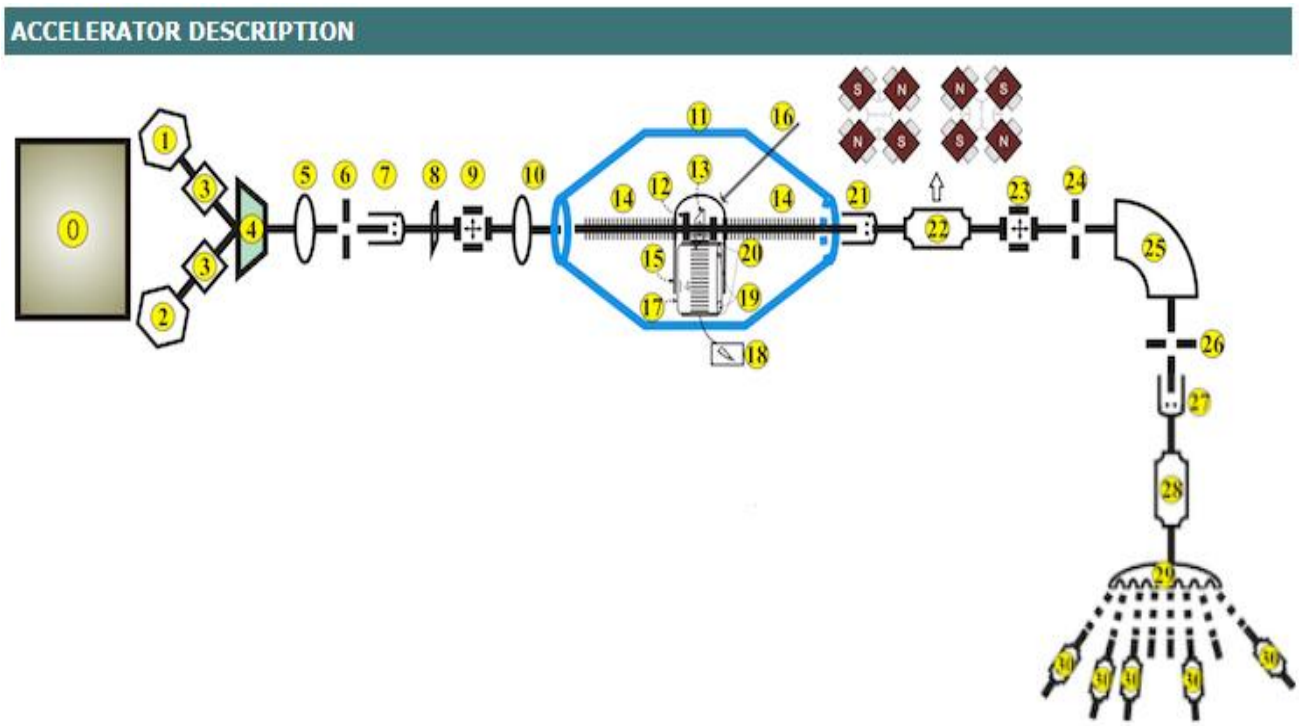


Σχήμα 2.5: Μέρος του συμπλέγματος του επιταχυντή Van der Graaf Tandem στο N.C.S.R. “Δημόκριτος” [TAD,ZE17].

Παρακάτω, στα *Σχήματα 2.6, 2.7*, φαίνονται δύο αναλυτικές απεικονίσεις του συμπλέγματος του επιταχυντή Van der Graaf Tandem στο N.C.S.R. “Δημόκριτος”, όπου πραγματοποιήθηκε το πείραμα της παρούσας εργασίας.



Σχήμα 2.6: Έγχρωμη απεικόνιση των εγκαταστάσεων του επιταχυντή Van der Graaf Tandem στο N.C.S.R. "Δημόκριτος" [SH21].



Σχήμα 2.7: Αναλυτικό σχέδιο του συμπλέγματος επιταχυντή του N.C.S.R. "Δημόκριτος" [TAL].

Πιο αναλυτικά, η διάταξη του επιταχυντή του N.C.S.R. "Δημόκριτος" χωρίζεται σε έξι κύρια μέρη:

<u>DuoPlasmatron Sputter</u>

0. Έλεγχοι πηγής και προεπιτάχυνσης (τροφοδοτικά, διάφορες ηλεκτρικές μονάδες).
1. Πηγή Sputter (Sputter Source).
2. Πηγή Duoplasmatron.
3. Φακός κουτιού ή box lens (τροφοδοτείται από κοινό τροφοδοτικό).
4. Μαγνήτης κλίσης.

<u>Το κομμάτι χαμηλής ενέργειας του επιταχυντή</u>

5. 1^{ος} φακός Einzel.
6. Σχισμές χαμηλής ενέργειας (Low energy slits).
7. Low energy cup.
8. Χαλαζίας (Quartz).
9. Κατευθυντήρες χαμηλής ενέργειας (4 ζευγάρια).
10. 2^{ος} φακός Einzel.

<u>Δεξαμενή επιταχυντή</u>

11. Δεξαμενή.
12. Κατευθυντήρας εντός της δεξαμενής (In-tank Steerer).
13. Φύλλο άνθρακα για απογύμνωση φορτίου.
14. Αντιστάσεις.
15. Κούφια μεταλλική σφαίρα.
16. Στεφάνη (Corona).
17. Ιμάντας.
18. Τροφοδοτικό φόρτισης ιμάντα.
19. Τροχαλίες.
20. Παραπετάσματα (Screens)

<u>Το κομμάτι υψηλής ενέργειας του επιταχυντή</u>

21. High Energy Cup.
22. Τετράπολα υψηλής ενέργειας (x2).
23. Κατευθυντήρες υψηλής ενέργειας (4 ζευγάρια).
24. Σχισμές υψηλής ενέργειας (High energy slits).

<u>Αναλυτής επιταχυντή & Μαγνήτες εναλλαγής</u>

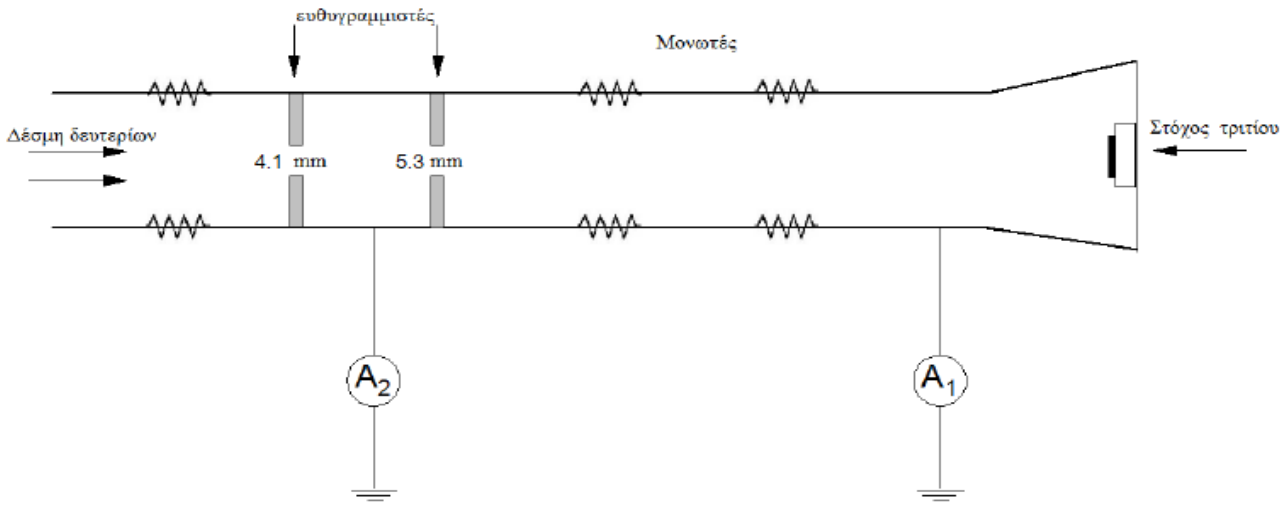
25. Μαγνήτης ανάλυσης (Analyzing Magnet)
26. Σχισμές αναλυτή (Analyzer Slits).

<u>Πειραματικές γραμμές δέσμης (Experimental beamlines)</u>

27. Analyzer Cup.
28. Τετράπολο Αναλυτή (x2) (Analyzer Quadrupole).
29. Μαγνήτης Μεταγωγής (Switching Magnet).
30. Τετράπολο γραμμής δέσμης (Beamleg Quadrupole).

2.1.2 <u>Πειραματική Γραμμή</u>

Η δέσμη, αφού περάσει από το μαγνήτη μεταγωγής, εισέρχεται στη πειραματική γραμμή, στην οποία υπάρχει ένα σύστημα εγκατεστημένο με σκοπό την ευθυγράμμιση και την παρακολούθηση της δέσμης. Μια σχηματική απεικόνιση του εσωτερικού της γραμμής φαίνεται στο *Σχήμα 2.8*.

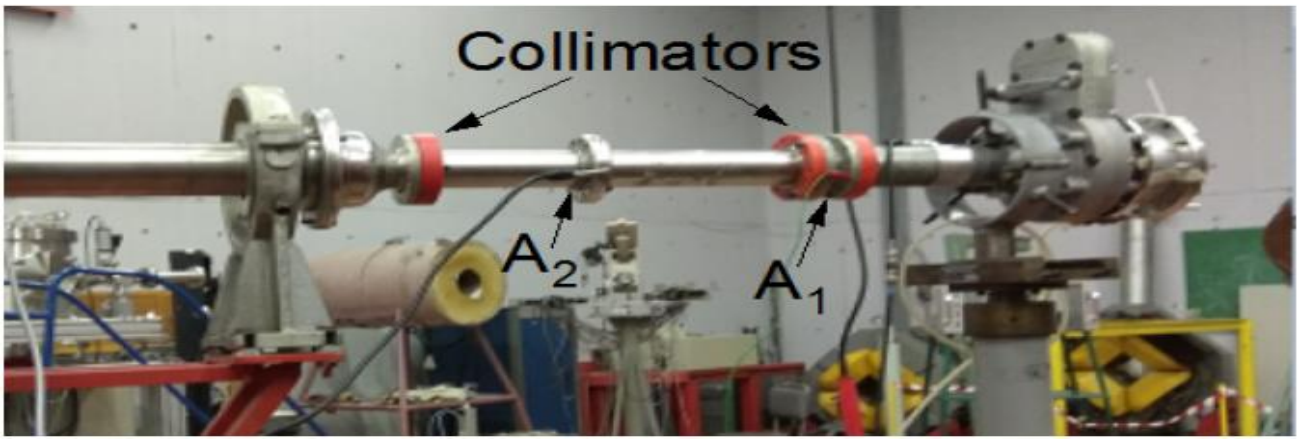


Σχήμα 2.8: Σχηματική απεικόνιση γραμμής ακτινοβόλησης [GG19].

Η δέσμη των δευτερίων εισέρχεται από τα αριστερά του επιταχυντή, όπως φαίνεται στο Σχ. 2.8.

- **<u>Ευθυγράμμιση δέσμης</u>**
  Για το σκοπό αυτό, στην πορεία της δέσμης τοποθετούνται δύο διαδοχικές οπές που ονομάζονται ευθυγραμμιστές (collimators), με διάμετρο του πρώτου στα 4.1 mm και του δεύτερου στα 5.3 mm. Οι ευθυγραμμιστές είναι κατασκευασμένοι από ταντάλιο, διότι το ταντάλιο έχει μεγάλο φράγμα Coulomb και η δέσμη των δευτερίων κάνει μόνο σκέδαση Rutherford κυρίως σε μικρές γωνίες. Έπειτα, τα δευτέρια που σκεδάζονται στον πρώτο ευθυγραμμιστή προς τα μπροστά κόβονται στον επόμενο ευθυγραμμιστή και έτσι επιτυγχάνεται το άνοιγμα της δέσμης να μη ξεπερνάει τα 4.1 mm.
- **<u>Παρακολούθηση δέσμης</u>**
  Για το σκοπό αυτό, χρησιμοποιούνται δύο αμπερόμετρα A_1 και A_2. Το A_1 ελέγχει το ρεύμα στο στόχο του τριτίου, ενώ το A_2 ελέγχει το ρεύμα στον πρώτο ευθυγραμμιστή. Εάν η μέτρηση του ρεύματος στον πρώτο ευθυγραμμιστή είναι μικρή και αυτή στο στόχο είναι μεγάλη, τότε η δέσμη δευτερίων είναι καλά εστιασμένη. Η συνολική ροή δευτερίων στο στόχο τριτίου μπορεί να υπολογιστεί μέσω του αμπερόμετρου A_1, το οποίο λειτουργεί και ως ολοκληρωτής φορτίου. Ο ολοκληρωτής φορτίου αποτελείται από ένα πρωτεύον αναλογικό κύκλωμα και ένα δευτερεύον ψηφιακό. Κάθε φορά που γεμίζει ο πυκνωτής του αναλογικού κυκλώματος καταμετράται ένας παλμός στο ψηφιακό κύκλωμα. Έτσι, ο αριθμός των δευτερίων στο στόχο του τριτίου προκύπτει από τη σχέση:

$$\text{Αριθμός δευτερίων στο στόχο} = \frac{\text{συνολικό φορτίο σε παλμούς}}{\text{φορτίο e}-} \quad (2.2)$$



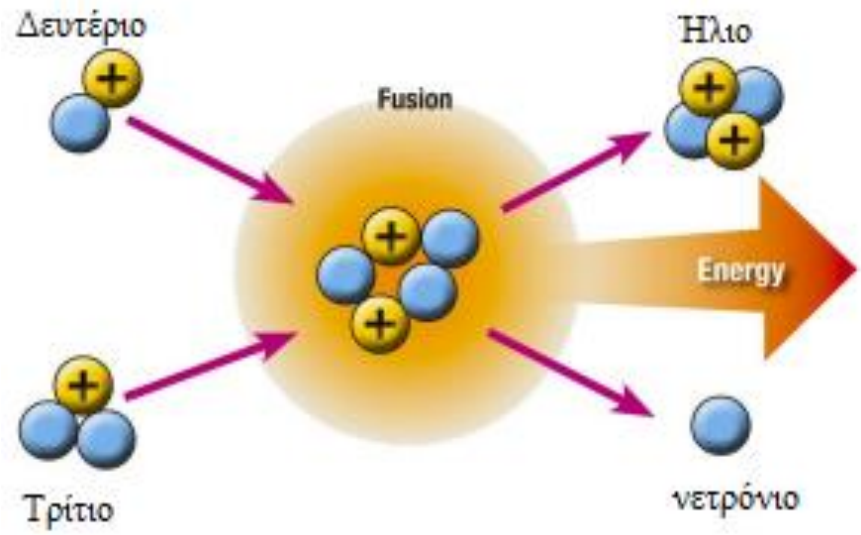
Σχήμα 2.9: Ευθυγραμμιστές (collimators).

2.1.3 Η αντίδραση $^3H(d,n)^4He$

Η αντίδραση $^3H(d,n)^4He$ χρησιμοποιείται συχνά για την παραγωγή νετρονίων υψηλής ενέργειας, λόγω της σχετικά υψηλής τιμής Q_{value} που ισούται με 17.589 MeV. Αυτή είναι επίσης η κύρια αντίδραση που χρησιμοποιείται για την παραγωγή δέσμης νετρονίων σε συσκευές μικρής κλίμακας, ως «γεννήτριες νετρονίων». Δεδομένου ότι μια μικρή επιτάχυνση της δέσμης δευτερίων (~keV) μπορεί να είναι αρκετή για να φτάσει στην περιοχή συντονισμού στα 107 keV, η οποία επιτρέπει την παραγωγή δέσμης νετρονίων υψηλής έντασης σε ενέργειες ~14,5 MeV [IAE87, PR02].

Κατά τη διάρκεια της αντίδρασης αυτής ένας πυρήνας δευτερίου αλληλεπιδρά με έναν πυρήνα τριτίου παράγοντας έναν πυρήνα ηλίου και ένα νετρόνιο, , όπως φαίνεται στο *Σχήμα 2.10*.

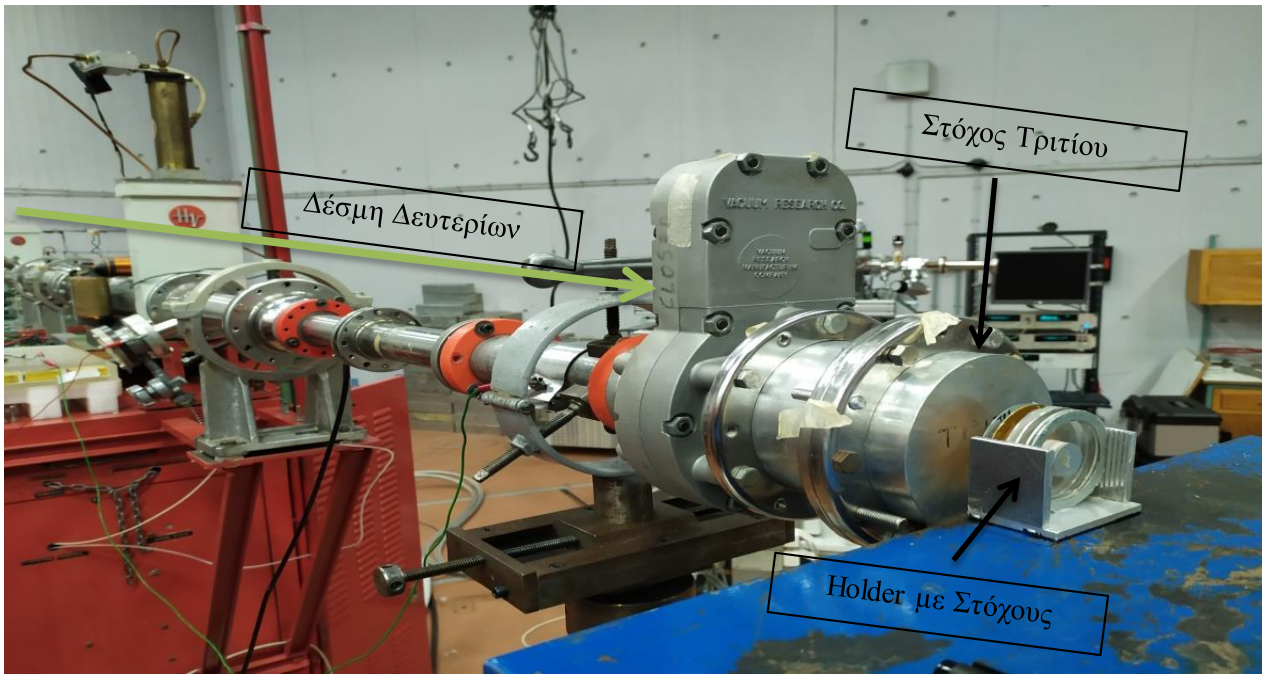
$$^2_1H_1 + ^3_1H_2 \rightarrow ^4_2He_2 + ^1_0n_1 + 17.6\,MeV$$



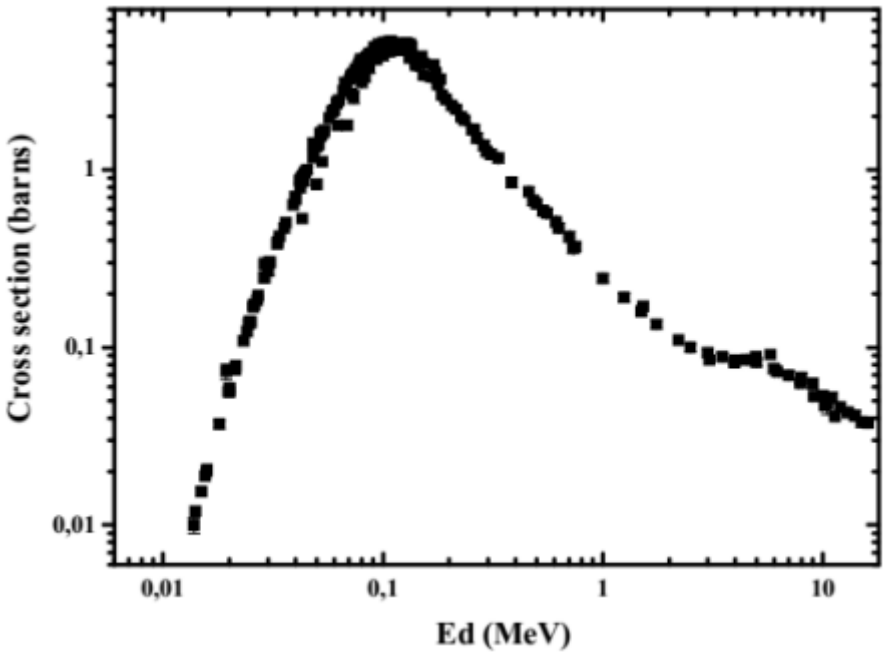
Σχήμα 2.10: Σχηματική απεικόνιση της αντίδρασης D-T.

Η δέσμη δευτερίου κατευθύνεται μέσω μιας γραμμής μετάδοσης (*βλ. Σχ. 2.11*) η οποία διατηρείται σε υψηλό κενό ($3.9 \cdot 10^{-7}$ *Torr*), προς έναν στόχο στερεού τριτίου CuTiT.

Όπως φαίνεται στο *Σχήμα 2.12*, η ενεργός διατομή της αντίδρασης D-T έχει μέγιστο στα 107 keV και για μεγαλύτερες ενέργειες δευτερίων, δηλαδή στην ενεργειακή περιοχή που επιταχύνθηκε η δέσμη του συγκεκριμένου πειράματος (3.45 MeV), φθίνει. Όμως, στην συγκεκριμένη ενεργειακή περιοχή (3.45 MeV), για μικρότερες ενέργειες δευτερίων, που εξέρχονται από τον επιταχυντή, είναι ασθενέστερη η ένταση της δέσμης δευτερίων. Έτσι, μπροστά από τον στόχο τριτίου τοποθετήθηκαν δύο φύλλα Mo πάχους 5μm για επιβράδυνση της δέσμης δευτερίων προς τις χαμηλότερες ενέργειες, όπου η ενεργός διατομή της αντίδρασης D-T είναι μεγαλύτερη, χωρίς να ελλατωθεί η ένταση της δέσμης. Επιπλέον, πρέπει να αναφερθεί ότι, η απόδοση διέλευσης του επιταχυντή 5,5 MV Tandem Van der Graff «Δημόκριτος» μειώνεται για ενέργειες μικρότερες από ~2 MeV και αυτός είναι ένας επιπλέον λόγος για τη λειτουργία του επιταχυντή σε υψηλότερη τάση ακροδεκτών, στην περίπτωσή μας σε 1.72 MV [ZE17].

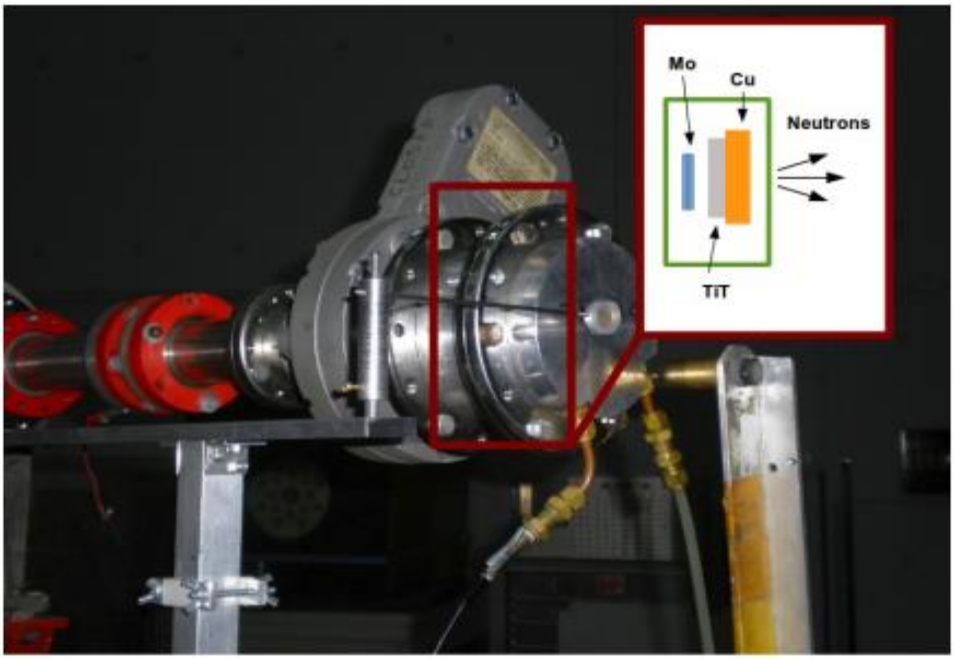


Σχήμα 2.11: Γραμμή μετάδοσης δέσμης δευτερίου και βάση (holder) με τα δείγματα προς ακτινοβόληση.



Σχήμα 2.12: Ενεργός διατομή της αντίδρασης D-T συναρτήσει της ενέργειας των δευτερίων [AK11].

Ο στόχος τριτίου αποτελείται από ένα φύλλο χαλκού Cu, διαμέτρου 28,5 mm και πάχους 1 mm, πάνω από το οποίο εναποτίθεται ένα παχύ στρώμα τιτανίου Ti, διαμέτρου 25,4 mm. Μέσα στο τιτάνιο βρίσκεται απορροφημένο το τρίτιο με αναλογία πυρήνων T/Ti=1,543. Η ενεργότητα του Τριτίου είναι 373 GBq (Σχήμα 2.13).

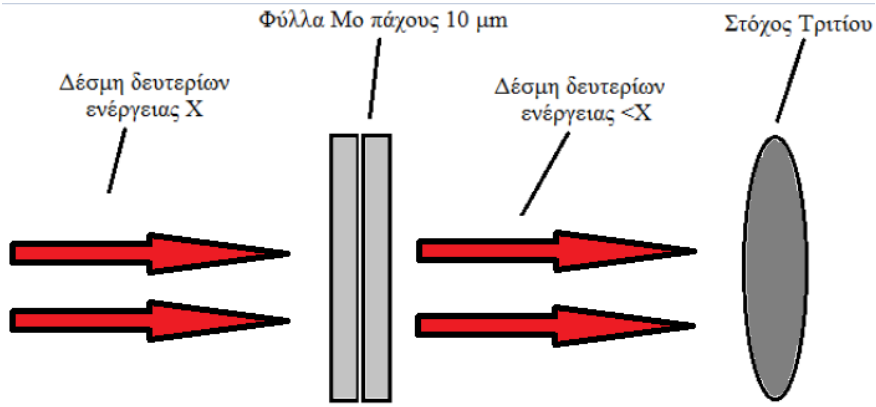


Σχήμα 2.13: Απεικόνιση του στόχου τριτίου στο τέλος της πειραματικής γραμμής [ZE17].

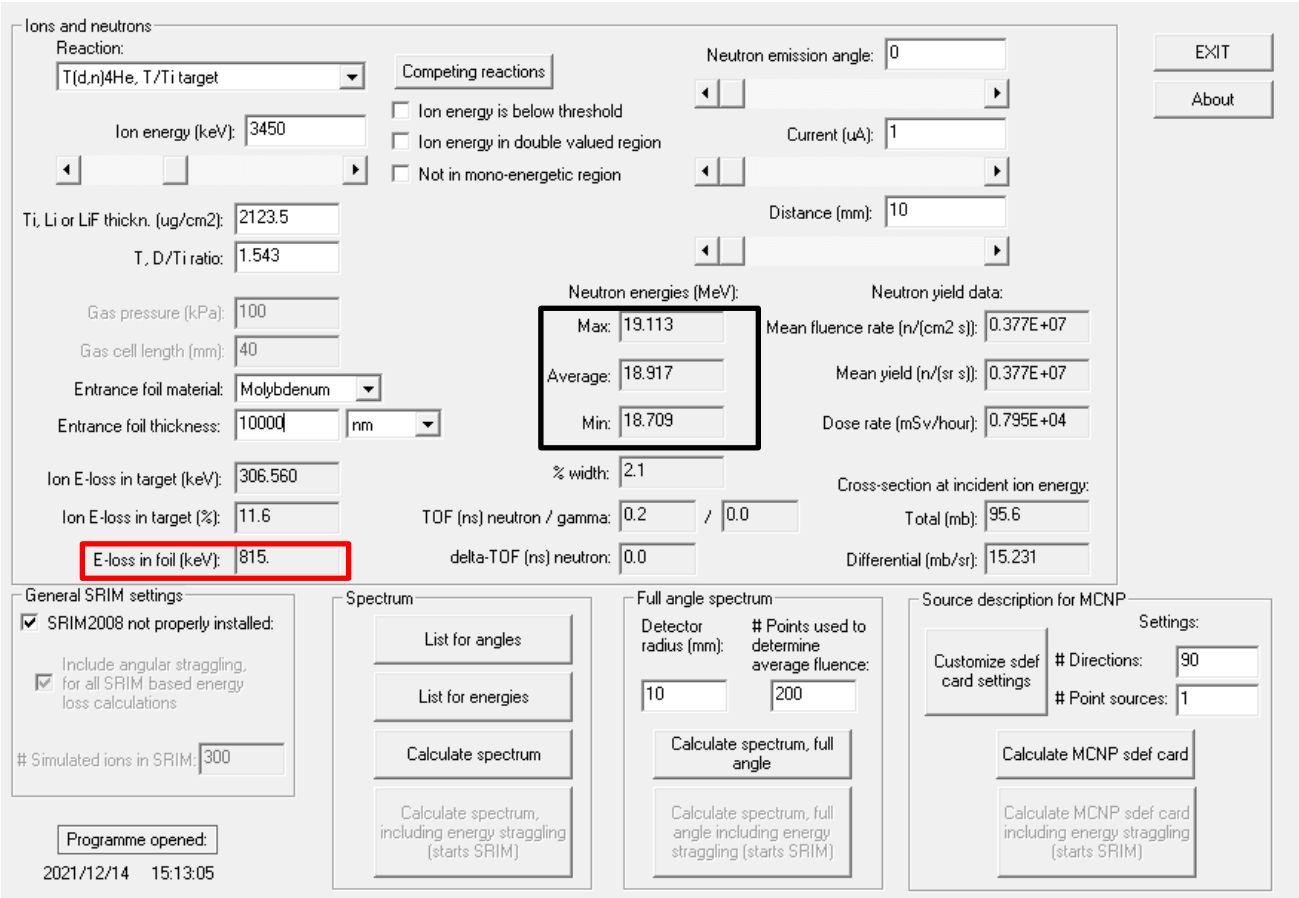
Οι δέσμες νετρονίων που παράγονται από την αντίδραση του $^{3}H(d,n)^{4}He$, είναι μονοενεργειακές μέχρι την ενέργεια των δευτερίων στα 3,7 *MeV*, που αντιστοιχούν σε νετρόνια ενέργειας ~21 *MeV*. Στις υψηλότερες ενέργειες δευτερίου κυριαρχούν οι αντιδράσεις διάλυσης του δευτερίου καθώς και η κατάληψη διεγερμένων καταστάσεων στον υπολειπόμενο πυρήνα. Επομένως, η παραγωγή δέσμης νετρονίων για Ed >3,7 *MeV* δεν είναι μονοενεργειακή,αλλά έχει παρασιτικά νετρόνια [IAE87]. Υπάρχουν βέβαια λίγα παρασιτικά νετρόνια (2-3 τάξεις μεγέθους λιγότερα από την κύρια δέσμη νετρονίων) που κυρίως οφείλονται σε αντιδράσεις της δέσμης δευτερίων με τα υλικά της γραμμής παραγωγής νετρονίων [VM21]. Γενικά, η αντίδραση αυτή έχει πολλά πλεονεκτήματα και προτιμάται ευρέως για την παραγωγή εντατικής δέσμης νετρονίων, μέχρι τα 20 *MeV*.

2.1.4 <u>Δέσμη Δευτερίων</u>

Η δέσμη των *δευτερίων* που εισήλθε από τον επιταχυντή στην πειραματική μας γραμμή επιταχύνθηκε αποκτώντας ενέργεια **3.45 MeV**. Όπως προαναφέρθηκε στην υποενότητα 2.1.3, για να αυξήσουμε λίγο την ενεργό διατομή της αντίδρασης D-T χωρίς να μειωθεί πολύ η ένταση της δέσμης, τοποθετήθηκαν δύο φύλλα Mo πάχους 5μm το καθένα, όπως φαίνεται στο *Σχ. 2.14*. Έπειτα υπολογίστηκε η ενέργεια της εξερχόμενης δέσμης των δευτερίων από τα φύλλα μολυβδενίου με τη χρήση του προγράμματος NeuSDesc [ND09], καθώς και η ενέργεια των παραγόμενων νετρονίων με το σφάλμα της (*βλ. Σχήμα 2.15*) .



Σχήμα 2.14: Σχηματική απεικόνιση της πορείας της δέσμης δευτερίων.



Σχήμα 2.15: Αποτελέσματα προγράμματος NeuSDesc για την ενέργεια των δευτερίων εξερχόμενα από τα φύλλα Mo και την ενέργεια των νετρονίων παραγόμενα από την αντίδραση D-T [ND09].

Από τα αποτελέσματα του προγράμματος NeuSDesc (βλ. Σχ 2.15) βρέθηκε η απώλεια της ενέργειας των δευτερίων μέσα στα φύλλα Mo, στο κόκκινο κουτί, να είναι 815 keV. Οπότε η *εξερχόμενη δέσμη* είχε ενέργεια *2.64 MeV*, που αντιστοιχεί σε *ενέργεια νετρονίων 18.9 ± 0.2 MeV* (μαύρο κουτί).

Συνοψίζοντας, τα δευτέρια ενέργειας 3.45 MeV αφού πρώτα περάσουν από τα φύλλα του Mo προσπίπτουν στον στόχο του τριτίου, με ενέργεια 2.64 MeV, ο οποίος βρίσκεται ουσιαστικά σε επαφή με το Mo. Έτσι, η διεύρυνση της διατομής της δέσμης δευτερίων πάνω στο τρίτιο, λόγω του Mo, είναι της τάξης των μm κι επομένως, αμελητέα, με αποτέλεσμα η δέσμη να μπορεί να θεωρηθεί ισοτροπική. Τέλος, προσκρούοντας τα δευτέρια στο στόχο Τριτίου, παράγονται νετρόνια ενέργειας 18.9 ± 0.2 MeV.

Επίπλέον, σύμφωνα με τα δεδομένα, της βάσης δεδομένων της ENDF, για τη διαφορική ενεργό διατομή , η εκπομπή νετρονίων είναι σχεδόν ισοτροπική, ιδιαίτερα σε γωνιακή απόκλιση ±23,5°, γύρω από τη διεύθυνση της δέσμης των δευτερίων ενέργειας 2.64 MeV. Επομένως, η μικρή απόσταση της διάταξης των στόχων με το στόχο του τριτίου (περίπου 1.5 cm), είναι αρκετή ώστε να αποτρέψει την ανομοιογένεια στην ένταση της **δέσμης των νετρονίων** που προκύπτουν από την αντίδραση, η οποία μπορεί να θεωρηθεί **μονοενεργειακή**.

2.2 Περιγραφή , τοποθέτηση και ακτινοβόληση των στόχων

Για την σωστή διεξαγωγή του πειράματος, οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν πρώτα ζυγίστηκαν σε ζυγαριά ακριβείας, ύστερα μετρήθηκαν οι διαστάσεις τους με ψηφιακό όργανο ακριβείας, τοποθετήθηκαν σε ειδική βάση (holder) με συγκεκριμένη σειρά και, τέλος, εναποτέθηκαν μπροστά από το στόχο τριτίου για ακτινοβόληση.

2.2.1 Περιγραφή στόχων

Για τη μέτρηση της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{203}**Tl(n,2n)**^{202}**Tl** χρησιμοποιήσαμε παστίλια (pellet) ***TlCl*** , η οποία μετατράπηκε από σκόνη σε παστίλια, μέσω προσθήκης σελουλόζης $C_6H_{10}O_5$ συγκεκριμένης μάζας και συμπίεσης του μίγματος με υδραυλική πρέσα ώστε να στερεοποιηθεί σε μορφή παστίλιας.

Στην ίδια ακτινοβόληση μετρήθηκαν οι ενεργές διατομές και σε στόχους Hf , ^{72}Ge και ^{74}Ge , οι οποίοι αποτελούν αντικείμενα μελέτης παράλληλων πειραμάτων. Επίσης, ο προσδιορισμός της έντασης της δέσμης νετρονίων είναι πρωταρχικής σημασίας και στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκαν τέσσερις στόχοι αναφοράς, τρεις στόχοι αλουμινίου (^{27}Al) και ένας στόχος χρυσού (^{197}Au), με δύο διαφορετικές αντιδράσεις αναφοράς:

- ^{27}Al(n,α)^{24}Na
- ^{197}Au(n,2n)^{196}Au

Πριν από την έναρξη των ακτινοβολιών, όλα τα δείγματα (*foils*) καθαρίστηκαν προσεκτικά για να αφαιρεθούν τυχόν ακαθαρσίες από την επιφάνειά τους. Στη συνέχεια μετρήθηκαν οι *μάζες* και οι *διαστάσεις* των στόχων αναφοράς και των στόχων προς μελέτη του κάθε πειράματος, με *ζυγαριά ακριβείας* και *παχύμετρο* αντίστοιχα. Ο *Πίνακας 2.1* συνοψίζει αυτές τις πληροφορίες.

Χαρακτηριστικά στόχων					
Στόχοι	d(mm)	t(mm)	m(g)	V(cm^3)	Πυκνότητα(gr/cm^3)
Au-11	13.35	0.27	0.6784	0.0378	17.947
Tl-1	13	2.03	1.0177*	0.269	3.778*
Hf-4	14.08	0.52	0.9617	0.081	11.873
Al-c	14.29	0.53	0.2217	0.085	2.608

Πίνακας 2.1: Χαρακτηριστικά κάθε στόχου για την ακτινοβόληση των 18.9 MeV.

Να σημειωθεί ότι η μάζα του Tl-1 που φαίνεται στον παραπάνω πίνακα δεν είναι η μάζα του χαπιού TlCl ($M_{χάπι}$ = 1.2569 gr) που μετρήσαμε με τη ζυγαριά ακριβείας, αλλά η καθαρή μάζα του* *^{nat}Tl*** *που περιέχει η συμπιεσμένη σκόνη TlCl του δείγματος. Για την κατασκευή του στόχου χρησιμοποιήθηκε σελουλόζη, έτσι για τον υπολογισμό του καθαρού βάρους του ^{nat}Tl που περιέχει το χάπι TlCl πραγματοποιήθηκαν οι παρακάτω διορθώσεις:*

- Πρώτα υπολογίζουμε το βάρος του χαπιού TlCl χωρίς σελουλόζη:

$$\mathrm{M_{TlCl}} = M_{χάπι} \cdot \left(\frac{M_{σκόνη\ TlCl}}{M_{σκόνη\ TlCl}+M_{σελουλόζη}}\right) , \qquad (2.3)$$

$με\ \ M_{σκόνη\ TlCl} = 1.2279\ gr\ και\ \ M_{σελουλόζη} = 0.0645\ gr$

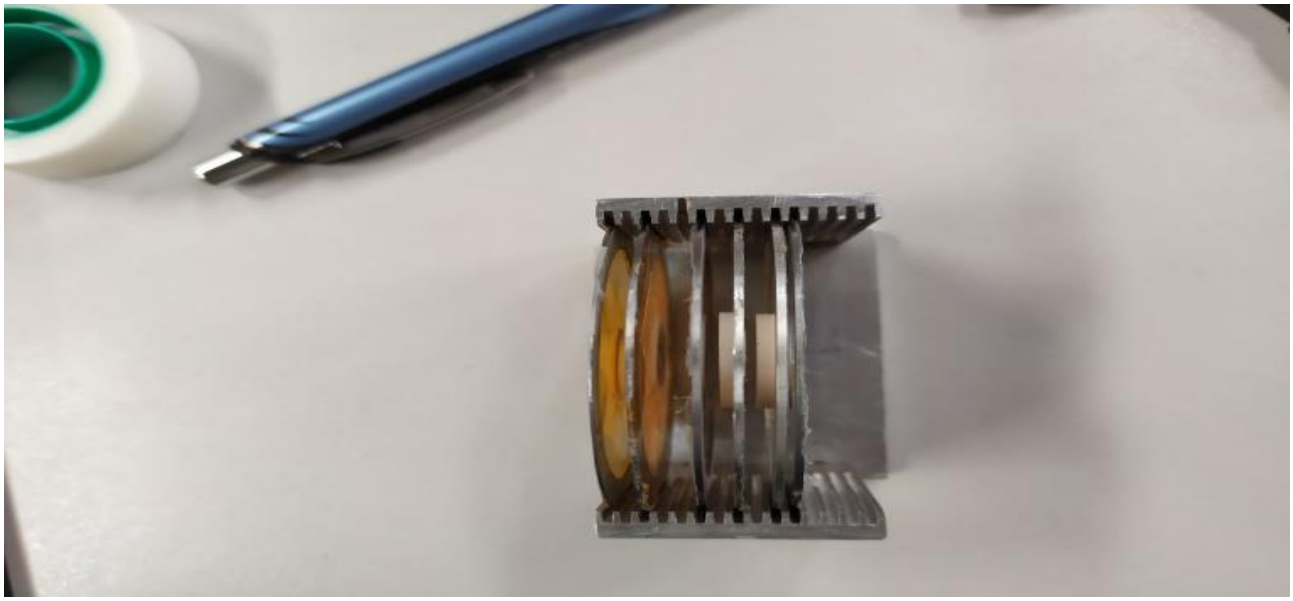
- Ύστερα βρίσκουμε το καθαρό βάρος του ^{nat}Tl , από τον τύπο:

$$\mathrm{M}_{Tl_{nat}} = \mathrm{M_{TlCl}} \cdot \left(\frac{\mathrm{A_r^{Tl}}}{\mathrm{A_r^{Cl}}+A_r^{Tl}}\right) \qquad (2.4)$$

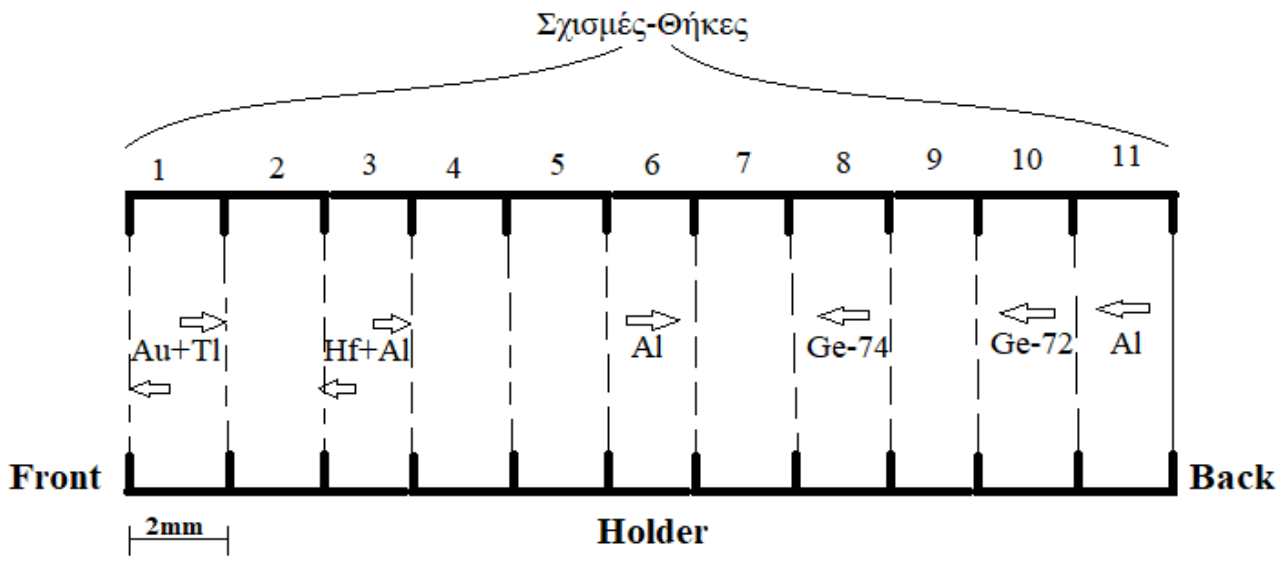
όπου A_r^{Cl}: *Η σχετική ατομική μάζα του χλωρίου*
A_r^{Tl}: *Η σχετική ατομική μάζα του θαλλίου*

2.2.2 <u>Τοποθέτηση στόχων</u>

Έπειτα, οι παραπάνω στόχοι τοποθετήθηκαν σε ειδική βάση (holder), με σειρά από μπρόστα προς τα πίσω, Au, Tl, Hf, Al, Al, Ge-74, Ge-72, Al, όπως φαίνεται και στα *Σχήματα 2.16, 2.17*.

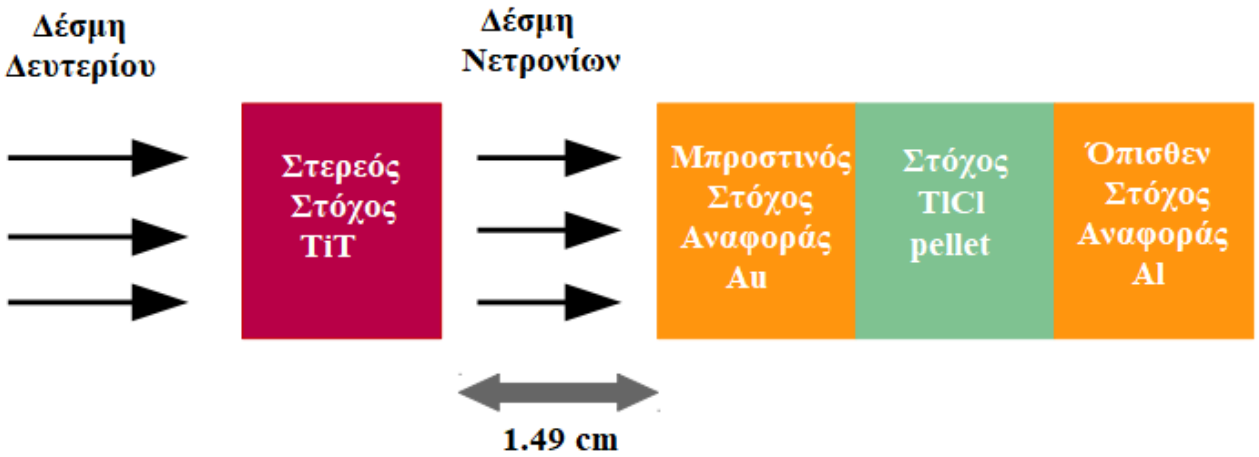


Σχήμα 2.16: Βάση (holder) με δείγματα-στόχους σε σειρά,από αριστερά προς τα δεξιά, Au, Tl, Hf, Al, Al, Ge-74, Ge-72, Al.



Σχήμα 2.17: Σχηματική απεικόνιση πανοραμικής άποψης του holder, 11 σχισμών-θηκών πλάτους 2mm. Τα βελάκια υποδεικνύουν την πλευρά της δισκικής βάσης, όπου τοποθετήθηκαν οι στόχοι.

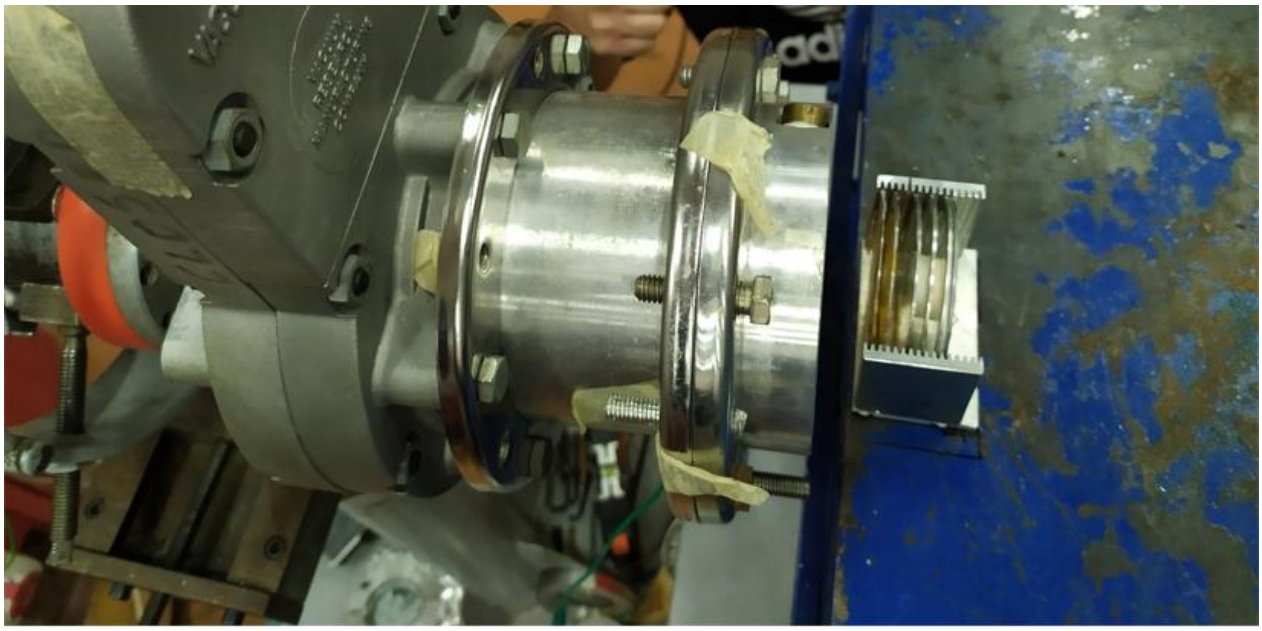
Για την εφαρμογή της μεθόδου ενεργοποίησης, οι στόχοι αναφοράς τοποθετήθηκαν δεξιά και αριστερά από τους στόχους προς μελέτη, εφαρμόζοντας την τεχνική "sandwich" (*Σχήμα 2.18*).



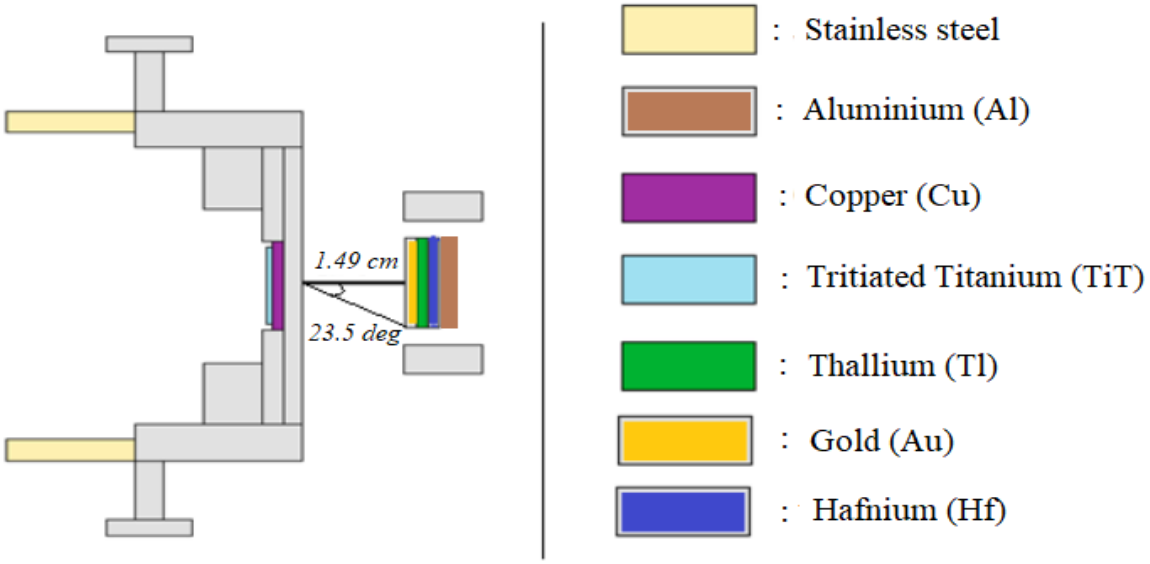
Σχήμα 2.18: Σχήμα διάταξης ακτινοβόλησης που απεικονίζει την τεχνική "sandwich".

2.2.3 <u>Ακτινοβόληση</u>

Στη συνέχεια, η βάση με τους στόχους τοποθετήθηκε σε απόσταση *1.49 cm* από τη φλάντζα του στόχου Τριτίου (*βλ. Σχ. 2.19,2.20*), απόσταση στην οποία η γωνιακή απόκλιση είναι *±23,5˚*, καθιστώντας, έτσι, την παραγόμενη δέσμη νετρονίων *ισοτροπική και μονοενεργειακή*.



Σχήμα 2.19: Φλάντζα στόχου TiT σε απόσταση 1.49 cm από την βάση με τα δείγματα-στόχους.

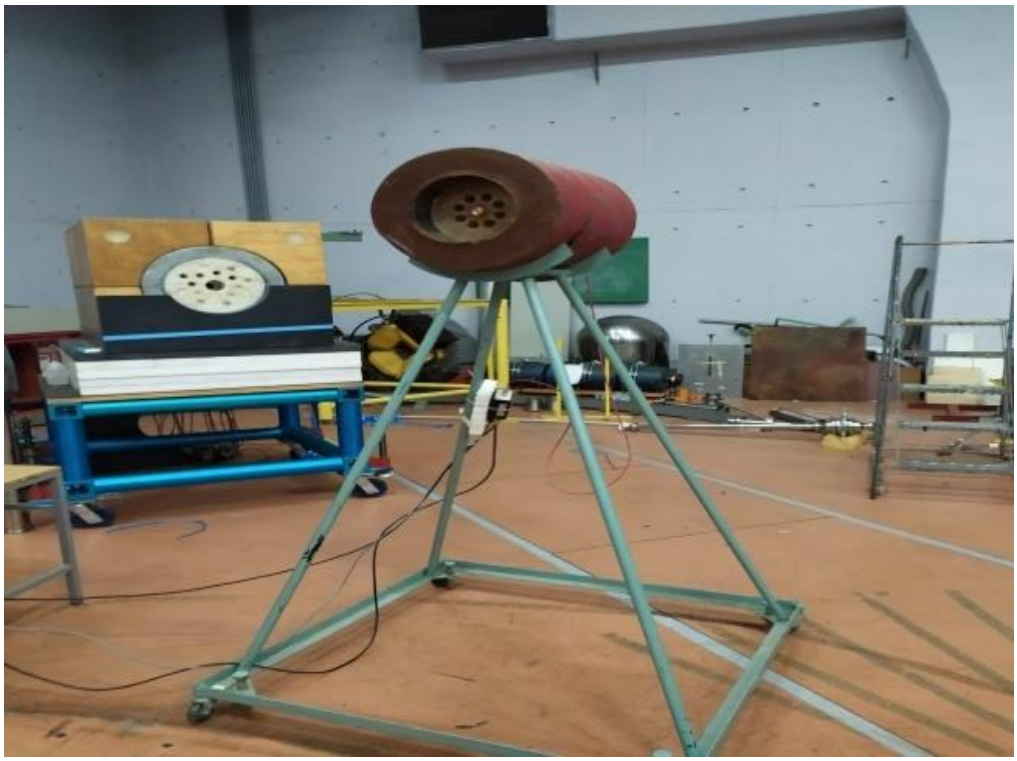


Σχήμα 2.20 : Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης των στόχων κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης.

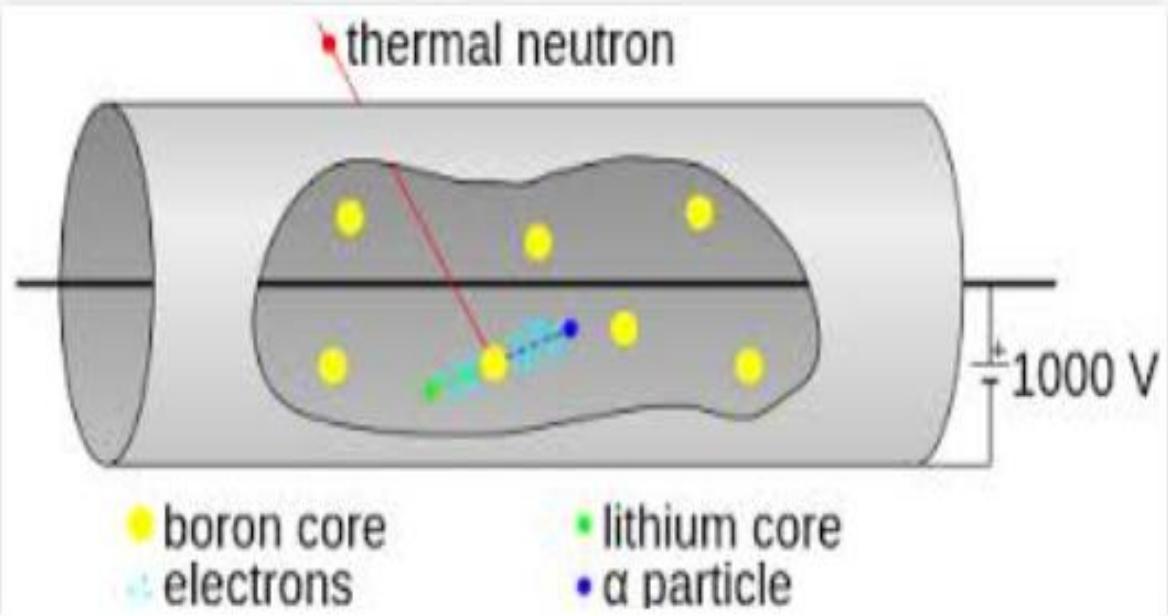
Η ακτινοβόληση πραγματοποιήθηκε με ενέργεια *δευτερίων 2.64 MeV*, που αντιστοιχεί σε ενέργεια *νετρονίων 18.9 MeV*. Επειδή, η ενεργός διατομή της αντίδρασης D-T, για την ενέργεια δευτερίων που χρησιμοποιήσαμε, είναι μικρή, είχαμε σχετικά χαμήλη νετρονική ροή για αυτό έπρεπε να έχουμε όσο το δυνατόν μεγαλύτερο χρόνο ακτινοβόλησης με σκοπό την αύξηση της συνολικής ροής. Έτσι τα δείγματα ακτινοβολήθηκαν για περίπου **28 ώρες**.

2.3 Ανίχνευση Ροής Νετρονίων

Κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης χρησιμοποιήθηκε μετρητής νετρονίων BF_3, σε απόσταση 3 m από το στόχο, ώστε να καταγράφονται οι διακυμάνσεις της δέσμης νετρονίων (βλ. *Σχ. 2.21*). Οι διακυμάνσεις της έντασης της δέσμης νετρονίων ελήφθησαν υπόψη για τον ακριβή προσδιορισμό του συντελεστή διόρθωσης f_c που αντιστοιχεί στη διαδικασία αποδιέγερσης του παραγόμενου πυρήνα κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησησης. Λόγω του γεγονότος ότι τα νετρόνια είναι ουδέτερα, η ανίχνευσή τους γίνεται με έναν έμμεσο τρόπο, ανιχνεύοντας τα προϊόντα των αλληλεπιδράσεων στις οποίες συμμετέχουν, όπως περιγράφεται παρακάτω για τον BF_3.



Σχήμα 2.21: Ανιχνευτής BF_3.



Σχήμα 2.22: Σχηματική αναπαράσταση της αντίδρασης $^{10}B(n,a)^{7}Li$ μέσα στον ανιχνευτή BF3 [BF3].

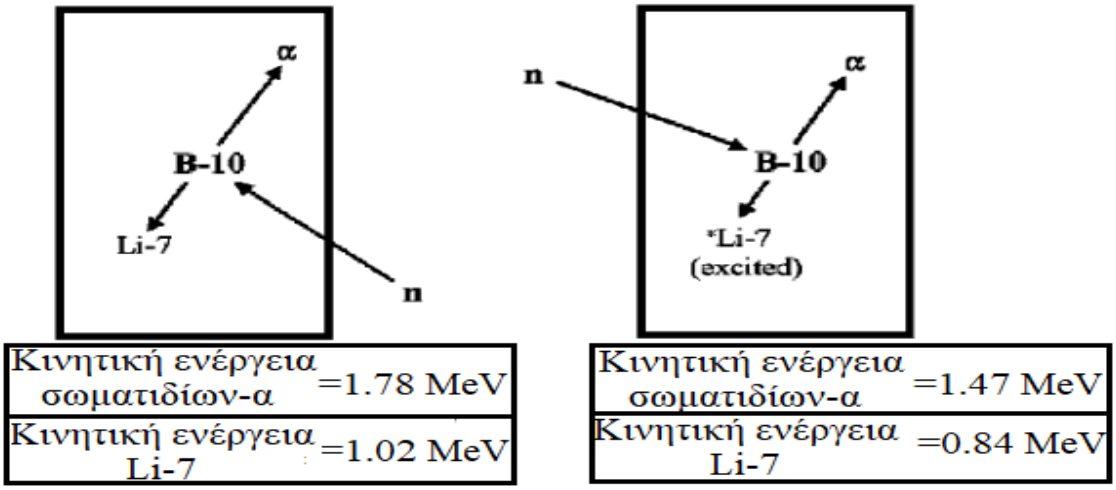
Ένας τυπικός ανιχνευτής BF_3 αποτελείται από έναν κυλινδρικό σωλήνα αλουμινίου (ορείχαλκος ή χαλκός) γεμάτος με αέριο BF_3 σε πίεση 0,5 έως 1,0 ατμόσφαιρες. Το αέριο τριφθοριούχο βόριο υφίσταται αλληλεπίδραση (n,α) με θερμικά νετρόνια. Πιο συγκεκριμένα, η αντίδραση ${}^{10}_{5}\mathrm{B}(n,\alpha){}^{7}_{3}\mathrm{Li}$ είναι ίσως η πιο χρήσιμη αντίδραση για την ανίχνευση θερμικών νετρονίων λόγω των εξής παραγόντων :

1. Η ενεργός διατομή της αντίδρασης είναι μεγάλη.
2. Η ενεργειακή εξάρτηση της ενεργού διατομής είναι τύπου 1/υ (αντιστρόφως ανάλογη της ταχύτητας)
3. Το ${}^{10}_{5}\mathrm{B}$ όντας συστατικό της αέριας ένωσης BF_3, την καθιστά πολύ χρήσιμη ως αέριο ενός αναλογικού ανιχνευτή αερίου.

		Q-value
${}^{10}_{5}\mathrm{B} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow$	${}^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{4}_{2}\alpha$	2.792 MeV (ground state)
	${}^{7}_{3}\mathrm{Li}^{*} + {}^{4}_{2}\alpha$	2.310 MeV (excited state)

Σχήμα 2.23: Θεμελιώδες και διεγερμένο κανάλι εξόδου της αλληλεπίδρασης ${}^{10}\mathrm{B}(n,\alpha){}^{7}\mathrm{Li}$ [ZE17].

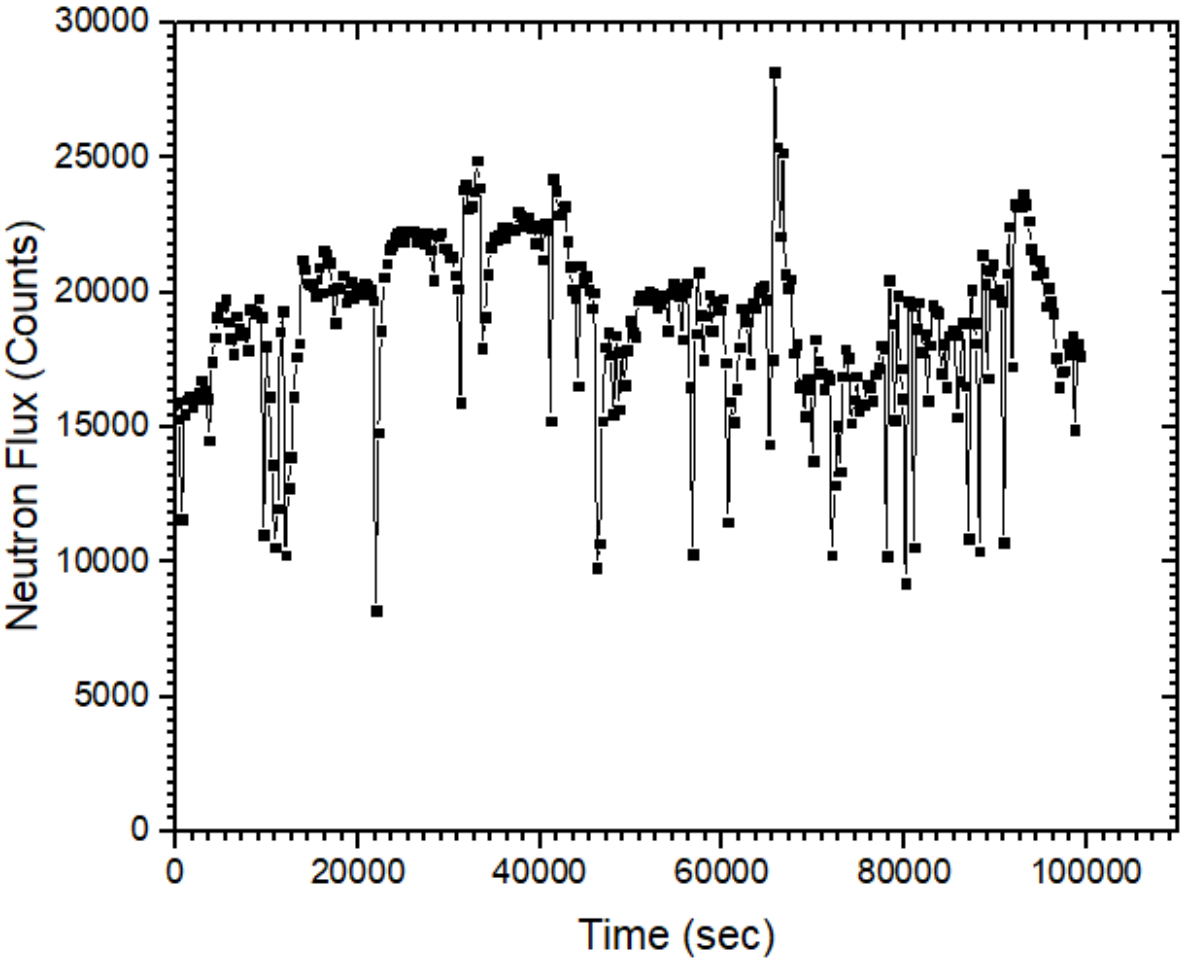
Όταν τα νετρόνια αλληλεπιδρούν με το ${}^{10}\mathrm{B}$ του ανιχνευτή, τα παραγόμενα ${}^{7}\mathrm{Li}$ και ${}^{4}\mathrm{He}$ ανιχνεύονται καθώς χάνουν ενέργεια στο αέριο. Αυτή η αντίδραση έχει ιδιαίτερα υψηλή ενεργό διατομή για τα θερμικά νετρόνια (~0,025 eV), πράγμα που σημαίνει ότι ο ανιχνευτής έχει πολύ υψηλή απόδοση σε χαμηλές ενέργειες νετρονίων. Αντίθετα, για υψηλές ενέργειες νετρονίων, η απόδοση μειώνεται αντίστροφα με την ταχύτητα των νετρονίων. Για το σκοπό αυτό, ο μετρητής BF_3 τοποθετείται στο κέντρο ενός βαρελιού παραφίνης που είναι υλικό πολύ πλούσιο σε υδρογόνο. Τα νετρόνια διασκορπίζονται στους ελαφρούς πυρήνες της παραφίνης χάνοντας μεγάλο μέρος της αρχικής τους ενέργειας σε κάθε κρούση. Με αυτόν τον τρόπο η αρχική ενέργεια του προσπίπτοντος νετρονίου μειώνεται δραστικά ή ακόμη και θερμοποιείται.



Σχήμα 2.24: Το σωματίδιο άλφα και ο πυρήνας ${}^{7}\mathrm{Li}$ δημιουργούν πρωτεύοντα ζεύγη ιόντων με διαφορετικές κινητικές ενέργειες ανάλογα με το αν το ${}^{7}\mathrm{Li}$ βρίσκεται σε διεγερμένη ή θεμελιώδη κατάσταση.

Όταν ένα (θερμικό) νετρόνιο αντιδρά με το συστατικό ^{10}B του αερίου, παράγονται ένα σωματίδιο άλφα και ένας ανακρουόμενος πυρήνας ^{7}Li, που ταξιδεύουν προς αντίθετες κατευθύνσεις (*βλ. Σχ. 2.22, 2.24*). Η κίνηση του σωματιδίου άλφα και του πυρήνα ^{7}Li δημιουργούν πρωτεύοντα ζεύγη ιόντων στο αέριο. Το μέγεθος του προκύπτοντος παλμού εξαρτάται από το αν ο πυρήνας του λιθίου έμεινε στη θεμελιώδη κατάσταση ή σε διεγερμένη κατάσταση. Όταν ο πυρήνας του λιθίου αφήνεται στη θεμελιώδη κατάσταση (περίπου 6% του χρόνου), ο παλμός είναι μεγαλύτερος από ό,τι αν ο πυρήνας είχε αφεθεί σε διεγερμένη κατάσταση (περίπου 94% του χρόνου) επειδή το σωματίδιο άλφα και ο πυρήνας ^{7}Li έχουν περισσότερα κινητική ενέργεια (2.792 MeV έναντι 2.310 MeV), με την οποία δημιουργούνται ζεύγη ιόντων [GK00].

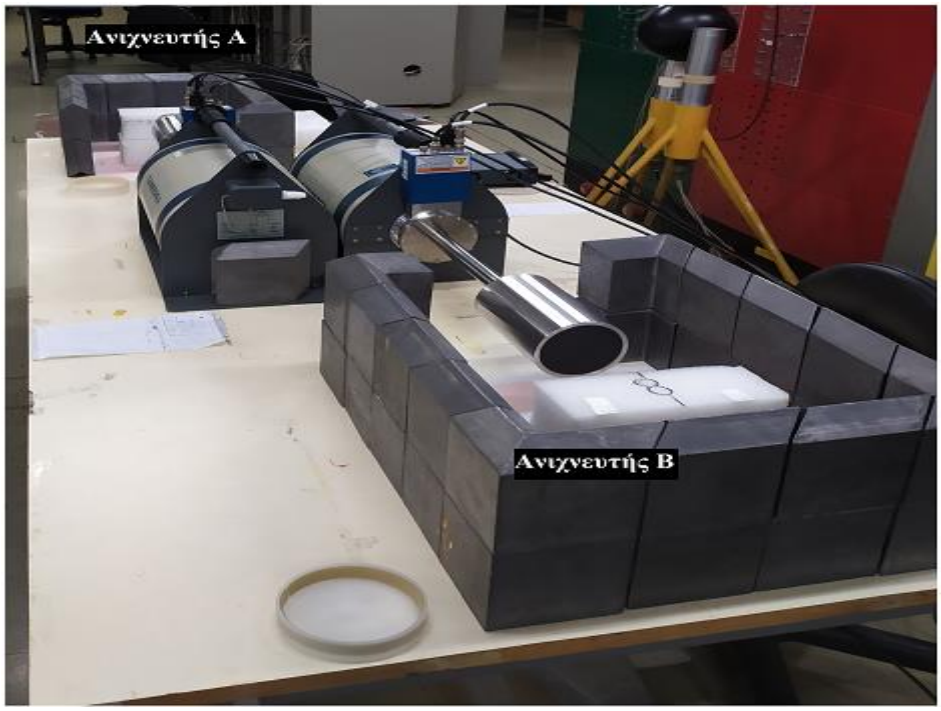
Παρακάτω, στο *Σχήμα 2.25*, φαίνονται οι διακυμάνσεις της δέσμης νετρονίων για την ακτινοβόληση στα 18.9 MeV, όπως καταγράφονται από τον μετρητή BF_3.



Σχήμα 2.25: Φάσμα ροής νετρονίων κατά τη διάρκεια ακτινοβόλησης για E_n=18.9 MeV.

2.4 Ανίχνευση Ακτίνων-γ

Με το πέρας της ακτινοβόλησης και ύστερα από αναμονή 15 λεπτών, τα δείγματα τοποθετήθηκαν μπροστά από τρεις ανιχνευτές υπερκαθαρού γερμανίου HPGe, ώστε να προσδιοριστεί η επαγόμενη ενεργότητά τους. Ειδικότερα, τα δείγματα Tl, Hf, Au και Al μετρήθηκαν στους δύο από τους τρεις (A,B ανιχνευτές), ενώ ο τρίτος ανιχνευτής (C) χρησιμοποιήθηκε για τις ανάγκες παράλληλου πειράματος (*βλ. Σχ. 2.26*). Στον ανιχνευτή A μετρήθηκε το foil Au και στον ανιχνευτή B τα foils Tl, Hf, Al, που τοποθετήθηκαν στην ίδια βάση σχηματίζοντας μεταξύ τους γεωμετρία "Mickey" (*βλ. Σχ. 2.27*). Για την μείωση της συμβολής της φυσικής ραδιενέργειας στα εναργειακά φάσματα, οι ανιχνευτές θωρακίστηκαν με τούβλα μολύβδου.



Σχήμα 2.26: Διάταξη ανιχνευτών HPGe A, B.

Σχήμα 2.27: Σχηματισμός "Mickey" των δειγμάτων Tl, Hf, Al.

Η *σχετική απόδοση* και των τριών ανιχνευτών HPGe είναι *80%*. Το μέγεθος όμως που μας ενδιαφέρει είναι η *απόλυτη απόδοση* **ε** του ανιχνευτή και η εξάρτησή της από τη γεωμετρία του συστήματος.

Για τον προσδιορισμό της *απόλυτης απόδοσης ε*, κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης, χρησιμοποιήθηκε σημειακή πηγή ^{152}Eu, κατασκευασμένη την 01/01/2011 και με αρχική ενεργότητα 217±3 kBq.

Η απόσταση που τοποθετήσαμε το ^{152}Eu από τους ανιχνευτές επιλέχθηκε με γνώμονα την εξουδετέρωση του **Summing Effect**. Για διασπάσεις όπου εκπέμπονται περισσότερα από ένα φωτόνια, υπάρχει σημαντική πιθανότητα πολλαπλά φωτόνια να αλληλεπιδράσουν και να εναποθέσουν ταυτόχρονα ενέργεια στον ανιχνευτή. Δεδομένου ότι ο χρόνος μεταξύ των εκπομπών φωτονίων είναι πολύ μικρότερος από τον χρόνο απόκρισης για τον ανιχνευτή, δεν είναι δυνατό για τον ανιχνευτή να διακρίνει τα φωτόνια ως ξεχωριστά συμβάντα και παράγεται μόνο ένας παλμός, ο οποίος αντιστοιχεί στο άθροισμα των επιμέρους κατατεθειμένων ενεργειών. Η πιθανότητα ανίχνευσης δύο φωτονίων ως αθροιστικό γεγονός, δηλαδή *Summing Effect*, αυξάνεται με την αύξηση του μεγέθους του ανιχνευτή και τη μείωση της απόστασης πηγής-ανιχνευτή.

Ύστερα από υπολογισμούς και δοκιμές, η σημειακή πηγή και ,στη συνέχεια, όλα τα foils του πειράματος τοποθετήθηκαν σε απόσταση **10cm** μπροστά από τους ανιχνευτές γερμανίου, με το κεντρικό κάθετο άξονα των δισκικών βάσεων των δειγμάτων να ταυτίζεται, όσο καλύτερα γίνεται, με τον κεντρικό άξονα των ανιχνευτών.

. Για τον προσδιορισμό της απόλυτης απόδοσης **ε** των ανιχνευτών εφαρμόστηκε η παρακάτω διαδικασία:

I. Έπειτα από 30 λεπτά και 35 λεπτά ανίχνευσης της σημειακής πηγής από τον ανιχνευτή Α και Β, αντίστοιχα, έγινε *φασματοσκοπική ανάλυση* σε δέκα χαρακτηριστικές κορυφές ακτίνων γ του ^{152}Eu. Η ολοκλήρωση των φωτοκορυφών για την εύρεση των αντίστοιχων γεγονότων (Counts) πραγματοποιήθηκε με την βοήθεια του προγράμματος tv [TV00]. Παρακάτω φαίνονται οι πίνακες ανάλυσης των κορυφών για τις μετρήσεις που έγιναν στους ανιχνευτές Α και Β.

Φάσμα ^{152}Eu από τον ανιχνευτή Α Live time = 1800 sec				
Eγ (keV)	**Iγ (%)**	**FWHM (keV)**	**Nγ* (counts)**	**δNγ (counts)**
121.78**	28.53	3.26	1252919	1166
244.7	7.55	3.9	233563	546
344.28	26.59	4.01	685855	846
411.12	2.24	4.52	50308	316
778.90	12.93	5.43	187389	477
867.37	4.25	5.28	54863	321
964.057	14.51	6.13	181526	454
1112.076	13.67	3.62	157028	429
1408.013	20.87	5.74	201565	450

Πίνακας 2.2: Ανάλυση κορυφών για το υπολογισμό της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή Α.

*Στα counts Nγ πραγματοποιήθηκε **διόρθωση νεκρού χρόνου**, δηλαδή του κενού χρόνου στον οποίο ο ανιχνευτής δεν επεξεργαζόταν δεδομένα. Για να υπολογίσουμε τα συνολικά counts που έπρεπε να είχαν καταμετρηθεί, πολλαπλασιάζουμε τα counts Nγ που μετρηθηκάν με τον λόγο:

$$\frac{Run\ time}{Live\ time} \qquad (2.5)$$

Όπου

- Run time = Live time + Dead time , ο πραγματικός χρόνος που πέρασε κατά τη μέτρηση
- Live time : Ο χρόνος που μετρούσε ο ανιχνευτής.
- Dead time : Ο νεκρός χρόνος, κατά τον οποίο ο ανιχνευτής επεξεργαζόταν δεδομένα και δεν μπορούσε να καταμετρήσει γεγονότα.

Στην συγκεκριμένη περίπτωση των 7 πεντάλεπτων αρχείων που ελήφθη το φάσμα, για τον ανιχνευτή Α, είχαμε:

$$\boldsymbol{Dead\ Time_A = 1.098}$$

Στην περίπτωση του Β ανιχνευτή, για τα 6 πεντάλεπτα αρχεία που ελήφθη το φάσμα, είχαμε:

$$\boldsymbol{Dead\ Time_B = 1.087}$$

Φάσμα ^{152}Eu από τον ανιχνευτή Β Live time = 2100 sec				
Eγ (keV)	**Iγ (%)**	**FWHM (keV)**	**Nγ* (counts)**	**δNγ (counts)**
121.78**	28.53	5.51	1354577	1161
244.7	7.55	6.18	253738	548
344.28	26.59	6.9	736540	873
411.12	2.24	5.3	69554	312
778.90	12.93	6.72	198631	480
867.37	4.25	7.1	57933	296
964.057	14.51	10.1	192098	467
1112.076	13.67	13.36	164567	429
1408.013	20.87	16.49	215629	461

Πίνακας 2.3: Ανάλυση κορυφών για το υπολογισμό της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή Β.

Πολλές φωτοκορυφές είχαν αρκετά keV πλάτος (FWHM), γεγονός που προκλήθηκε από μετατόπιση των φασμάτων, ανά διαστήματα. Αυτό το πρόβλημα, ο λόγος που το προκάλεσε και ο τρόπος αντιμετώπισής του, θα αναλυθούν ενδελεχώς στο παρακάτω κεφάλαιο.

** Πραγματοποιήθηκε, επίσης, **διόρθωση των Counts της φωτοκορυφής στα 121.78 keV του ^{152}Eu**, διότι μολύνεται από την φωτοκορυφή στα 123 keV του ^{154}Eu που υπάρχει ως πρόσμιξη στην πηγή, με τον εξής έμμεσο τρόπο:

- *Ολοκληρώθηκαν οι φωτοκορυφές στα 244.7 keV του ^{152}Eu και στα 248 keV του ^{154}Eu που είναι καθαρές και δεν επηρεάζει η μια την άλλη,*

- *Ύστερα χρησιμοποιήθηκε η παρακάτω εξίσωση για να βρεθούν τα counts της κορυφής στα 123 keV και να αφαιρεθούν από τα ολικά counts της κορυφής στα 121.78 keV:*

$$\boldsymbol{Counts_{123keV}} = Counts_{121.78keV(\mu o\lambda\upsilon\sigma\mu\acute{\varepsilon}\nu\alpha)} \cdot \frac{Counts_{248keV}}{Counts_{244.7keV}} \cdot \frac{I_{\gamma}^{244.7}}{I_{\gamma}^{248}} \cdot \frac{I_{\gamma}^{123}}{I_{\gamma}^{121.78}}$$

Έτσι,

$$\boldsymbol{Counts_{121.78keV(\kappa\alpha\theta\alpha\rho\acute{\alpha})}} = Counts_{121.78keV(\mu o\lambda\upsilon\sigma\mu\acute{\varepsilon}\nu\alpha)} - Counts_{123keV}$$

II. *Εύρεση της ενεργότητας* της σημειακής πηγής ^{152}Eu την ώρα που λήφθηκαν τα φάσματα για τους ανιχνευτές.

Τα φάσματα λήφθηκαν στις 31/03/2021 και από την ημέρα κατασκευής της πηγής πέρασε χρόνος:

i. Για την μέτρηση του ανιχνευτή A : $\mathbf{t_A}$ = 323351160 sec
ii. Για την μέτρηση του ανιχνευτή B : $\mathbf{t_B}$ = 323348640 sec

Για τον *υπολογισμό της ενεργότητας* ***R=dN/dt*** ισχύει ο παρακάτω μαθηματικός συλλογισμός:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N \qquad (2.6)$$

Όπου,

N: ο συνολικός αριθμός των πυρήνων ^{152}Ευ.

λ: η σταθερά αποδιέγερσης του πυρήνα, και ισούται με $\lambda = (\ln 2 / T_{1/2})$, όπου $T_{1/2}$ είναι ο χρόνος ημιζωής του ασταθούς πυρήνα.

Το γεγονός ότι η χρονική παράγωγος του N είναι αρνητική σημαίνει ότι με την πάροδο του χρόνου ο συνολικός αριθμός των πυρήνων μειώνεται.

Με την ολοκλήρωση της σχέσης (2.6), ως προς t, βρίσκουμε πόσοι πυρήνες N(t) έχουν μείνει αδιάσπαστοι την χρονική στιγμή t :

$$\int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{dt} dt = -\int_0^t \lambda \cdot N\, dt \quad \Leftrightarrow \quad \int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{dt} dt = -\lambda \int_0^t dt$$

$$[lnN]_{N_0}^{N(t)} = -\lambda \cdot \{t\}_0^t \quad \Leftrightarrow \quad lnN\big(N(t)\big) - \ln(N_0) = -\lambda \cdot (t - 0)$$

$$\ln\left(\frac{N(t)}{N_0}\right) = -\lambda \cdot t \quad \Leftrightarrow \quad \frac{N(t)}{N_0} = e^{-\lambda \cdot t}$$

$$\boldsymbol{N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}} \qquad (2.7)$$

Από τις *Σχέσεις 2.6* και *2.7* προκύπτει ότι :

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda \cdot N_0 e^{-\lambda \cdot t} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{dN(t)}{dt} = \frac{dN_0}{dt} \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad \Leftrightarrow$$

$$\boldsymbol{R(t) = R_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}} \qquad (2.8)$$

Το ^{152}Eu έχει χρόνο ημιζωής $T_{1/2}$=13.517 y , με σταθερά αποδιέγερσης λ= 1.626 $\cdot 10^{-9}$.

Έτσι προκύπτει, συνυπολογίζοντας τη διάδοση σφαλμάτων, η ενεργότητα της πηγής για τις χρονικές στιγμές που την μετρήσαμε στους ανιχνευτές Α και Β:

R_A = 128266.04 ± 1773 Bq ή διασπάσεις/sec
R_B = 128266.6 ± 1773 Bq ή διασπάσεις/sec

III. Το τελευταίο μέγεθος που χρειάζεται να *υπολογίσουμε* είναι *το πλήθος των εκπεμπόμενων ακτίνων γ,* $\boldsymbol{N_{εκπεμπ}}$, του συνόλου των πυρήνων που αποδιεγέρθηκαν κατά τη διάρκεια της μέτρησης χρόνου, ***Live time,*** 1800 δευτερολέπτων. Λαμβάνοντας υπόψην μας και την ένταση **Iγ**, που είναι το ποσοστό % ακτίνων γ συγκεκριμένης ενέργειας που εξέπεμψαν οι διασπάσεις του ^{152}Eu, προκύπτει ότι:

$$\mathbf{N_{εκπεμπ}} = R \cdot (\text{Live time}) \cdot I\gamma \qquad (2.9)$$

IV. Τέλος η απόλυτη απόδοση **ε** δίνεται από τη σχέση:

$$\varepsilon = \frac{N_{κορυφής}}{N_{εκπεμπόμενα}} = \frac{N_{\gamma}}{N_{εκπεμπόμενα}} \qquad (2.10)$$

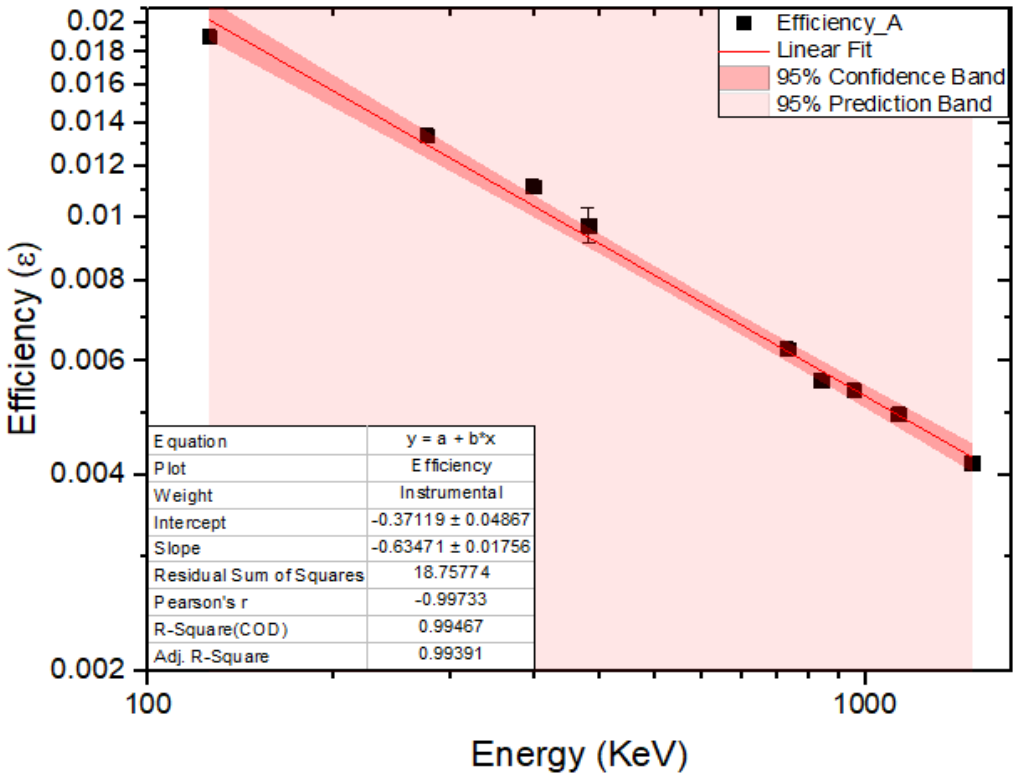
όπου *Nγ* είναι τα counts κάθε φωτοκορυφής όπως φαίνονται στους *Πίνακες 2.2 , 2.3*.

<u>Τα αποτελέσματα παρατίθενται στον παρακάτω *Πίνακα 2.4*:</u>

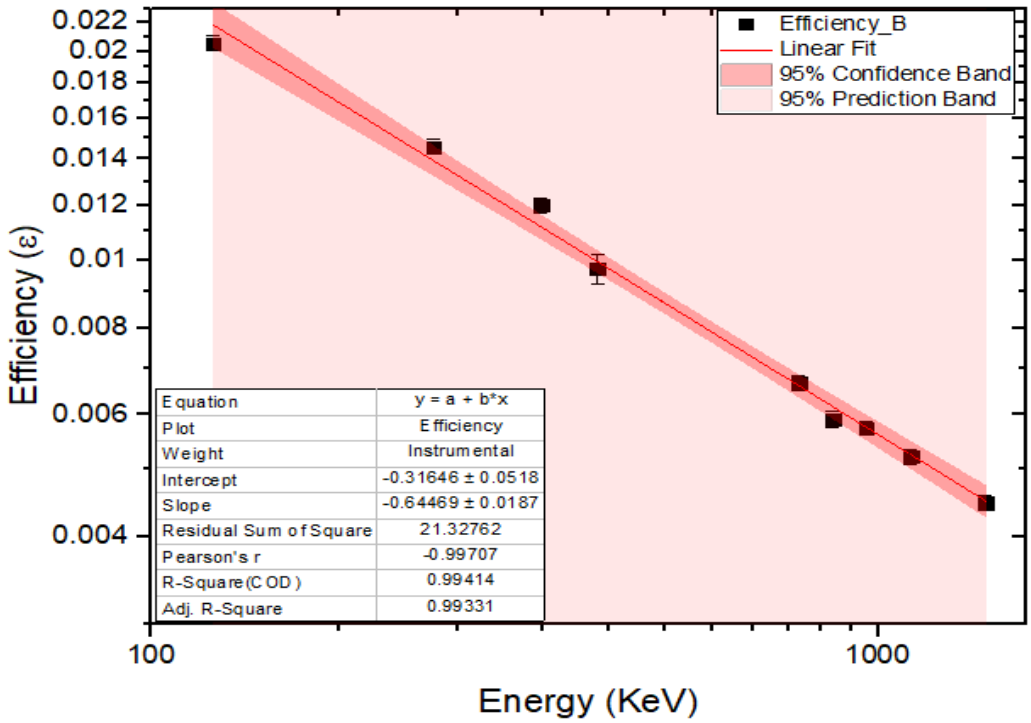
Ανιχνευτής Α			**Ανιχνευτής Β**		
Εγ	**ε**	**δε**	**Εγ**	**ε**	**δε**
121.78	0.0190	0.0005	**121.78**	0.0205	0.0005
244.7	0.0134	0.0003	**244.7**	0.0146	0.0004
344.28	0.0112	0.0003	**344.28**	0.0120	0.0003
411.12	0.0097	0.0006	**411.12**	0.0097	0.0005
778.90	0.0063	0.0002	**778.90**	0.0067	0.0002
867.37	0.0056	0.0001	**867.37**	0.0059	0.0001
964.057	0.0054	0.0001	**964.057**	0.0057	0.0001
1112.076	0.0050	0.0001	**1112.076**	0.0052	0.0001
1408.013	0.0042	0.0001	**1408.013**	0.0045	0.0001

Πίνακας 2.4 : Απόλυτες αποδόσεις της κάθε ακτίνας γ του ^{152}Eu, για τους ανιχνευτές Α και Β.

Η απόλυτη απόδοση των ανιχνευτών A και B συναρτήσει της ενέργειας, με το γραμμικό fitting των σημείων, σε λογαριθμικούς άξονες, φαίνεται στα *Σχήματα 2.28, 2.29*.



Σχήμα 2.28: Απόλυτη απόδοση ανιχνευτή HPGe A συναρτήσει της ενέργειας (άξονες log-log), με πειραματικά δεδομένα από φάσμα ^{152}Eu.



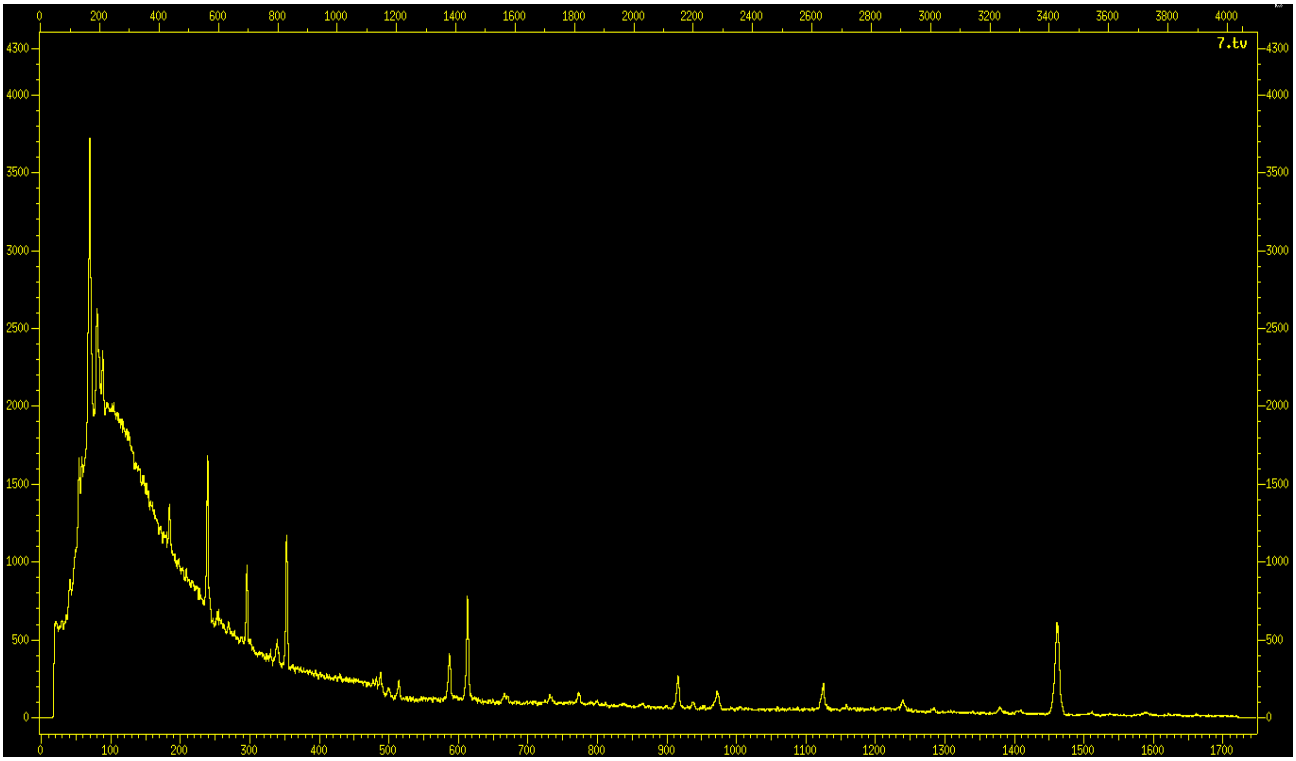
Σχήμα 2.29: Απόλυτη απόδοση ανιχνευτή HPGe B συναρτήσει της ενέργειας (άξονες log-log), με πειραματικά δεδομένα από φάσμα ^{152}Eu.

Το εύρος της περιοχής σφάλματος με επίπεδο εμπιστοσύνης 95% ,των γραμμικών προσαρμογών, βρέθηκε με την βοήθεια του προγράματος Origin.

Μέτρηση Background

Οι ανιχνευτές μας στα ενδιάμεσα στάδια που δεν μετρούσαν ακτινοβολημένο στόχο, χρησιμοποιήθηκαν για τη λήψη φασμάτων υποβάθρου φυσικής ραδιενέργειας (background). Αυτό έγινε με σκοπό τη διερεύνηση τυχόν μολύνσεων των κορυφών που μελετούνται στο πείραμα από ακτίνες-γ φυσικής ραδιενέργειας.

Σε περίπτωση μόλυνσης κάποιας κορυφής από το background, αφαιρούμε τα counts του υποβάθρου από την περιοχή του φάσματος που μελετάται, αφού πρώτα γίνει αναγωγή των φασμάτων στον χρόνο του φάσματος με το μικρότερο live time. Με την αναγωγή μπορούν να συγκριθούν τα counts των κορυφών των δύο φασμάτων και έτσι είναι εφικτή η αφαίρεση. Τέλος ανάγουμε τη διαφορά, άμα χρειάζεται, στον χρόνο (live time) του φάσματος προς μελέτη.



Σχήμα 2.30: Φάσμα ακτινοβολίας φυσικού υποβάθρου (background) από τον ανιχνευτή HPGe (A), με τη χρήση του προγράμματος tv.

Κεφάλαιο 3°

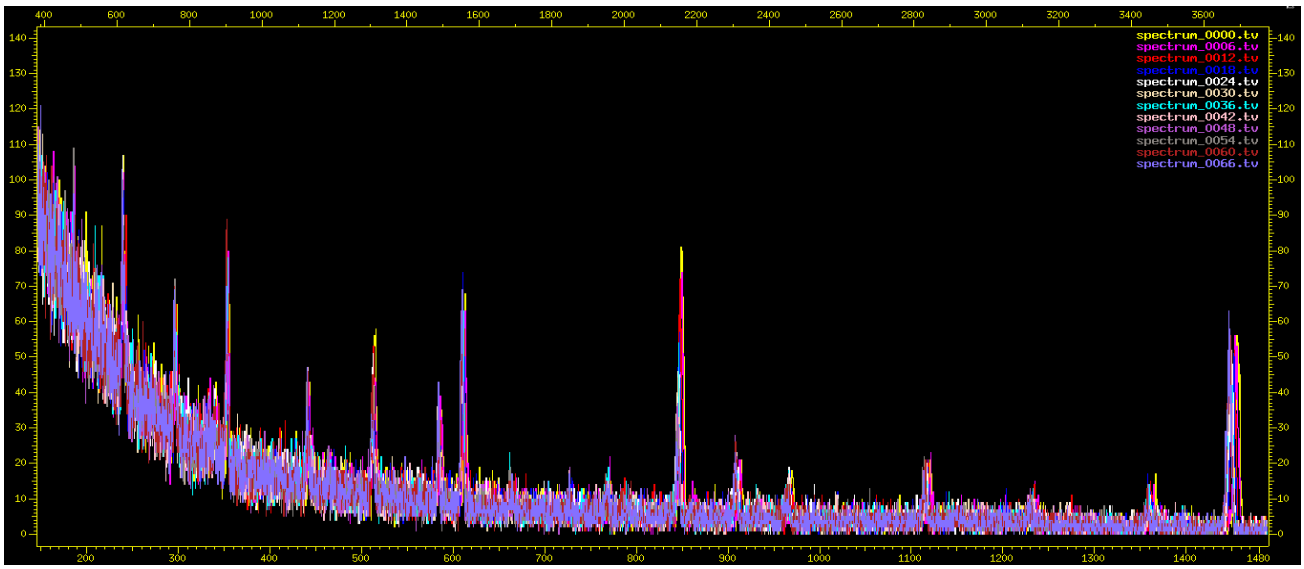
Υπολογισμός της Πειραματικής Ενεργού Διατομής

3.1 Ανάλυση φασμάτων ^{202}Tl

Γιά τον υπολογισμό της ενεργού διατομής ελήφθησαν φάσματα από τον στόχο θαλλίου, για την ανάλυση των οποίων χρείαστηκε η επιδιόρθωση ενός προβλήματος που προέκυψε. Πιο συγκεκριμένα, τα φάσματα μεταξύ τους παρουσίαζαν μια ενεργειακή μετατόπιση (gain shift), γεγονός που καθιστούσε αδύνατη την άμεση ανάλυσή τους. Στην ενότητα αυτή, περιγράφονται ο τρόπος λήψης, το πρόβλημα και η λύση της ενεργειακής μετατόπισης καθώς και η ανάλυση των φασμάτων και ο υπολογισμός της ενεργού διατομής και της αβεβαιότητάς της.

3.1.1 Λήψη φασμάτων και Πρόβλημα ενεργειακής μετατόπισης

Για τη λήψη των φασμάτων του ακτινοβολημένου στόχου χρησιμοποιήθηκε, όπως προαναφέρθηκε στην ενότητα 2.4, ο ανιχνευτής (B) υπερκαθαρού γερμανίου με σχετική απόδοση 80%. Οι στόχοι μετρήθηκαν για περίπου **7 ημέρες** και **21 ώρες** ($t_{\mu\varepsilon\tau\rho\eta\sigma\eta\varsigma}$= *681212 sec*) και τα φάσματα που λάμβανε ο υπολογιστής, από τον ενισχυτή (ADC), αποθηκεύονταν **ανά 5 λεπτά** (*300 sec*). Κατά τη διάρκεια των μετρήσεων, παρατηρήθηκε ενεργειακή μετατόπιση των φασμάτων, με μη χρονική συσχέτιση εμφάνισής της. Άλλοτε τα φάσματα μετακινούνταν δεξιά ή αριστερά, αντιστοιχίζοντας τις ίδιες ενέργειες σε διαφορετικά κανάλια, και άλλοτε συρρικνώνονταν ή μεγενθύνονταν, αλλάζοντας το πλήθος καναλιών που αντιστοιχούν σε συγκεκριμένο εύρος ενεργειών. Ως αποτέλεσμα, η άμεση βαθμονόμηση και άθροιση των φασμάτων κατέστη αδύνατη. Παρακάτω, στο *Σχήμα 3.1*, φαίνονται **12** *30λεπτα* **φάσματα**, δηλαδή οι πρώτες 6 ώρες της μέτρησης, στα οποία είναι εμφανής η ενεργειακή μετατόπιση.



Σχήμα 3.1: Το πρώτο 6ωρο μέτρησης χωρισμένο σε μισάωρα φάσματα παρατεταγμένα το ένα πάνω στο άλλο και βαθμονομημένα.

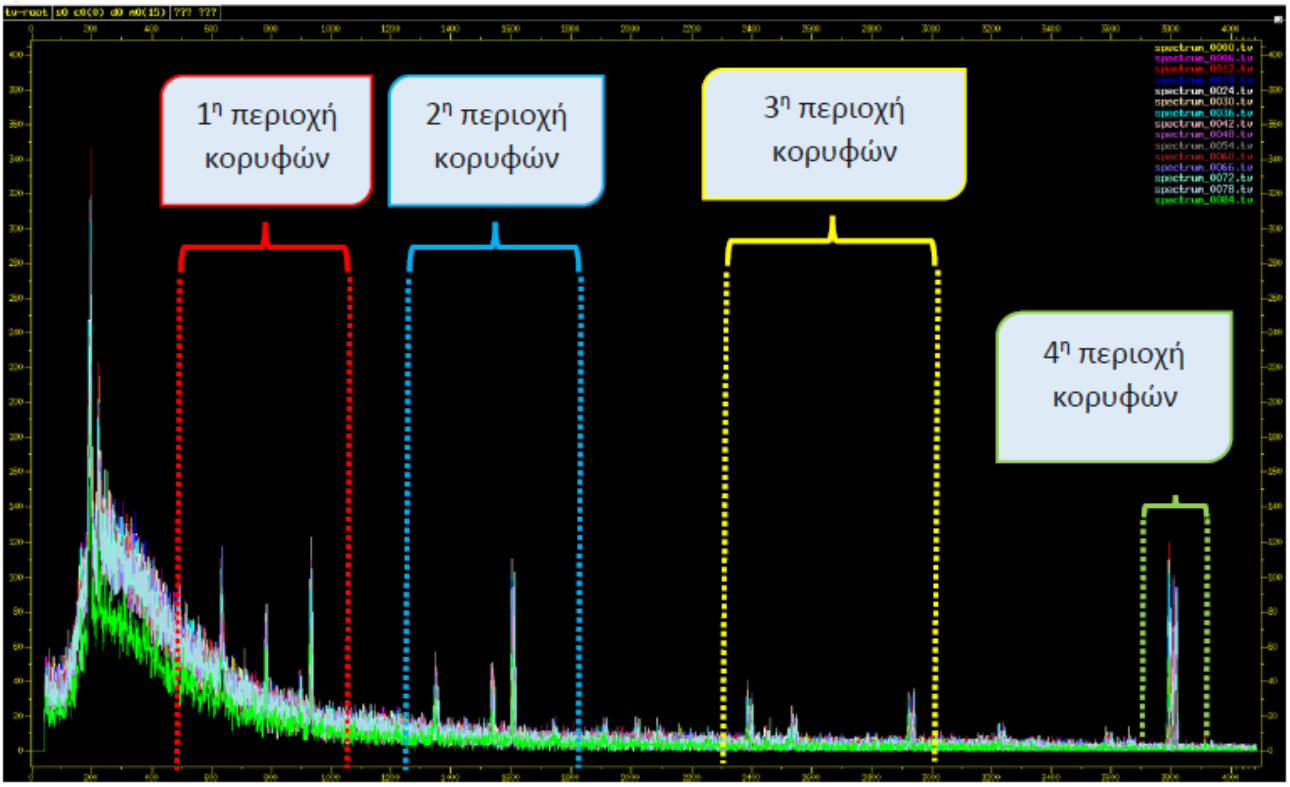
3.1.2 Λύση του προβλήματος της ενεργειακής μετατόπισης

Για να επιτευχθεί η άθροιση των φασμάτων έγινε αναβαθμονόμησή τους (recalibration) με τη χρήση του προγράμματος TV [TV00]. Η αναβαθμονόμηση είναι ένα ιδιαίτερα χρήσιμο εργαλείο του TV για την περίπτωση των ενεργειακών μετατοπίσεων.

Αρχικά τα φάσματα των 5 λεπτών χωρίστηκαν σε ομαδές των 6 (μισάωρα φάσματα) και ύστερα από αναβαθμονόμηση αθροίστηκαν. Στη συνέχεια η διαδικασία αυτή επαναλήφθηκε για την άθροιση ομάδων με 12 μισάωρα φάσματα για την δημιουργία 6ωρων φασμάτων. Ύστερα τα 6ωρα φάσματα αθροίστηκαν σε 24ωρα φάσματα και μετά σε 2 τετραήμερα, τα οποία προστέθηκαν για να προκύψει το συνολικό φάσμα της μέτρησης. Αναλυτικότερα, η διαδικασία αναβαθμονόμησης που ακολουθήθηκε είναι η εξής :

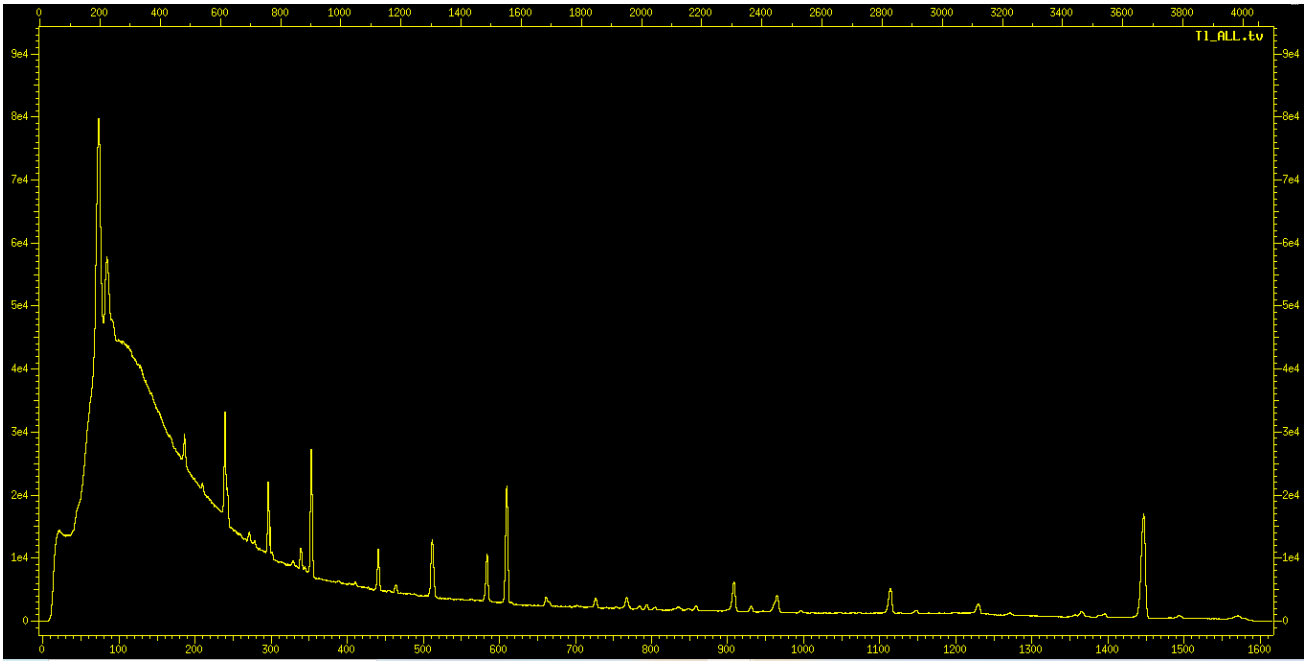
- Ανοίγουμε στο TV την ομάδα φασμάτων προς άθροιση.
- Επιλέγουμε περιοχές στο φάσμα που περιέχουν από μία έως πολλές κορυφές.
- Διαλέγουμε ένα από τα φάσματα ως αναφορικό.
- Δίνουμε την εντολή recalibration create (δημιουργία αναβαθμονόμησης) και το πρόγραμμα φέρνει τις κορυφές από τις περιοχές που διαλέξαμε πάνω από τις αντίστοιχες του αναφορικού φάσματος.
- Τέλος γίνεται η άθροιση των φασμάτων και η αποθήκευση του συνολικού.

Παρακάτω, στο *Σχήμα 3.2*, φαίνεται ο τρόπος επιλογής περιοχών, σε φάσματα φυσικού υποβάθρου, για αναβαθμονόμηση.



Εικόνα 3.2: Φάσμα υποβάθρου που χρειάζεται αναβαθμονόμηση.

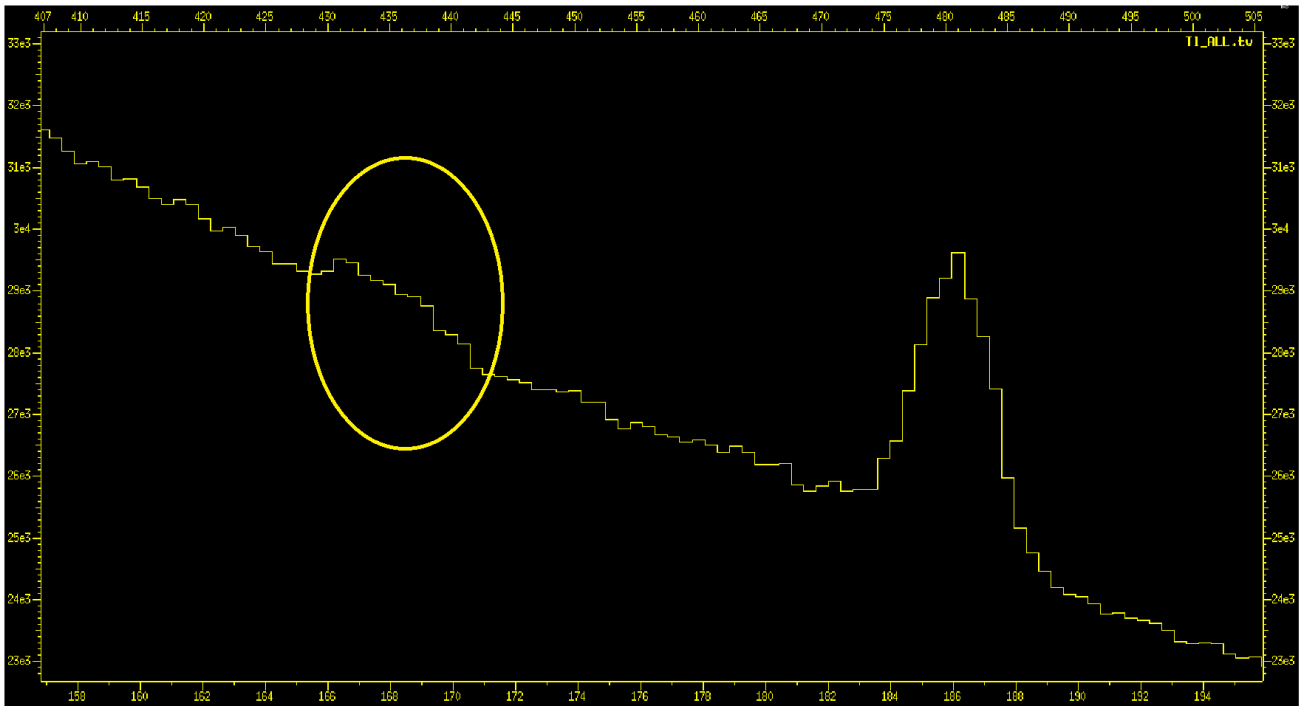
Το συνολικό φάσμα της μέτρησης του ανιχνευτή, όπου τοποθετήθηκε η παστίλια του θαλλίου, ύστερα από διεξοδική αναβαθμονόμηση, προέκυψε όπως φαίνεται στο *Σχήμα 3.3*.



Σχήμα 3.3: Συνολικό φάσμα μέτρησης από τον ανιχνευτή HPGe (B).

3.1.3 Ανάλυση φάσματος μέτρησης

Αρχικά ελέχθηκε το κανάλι $^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl$, με χαρακτηριστική φωτοκορυφή στα 167.43 keV με ένταση I_γ = 10% και διαπιστώθηκε πως δεν μπορεί να μελετηθεί, όπως φαίνεται και στο *Σχήμα 3.4*, όπου παρουσιάζεται σε μεγένθυνση το συνολικό φάσμα της μέτρησης, στην περιοχή γύρω από τα 167 keV.



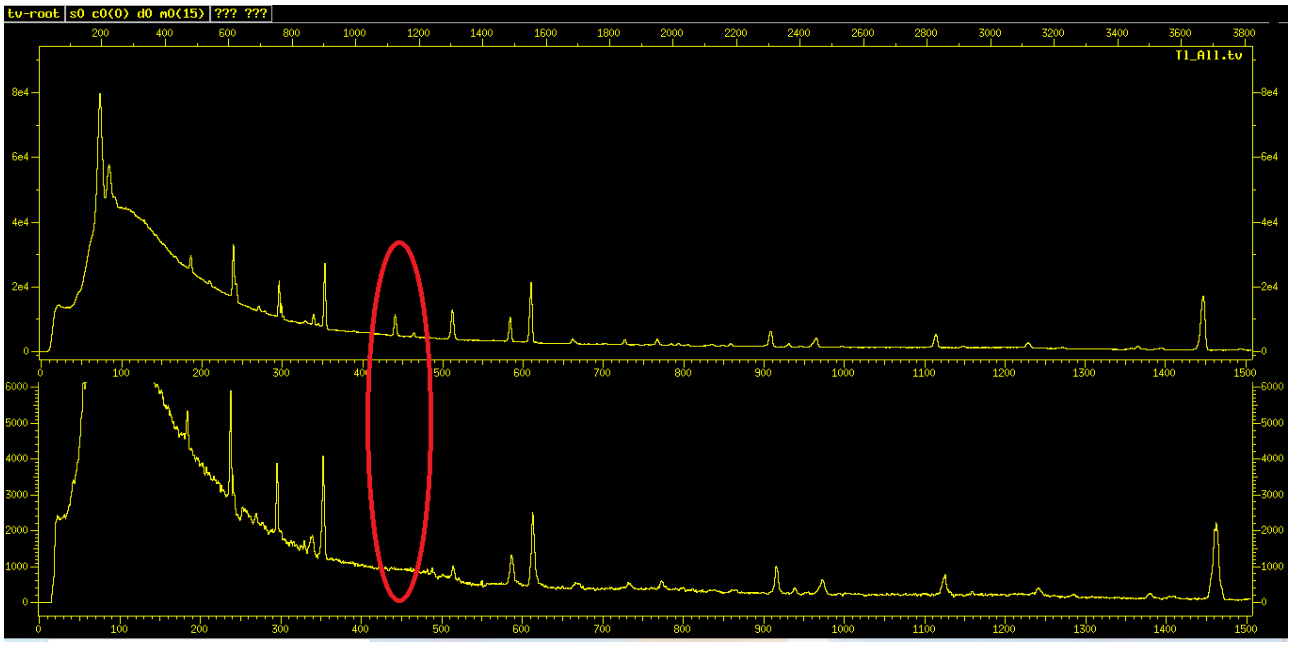
Σχήμα 3.4: Συνολικό φάσμα μέτρησης μεγενθυμένο γύρω από την ενεργειακή περιοχή της χαρακτηριστικής φωτοκορυφής του ^{201}Tl στα 167.43 keV, επισημασμένη με τον κίτρινο κύκλο.

Όπως προαναφέρθηκε και στην υποενότητα 1.2.1, η αντίδραση $^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl$ αναμενόταν να μην μπορεί να μελετηθεί λόγω της μικρής έντασης των ακτίνων-γ του παραγόμενου πυρήνα (I_γ = 10%) και της μικρής ενεργού διατομής της αντίδρασης για ενέργεια δέσμης νετρονίων 18.9 MeV και των μηδαμινών γεγονότων (Counts), τα οποία στην ενεργειακή περιοχή που παρατηρήθηκαν (167.43 KeV) χάνονται μέσα στη φυσική ακτινοβολία περιβάλλοντος (natural background) που μόλυνε την περιοχή.

Έτσι η ανάλυση προχώρησε με επίκεντρο την μελέτη της αντίδρασης $^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl$.

Οι φωτοκορυφές προς μελέτη ανήκουν στο ισότοπο ^{202}Tl , παράγωγο της αντίδρασης $^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl$. Οι κύριες φωτοκορυφές αποδιέγερσης του ισοτόπου αυτού βρίσκονται στα 439.5 keV με ένταση 91.5 %, στα 520.2 keV με ένταση 0.58 % και στα 960.1 keV με ένταση 0.06 %.

Αρχικά ελέγχουμε ποιές από αυτές τις κορυφές είναι καθαρές και ποιές μολύνονται από την ακτινοβολία φυσικού υποβάθρου, συγκρίνοντας τα φάσματα της μέτρησης και της ακτινοβολίας background μετρημένη από τον ανιχνευτή A (*βλ. Σχ. 3.5*).



Σχήμα 3.5: Σύγκριση φασμάτων μέτρησης ανιχνευτή B (πάνω) και ακτινοβολίας background (κάτω).

Όπως φαίνεται στο *Σχήμα 3.5*, μπόρεσε να διακριθεί μόνο η κορυφή στα 439.5 keV (εντός κόκκινου κύκλου), η οποία είναι καθαρή από μολύνσεις της ακτινοβολίας φυσικού υποβάθρου εν αντιθέσει των άλλων δύο κορυφών οι οποίες εκτός από μολύνσεις έχουν πολύ μικρή ένταση και τα γεγονότα τους είναι στατιστικά ασήμαντα σε πλήθος, για την ανάλυση του πειράματος.

3.1.4 Ταυτοποίηση φωτοκορυφής του ^{202}Tl

Για περαιτέρω επιβεβαίωση ότι η φωτοκορυφή στα 439.5 keV ανήκει στο ισότοπο ^{202}Tl , μελετήσαμε την καμπύλη αποδιέγερσης (decay curve) που προκύπτει από την κορυφή και συγκρίναμε το συντελεστή αποδιέγερσης **λ** που προέκυψε από την καμπύλη προσαρμογής (fitting curve) με τον συντελεστή αποδιέγερσης του ^{202}Tl. Βρέθηκε συμφωνία εντός πειραματικού **σφάλματος 2%** των δύο συντελεστών.

Για την ταυτοποίηση της φωτοκορυφής στα 439.5 keV, δημιουργήθηκε μια γραφική αναπαράσταση του ρυθμού της ραδιενεργού αποδιέγερσης (decay curve) των πυρήνων ^{202}Tl (*βλ. Σχ. 3.6*). Ύστερα χρησιμοποιώντας ως καμπύλη προσαρμογής (fitting curve), την καμπύλη της εξίσωσης που υπολογίζει το πλήθος των μη αποδιεγερμένων πυρήνων μιας δεδομένης χρονικής στιγμής (*βλ. εξ. 2.8*), υπολογίστηκε η θεωρητική τιμή του συντελεστή αποδιέγερσης **λ**. Έτσι, με σύγκριση της θεωρητικής με την πειραματική τιμή του **λ**, μπορεί να γίνει περαιτέρω επιβεβαίωση της ταυτότητας της φωτοκορυφής που μελετάται.

Αναλυτικότερα, στο γράφημα χρησιμοποιήθηκαν τα καταγεγραμμένα και αθροισμένα γεγονότα 24 ωρών για τις πρώτες 7 ημέρες της μέτρησης, όπως φαίνεται στον *Πίνακα 3.1*.

Χρόνος (ώρες)	N(t) (counts)	Σφάλμα (counts)
24	7608*	151
48	7320	140
72	6928	138
96	6578	135
120	6187	137
144	5802	144
168	5470	137

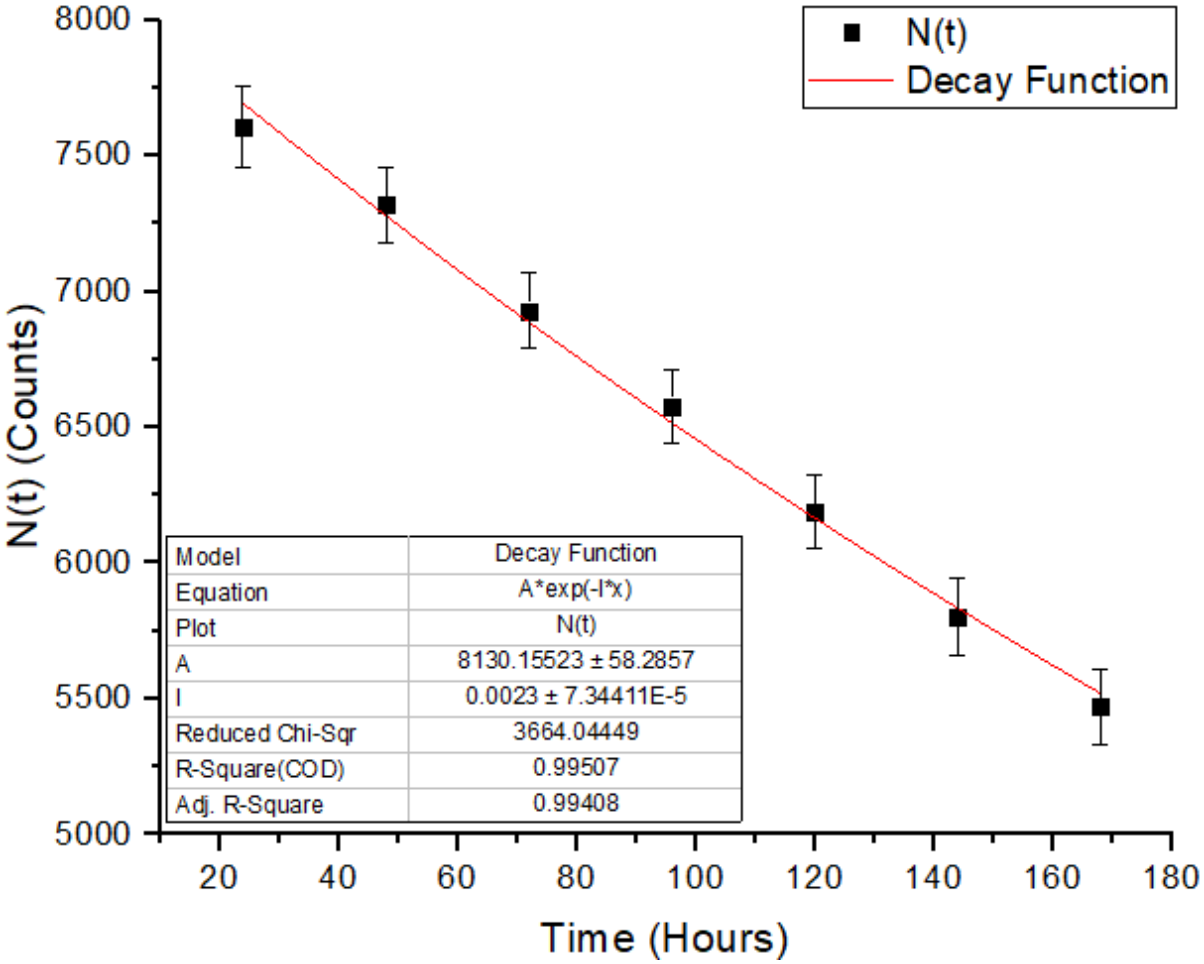
Πίνακας 3.1 : Αριθμός των μη αποδιεγερμένων πυρήνων στο τέλος κάθε ημέρας

**Να σημειωθεί ότι στο πλήθος των γεγονότων της πρώτης ημέρας έχει γίνει η διόρθωση για την μόλυνση από τη φωτοκορυφή του ^{180m}Hf, όπως αναλύεται στην υποενότητα 3.2 .*

Γνωρίζοντας το χρόνο ημιζωής του ^{202}Tl *υπολογίζεται* η *πειραματική τιμή* του *συντελεστή αποδιέγερσης*:

- Για $T_{1/2}$ = 12.31 d = 295.44 h, έχουμε :

$$\boldsymbol{\lambda_{\text{πειραματικό}} = 0.00235\ h^{-1}}$$



Σχήμα 3.6 : Καταγεγραμμένο πλήθος πυρήνων ^{202}Tl, ανά 24 ώρες, σε παράθεση με τη θεωρητική καμπύλη αποδιέγερσης που προσαρμόστηκε στα δεδομένα.

Από την καμπύλη προσαρμογής, που *υπολογίστηκε* με το πρόγραμμα Origin, προκύπτει ο *θεωρητικός συντελεστής αποδιέγερσης* :

$$\lambda_{\theta\varepsilon\omega\rho\eta\tau\iota\kappa\acute{o}} = 0.00230 \pm 0.00007\ h^{-1}$$

Παρατηρούνται, λοιπόν, τα εξής :

- Η θεωρητική και η πειραματική τιμή του συντελεστή αποδιέγερσης βρίσκονται σε 98 % συμφωνία μεταξύ τους.
- Η πειραματική τιμή βρίσκεται εντός του σφάλματος (~3 %) της θεωρητικής τιμής.

Το *τελικό συμπέρασμα* είναι ότι η φωτοκορυφή των 439.5 keV είναι όντως η φωτοκορυφή του ^{202}Tl, που μελετάται στην παρούσα εργασία.

3.2 Υπολογισμός πειραματικής ενεργού διατομής

Για τον προσδιορισμό της πειραματικής ενεργού διατομής , λαμβάνοντας υπόψην τα πειραματικά δεδομένα και την ανάλυση των φασμάτων των στόχων μετά το πέρας της ακτινοβόλησης, χρησιμοποιήθηκε η εξίσωση [AK11]:

$$\sigma = \frac{N_p}{N_\tau} \cdot \frac{1}{\Phi} = \frac{N_\gamma}{\varepsilon \cdot F \cdot I_\gamma \cdot D \cdot f_c} \cdot \frac{1}{N_\tau} \cdot \frac{1}{\Phi} \qquad (3.1)$$

όπου:

N_p : Το πλήθος ασταθών πυρήνων που δημιουργήθηκαν με την νετρονική ακτινοβόληση

N_τ : Το πλήθος των πυρήνων-στόχων (^{203}Tl) που ακτινοβολήθηκαν

Φ : Η συνολική ροή νετρονίων που προσέκρουσε στον στόχο κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης

N_γ : Το πλήθος των γεγονότων που καταγράφηκαν και υπολογίστηκαν με την ολοκλήρωση της φωτοκορυφής (439.5 keV) του ^{202}Tl, από το φάσμα του στόχου μετά την μέτρηση

ε : Η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή στην ενέργεια της κορυφής προς μελέτη (439.5 keV)

F : Διορθωτικός παράγοντας για την επίδραση της ενδοαπορρόφησης ακτίνων-γ στο δείγμα

I_γ : Η ένταση της ακτίνας-γ προς μελέτη (E_γ = 439.5 keV , I_γ = 91,5 %)

D : Διορθωτικός παράγοντας που λαμβάνει υπόψην την αποδιέγερση των παραχθέντων πυρήνων ^{202}Tl , από το πέρας της ακτινοβόλησης έως το τέλος της μέτρησης

f_c : Διορθωτικός παράγοντας που λαμβάνει υπόψην τις διακυμάνσεις της νετρονικής ροής και το πλήθος των παραγόμενων πυρήνων που αποδιεγέρθηκαν κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης

Εν συνεχεία, αναλύονται και υπολογίζονται, με βάση τα πειραματικά δεδομένα, οι παραπάνω παράγοντες της εξίσωσης 3.1 .

Προσδιορισμός παράγοντα N_τ

Το πλήθος των πυρήνων ^{203}Tl, της παστίλιας, που ακτινοβολήθηκαν υπολογίζεται από τον εξής τύπο:

$$N_\tau = \frac{m_{Tl} \cdot N_A \cdot Ab}{A} \qquad (3.2)$$

Όπου:

m_{Tl} : Η μάζα του φυσικού θαλλίου που περιέχει ο στόχος και υπολογίστηκε στην υποενότητα 2.2.1.

N_A : Ο αριθμός Avogadro.

Ab : Η ισοτοπική αναλογία του ^{203}Tl στο φυσικό θάλλιο.

A : Η ατομική μάζα του πυρήνα ^{203}Tl.

Σύμφωνα με τα στοιχεία που συλλέξαμε από το πείραμα για το θάλλιο και τα ήδη γνωστά του χαρακτηριστικά, βρίσκουμε:

$$\mathbf{N_\tau = (8.8519 \pm 0.0295) \cdot 10^{20}} \text{ πυρήνες } ^{203}\text{Tl}$$

<u>Υπολογισμός N_γ</u>

Ο αριθμός των γεγονότων N_γ της φωτοκορυφής στα 439.5 keV προσδιορίζεται με ολοκλήρωσή της, με τη χρήση του προγράμματος TV (tefao). Επειδή, όμως μαζί με το δείγμα μας, στον ανιχνευτή B, μετριόταν ταυτόχρονα και το δείγμα Χαφνίου (Hf), διαπιστώθηκε η ύπαρξη μιας παρασιτικής αντίδρασης που μόλυνε την κορυφή προς μελέτη.

Συγκεκριμένα η αντίδραση ^{180}Hf(n,n'γ)^{180m}Hf , με χρόνο ημιζωής του ^{180m}Hf $T_{1/2}$ = 5.5 h, όπου οι χαρακτηριστικές ακτίνες γ είναι :

1. E_1 = 215 keV με ένταση φωτοκορυφής I_γ = 81 %
2. E_2 = 332 keV με ένταση φωτοκορυφής I_γ = 94 %
3. E_3 = 443 keV με ένταση φωτοκορυφής I_γ = 82 %

μόλυνε την κορυφή του θαλλίου με την κορυφή των 443 keV.

Για τον λόγο αυτό έγινε διόρθωση του N_γ αφαιρώντας από αυτό τα γεγονότα της κορυφής των 443 keV του ^{180m}Hf, του πρώτου 24ώρου των μετρήσεων, που αντιστοιχεί σε χρόνο ~ $4 \cdot T_{1/2}$ (^{180m}Hf). Τα γεγονότα προσδιορίστηκαν με έμμεσο τρόπο, κάνοντας χρήση της εξίσωση της απόλυτης απόδοσης ε, ως εξής :

$$\varepsilon = \frac{Counts}{R_o \cdot Live\ time \cdot e^{-\lambda t} \cdot I_\gamma} \Leftrightarrow \frac{Counts}{\varepsilon \cdot I_\gamma} = R_o \cdot Live\ time \cdot e^{-\lambda t} \quad (3.3)$$

Όπου

Counts : Τα γεγονότα της εκάστοτε φωτοκορυφής

R_o : Η αρχική ενεργότητα του δείγματος

Live time : Ο χρόνος της μέτρησης του δείγματος

λ : Η σταθερά αποδιέγερσης

t : Ο χρόνος που πέρασε από την κατασκευή του δείγματος

I_γ : Η ένταση της φωτοκορυφής

Για τις κορυφές της αντίδρασης ^{180}Hf(n,n'γ)^{180m}Hf τα μεγέθη $\mathbf{R_o}$, **Live time**, **λ** και **t** είναι τα ίδια. Οπότε η *Εξίσωση 3.3* παίρνει την μορφή:

$$\left(\frac{Counts_1}{\varepsilon_1 \cdot I_{\gamma 1}}\right)_{215\ keV} = \left(\frac{Counts_2}{\varepsilon_2 \cdot I_{\gamma 2}}\right)_{332\ keV} = \left(\frac{Counts_3}{\varepsilon_3 \cdot I_{\gamma 3}}\right)_{443\ keV} = k\ ,$$

με **k** ένα σταθερό νούμερο

Επειδή μόνο η κορυφή στα 332 keV μπόρεσε να μελετηθεί , τα γεγονότα της κορυφής στα 443 keV υπολογίστηκαν λύνοντας την σχέση :

$$\left(\frac{Counts_2}{\varepsilon_2 \cdot I_{\gamma_2}}\right)_{332\,keV} = \left(\frac{\boldsymbol{Counts_3}}{\varepsilon_3 \cdot I_{\gamma_3}}\right)_{443\,keV} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow (\boldsymbol{Counts_3})_{443\,keV} = \left(\frac{Counts_2}{\varepsilon_2 \cdot I_{\gamma_2}}\right)_{332\,keV} \cdot \varepsilon_3 \cdot I_{\gamma_3} \qquad (3.4)$$

Όπου,

Counts $_{332keV}$ = 1247 $\pm$ 134

ε_2 = 0.01143 $\pm$ 0.00049 , στα 332 keV

ε_3 = 0.00949 $\pm$ 0.00035 , στα 443 keV

Έτσι, βρίσκουμε :

$$(\boldsymbol{Counts_3})_{443\,keV} = 903 \pm 109$$

Μετά από την ολοκλήρωση της κορυφής του ^{202}Tl , στα 439.5 keV, από το συνολικό φάσμα της μέτρησης , προσδιορίστηκε το N_γ ως :

$$\mathbf{N_{\gamma(\mu o\lambda \upsilon \sigma \mu \acute{\varepsilon} \nu o)}} = 52583 \pm 538 \text{ counts}$$

Έτσι κάνοντας την παραπάνω διόρθωση βρίσκουμε το πραγματικό πλήθος των γεγονότων της ,προς μελέτη, κορυφής :

$$\mathbf{N_{\gamma(\pi \rho \alpha \gamma \mu \alpha \tau \iota \kappa \acute{o})}} = N_{\gamma(\mu o\lambda \upsilon \sigma \mu \acute{\varepsilon} \nu o)} - Counts_{443keV} = 51680 \pm 549 \text{ counts} \qquad (3.5)$$

Συνυπολογίζοντας και την διόρθωση νεκρού χρόνου (Dead time 3%) για τον ανιχνευτή HPGe (B), όπου μετρήθηκε ο στόχος θαλλίου, βρίσκουμε :

$$\boxed{\mathbf{N_{\gamma(439.5)} = 53230 \pm 565} \text{ counts}}$$

Υπολογισμός απόλυτης απόδοσης ε

Σύμφωνα με τη διαδικασία που αναλύθηκε στην ενότητα 2.4 και με την βοήθεια του προγράμματος Origin, η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή B HPGe (80 %) για την ενέργεια 439.5 keV είναι :

$$\boldsymbol{\varepsilon = 0.00954 \pm 0.00035}$$

Υπολογισμός παράγοντα F

Για τον προσδιορισμό του διορθωτικού παράγοντα F, ο οποίος συνυπολογίζει την γεωμετρία της μέτρησης και την ενδοαπορρόφηση ακτίνων-γ στο δείγμα, πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις μεθόδου Monte Carlo χρησιμοποιώντας τον κώδικα MCNP5.

Για ενέργεια δέσμης νετρονίων 18.9 MeV , που ακτινοβολήθηκε ο στόχος, την συγκεκριμένη γεωμετρία της μέτρησης (Ενότητα 2.4) και τα χαρακτηριστικά της παστίλιας TlCl (*βλ. Πίνακα 2.1*) , η τιμή του F προέκυψε :

$$\mathbf{F = 0.97}$$

Η τιμή αυτή χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής της προς μελέτη αντίδρασης.

Για επιβεβαίωση του αποτελέσματος της προσομοίωσης, για τον παράγοντα F, υπολογίστηκε η τιμή του και πειραματικά επιλύοντας τον ακόλουθο τύπο :

$$F = e^{-\mu \cdot x} \qquad (3.6)$$

Όπου,

$\mu = \mu_o \cdot d$, ο γραμμικός συντελεστής απορρόφησης

μ_o , ο συντελεστής ενδοαπορρόφησης μάζας (^{203}Tl)

d , η πυκνότητα του υλικού (σε ^{203}Tl)

x , το μέσο πάχος του στόχου

Έτσι για :

- $\boldsymbol{\mu_o = 0.1933}$ cm^2/gr [NIST],
- **d = 1.1169** gr/cm^3 ($d_{203Tl} = d_{TlCl} \cdot Abudance_{203Tl}$) ,
- **x = 0.1015** cm

Προκύπτει :

$$F = 0.978$$

Παρατηρείται πολύ καλή συμφωνία πειραματικής και θεωρητικής τιμής του παράγοντα F, με σφάλμα της τάξεως ~0.8 % .

<u>Υπολογισμός του παράγοντα D</u>

Ο προσδιορισμός του παράγοντα D εκμαιεύεται από την εύρεση του πλήθους των πυρήνων που αποδιεγέρθηκαν, κατά το χρονικό διάστημα, από το τέλος της ακτινοβόλησης έως το τέλος της μέτρησης. Σύμφωνα με τον ορισμό της ενεργότητας, η σχέση που περιγράφει τον ρυθμό της πυρηνικής αποδιέγερσης, ενός ασταθούς πυρήνα, είναι :

(<u>Διασπάσεις ανά μονάδα χρόνου</u>) : $$R = \frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N \qquad (3.7)$$

Όπου,

N : το συνολικό πλήθος των πυρήνων

λ : η σταθερά αποδιέγερσης, $\lambda = \frac{ln2}{T_{1/2}}$

$T_{1/2}$: ο χρόνος ημιζωής του ασταθούς πυρήνα

Για να βρεθεί ο αριθμός των πυρήνων ύστερα από το πέρας χρόνου t, ολοκληρώνουμε την εξίσωση 3.7, ως εξής :

$$\frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dt} = -\lambda \;\Rightarrow \int \frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dt}\, dt = \int -\lambda\, dt \Rightarrow lnN = -lt + C \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \; N(t) = e^{-\lambda t + C} \Rightarrow N(t) = e^{-\lambda t} e^{C} \qquad (3.8)$$

Όμως για t = 0 έχουμε $N(0) = N_o \Rightarrow e^C = N_o$, έτσι η εξίσωση 3.8 γίνεται:

$$N(t) = N_o \cdot e^{-\lambda t} \qquad (3.9)$$

Έτσι, υποθέτοντας ότι από το πέρας της ακτινοβόλησης έως την αρχή της μέτρησης, με τον ανιχνευτή HPGe, πέρασε χρόνος t_1 , ο αριθμός των πυρήνων που αποδιεγέρθηκαν σε αυτό το χρονικό διάστημα είναι :

$$N(t_1) = \; N_o - N_o \cdot e^{-\lambda t_1} \;\Rightarrow\; N(t_1) = N_o \cdot (1 - e^{-\lambda t_1}) \qquad (3.10)$$

Ομοίως για χρονικό διάστημα t_2, από το πέρας της ακτινοβόλησης εώς το πέρας της μέτρησης, με τον ανιχνευτή HPGe, το πλήθος των πυρήνων που αποδιεγέρθηκαν είναι :

$$N(t_2) = \; N_o - N_o \cdot e^{-\lambda t_2} \;\Rightarrow\; N(t_2) = N_o \cdot (1 - e^{-\lambda t_2}) \qquad (3.11)$$

Οπότε για τον υπολογισμό του πλήθους των πυρήνων (N) που αποδιεγέρθηκαν κατά τη διάρκεια της μέτρησης λύνεται η παρακάτω εξίσωση :

$$N = N(t_2) - N(t_1) = N_o \cdot \left(1 - e^{-\lambda t_2}\right) - N_o \cdot \left(1 - e^{-\lambda t_1}\right) = N_o \cdot (1 - e^{-\lambda t_2} - 1 + e^{-\lambda t_1}) \Leftrightarrow$$

$$\Leftrightarrow \qquad N = N_o \cdot (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}) \qquad (3.12)$$

Καταλήγωντας, λοιπόν, ο διορθωτικός παράγοντας για το αρχικό πλήθος των ασταθών πυρήνων που δημιουργήθηκαν κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης και αποδιεγέρθηκαν κατά τη διάρκεια της μέτρησης, με τον ανιχνευτή υπερκαθαρού γερμανίου, είναι :

$$\mathbf{D} = (\mathbf{e}^{-\boldsymbol{\lambda}\mathbf{t_1}} - \mathbf{e}^{-\boldsymbol{\lambda}\mathbf{t_2}}) \qquad (3.13)$$

Στο πείραμα που διεξήχθει, το τέλος της ακτινοβόλησης ήταν στις 31/03/2021 και ώρα 18:38:09, ενώ η αρχή της μέτρησης έγινε στις 31/03/2021 και ώρα 18:58:15 μέχρι 08/04/2021 και ώρα 16:11:47, όπου τελείωσε η μέτρηση. Έτσι :

- t_1 = 1206 sec (Τέλος ακτινοβόλησης έως αρχή μέτρησης)
- Live time (Διάρκεια μέτρησης) = 681212 sec
- $t_2 = t_1$ + Live time = 682418 sec

Γνωρίζοντας και τη σταθερά αποδιέγερσης του ^{202}Tl με χρόνο ημιζωής $T_{1/2}$ = 12.31 d :

$$\lambda = 6.517 \cdot 10^{-7}\ \text{sec}^{-1},$$

προκύπτει ότι ο παράγοντας **D** είναι :

$$\mathbf{D = 0.358}$$

<u>Προσδιορισμός του παράγοντα f_c</u>

Κατά τη διάρκεια της ακτινοβόλησης δημιουργούνται και ύστερα αποδιεγείρονται ασταθείς πυρήνες ^{202}Tl. Για το λόγο αυτό χρειάζεται ο διορθωτικός παράγοντας f_c , ο οποίος υπολογίζει το πλήθος των πυρήνων αυτών, που αποδιεγέρθηκαν, συνυπολογίζοντας τις διακυμάνσεις της ροής της δέσμης νετρονίων και, σύμφωνα με την *Σχέση 3.14*, είναι :

$$f_c = \frac{\int_0^{t_B} e^{\lambda t} \cdot f(t)dt}{\int_0^{t_B} f(t)dt} \cdot e^{-\lambda t_B} \qquad (3.14)$$

όπου

λ : η σταθερά αποδιέγερσης του ^{202}Tl

f(t) : η ροή της δέσμης νετρονίων συναρτήσει του χρόνου

t_B : η χρονική διάρκεια ακτινοβόλησης (t_B = 101972 sec)

Για τον υπολογισμό του διορθωτικού παράγοντα f_c , χρησιμοποιήθηκε το φάσμα του ανιχνευτή BF_3 (*Σχ. 2.25*), όπως προαναφέρθηκε στην *ενότητα 2.3*, από τον οποίο καταγραφόταν κανάλι ανά 300 sec. Τα ολοκληρώματα της *Σχέσης 3.14* υπολογίστηκαν ως σειρές των καναλιών του διαγράμματος των διακυμάνσεων, με τη μορφή :

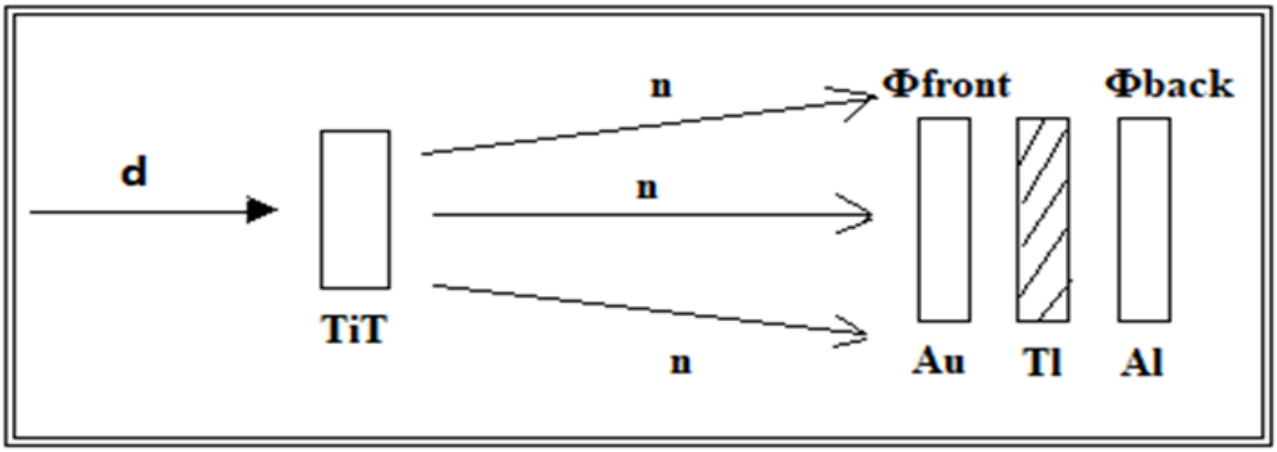
$$f_c = \frac{\sum_0^{t_B} e^{\lambda t} \cdot f(t)dt}{\sum_0^{t_B} f(t)dt} \cdot e^{-\lambda t_B} \qquad (3.15)$$

Η τιμή που προέκυψε είναι :

$$\mathbf{f_c = 0.966}$$

<u>Υπολογισμός της ροής νετρονίων Φ</u>

Για τον υπολογισμού της συνολικής ροής Φ των νετρονίων που προσέκρουσαν στον στόχο θαλλίου συνδυάζονται δύο τρόποι, ο πειραματικός και ο θεωρητικός. Ο πειραματικός τρόπος, γνωστός και ως τεχνική "sandwich" (*βλ. Σχήμα 2.18*), εφαρμόζεται τοποθετώντας τον στόχο προς μελέτη ανάμεσα από τους στόχους αναφοράς. Ύστερα, με τη μέθοδο ενεργοποίησης, γνωρίζοντας τις ενεργές διατομές των στόχων αναφοράς με ακρίβεια, υπολογίζεται η ροή νετρονίων που προσέπεσε σε αυτούς (*βλ. Σχήμα 3.7*) .



Σχήμα 3.7 : Σχηματικη απεικόνιση της τεχνικής "sandwich", όπου ο στόχος του πειράματος βρίσκεται ανάμεσα από τους στόχους αναφοράς.

Παράλληλα με το πείραμά μας, όμως, διεξήχθει και μία προσομοίωση Monte Carlo, με χρήση του κώδικα MCNP5, στην οποία υπολογίστηκαν θεωρητικά οι ροές σε όλους τους ακτινοβολημένους στόχους [SF06, XMCT05, FB02]. Οι θεωρητικές τιμές κανονικοποιήθηκαν με βάση μία από τις πειραματικές τιμές, μια διαδικασία που θα αναλυθεί στο 4° κεφάλαιο. Ύστερα ελέγχοντας τη συμφωνία των κανονικοποιημένων θεωρητικών ροών με τις πειραματικές ροές στους υπόλοιπους στόχους αναφοράς, εκτιμήθηκε κατά πόσο αξιόπιστη είναι η θεωρητική τιμή ροής στο στόχο θαλλίου. Έτσι με μια καλή συμφωνία , εντός πειραματικού σφάλματος, μεγαλώνει την αξιοπιστία της θεωρητικής τιμής της ροής στο στόχο θαλλίου και κατά συνέπεια μπορεί να θεωρηθεί ως η πραγματική ροή νετρονίων, εντός πειραματικών και θεωρητικών σφαλμάτων, με βάση την οποία θα υπολογιστεί η ενεργός διατομή της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl .

Όπως προαναφέρθηκε και στην υποενότητα 2.2.1, οι στόχοι αναφοράς που χρησιμοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό της ροής των νετρονίων, στο συγκεκριμένο πείραμα, είναι ένας στόχος χρυσού (Au-11) και ένας στόχος αλουμινίου (Al-c) και, για το παράλληλο πείραμα που διεξαγόταν, ακόμη δύο στόχοι αλουμινίου (Al-2 και Al-4), με διάταξη όπως φαίνεται στο *Σχήμα 2.17*. Για την κανονικοποίηση και την σύγκριση με τις θεωρητικές τιμές της προσομοίωσης χρησιμοποιήθηκαν οι πειραματικές τιμές των νετρονικών ροών και από τα δύο πειράματα [PCSC].

Παρακάτω αναλύεται ο τρόπος υπολογισμού του παράγοντα Φ στο χρυσό (Au-11) και στο αλουμίνιο (Al-c) :

1. <u>Ροή νετρονίων στο Au</u>

Η αντίδραση αναφοράς με τον στόχο χρυσού είναι η ^{197}Au(n,2n)^{196}Au, όπου η ισχυρότερη εκπεμφθείσα ακτίνα γ, του ραδιενεργού πυρήνα ^{196}Au (χρόνος ημιζωής $T_{1/2}$ = 6.1669 d) που δημιουργήθηκε, είναι στα 355.73 keV, με ένταση I_γ = 87% . Έτσι, ολοκληρώνοντας την κορυφή αυτή στο φάσμα του χρυσού (Au-11) και λαμβάνοντας υπόψην τη διόρθωση νεκρού χρόνου (Dead time 5%) για τον ανιχνευτή HPGe (A), όπου μετρήθηκε ο στόχος Au-11, προέκυψε :

$$\mathbf{N_\gamma = 23279 \pm 647} \quad \text{counts}$$

Η **απόλυτη απόδοση ε**, του ανιχνευτή HPGe (A) στην ενέργεια των 355 keV, υπολογίστηκε από τη συνάρτηση προσαρμογής των πειραματικών δεδομένων της *Εικόνας 2.26* και βρέθηκε :

$$\boldsymbol{\varepsilon = 0.01022 \pm 0.00039}$$

Ο **διορθωτικός παράγοντας F** υπολογίστηκε από προσομοίωση Monte Carlo με τον κώδικα MCNP5 και προέκυψε :

$$\mathbf{F = 0.93}$$

Συγκρινόμενος με τον πειραματικά υπολογιζόμενο διαπιστώθηκε πολύ καλή συμφωνία ~99.3 %, όπως φαίνεται παρακάτω :

- μ_o = 0.2687 cm^2/g [NIST],
- d = 17.947 g/cm^3,
- x = 0.0135 cm.

$$F_{experimental} = 0.937$$

Ο **διορθωτικός παράγοντας D** προσδιορίζεται, όπως προαναφέρθηκε, από την σχέση 3.13 με τα εξής δεδομένα :

- $\lambda = 6.51709 \cdot 10^{-7}\ \text{sec}^{-1}$
- Live time = 86482 sec
- $t_1 = 431263$ sec
- $t_2 = 517745$ sec

$$\mathbf{D = 0.0607}$$

Ο **διορθωτικός παράγοντας f_c** υπολογίζεται με την *Σχέση 3.15*, αντικαθιστώντας ως σταθερά αποδιέγερσης λ αυτή του Au. Έτσι, προέκυψε :

$$\mathbf{f_c = 0.934}$$

Το **πλήθος των πυρήνων** ^{197}Au του στόχου Au-11, που ακτινοβολήθηκαν, υπολογίζεται από την *Σχέση 3.2* και με βάση τον *Πίνακα 2.1*. Έτσι, προέκυψε :

$$\mathbf{N_\tau = (2.0738 \pm 0.0031) \cdot 10^{21}}\ \text{πυρήνες}\ ^{197}\text{Au}$$

Η **ενεργός διατομή της αντίδρασης ^{197}Au(n,2n)^{196}Au** που χρησιμοποιήθηκε, είναι υπολογισμένη με ακρίβεια και ελήφθη από τις διαδικτυακές βιβλιοθήκες πυρηνικών δεδομένων ENDF (Evaluated Nuclear Data File). Έτσι, για δέσμη νετρονίων στα 18.9 MeV η ενεργός διατομή είναι :

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{1.567}\ \text{barn}\ (1\ barn = 10^{-24}\ cm^2)$$

Έτσι, με αντικατάσταση των παραπάνω δεδομένων στην *Εξίσωση 3.1*, η ροή των νετρονίων στο στόχο αναφοράς Au-11 είναι :

$$\boxed{\boldsymbol{\Phi}_{\mathbf{Au\text{-}11}} = \mathbf{(1.527 \pm 0.072) \cdot 10^{10}}\ (\text{n/cm}^2)}$$

2. Ροή νετρονίων στο Al

Η αντίδραση αναφοράς με τον στόχο αλουμινίου είναι η $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$, όπου η ισχυρότερη εκπεμφθείσα ακτίνα γ, του ραδιενεργού πυρήνα ^{24}Na (χρόνος ημιζωής $T_{1/2}$ = 14.997 h) που δημιουργήθηκε, είναι στα 1368.6 keV, με ένταση I_γ = 99.9936 % . Έτσι, ολοκληρώνοντας την κορυφή αυτή στο φάσμα του αλουμινίου (Al-c) και λαμβάνοντας υπόψην τη διόρθωση νεκρού χρόνου (Dead time 3%) για τον ανιχνευτή HPGe (B), όπου μετρήθηκε ο στόχος Al-c, προέκυψε :

$$\mathbf{N_\gamma = 2890 \pm 71} \text{ counts}$$

Η **απόλυτη απόδοση ε**, του ανιχνευτή HPGe (B) στην ενέργεια των 1368.6 keV, υπολογίστηκε από την συνάρτηση προσαρμογής των πειραματικών δεδομένων της *Εικόνας 2.27* και βρέθηκε :

$$\boldsymbol{\varepsilon = 0.00460 \pm 0.00025}$$

Ο **διορθωτικός παράγοντας F** υπολογίστηκε από προσομοίωση Monte Carlo με τον κώδικα MCNP5 και προέκυψε :

$$\mathbf{F = 0.996}$$

Συγκρινόμενος με τον πειραματικά υπολογιζόμενο διαπιστώθηκε πολύ καλή συμφωνία ~99.8 %, όπως φαίνεται παρακάτω :

- μ_o = 0.02511 cm^2/g [NIST],
- d = 2.608 g/cm^3,
- x = 0.0265 cm.

$$F_{experimental} = 0.998$$

Ο **διορθωτικός παράγοντας D** προσδιορίζεται, όπως προαναφέρθηκε, από την *Σχέση 3.11* με τα εξής δεδομένα :

- $\lambda = 1.28386 \cdot 10^{-5}$ sec^{-1}
- Live time = 57864 sec
- t_1 = 1206 sec
- t_2 = 59070 sec

$$\mathbf{D = 0.516}$$

Ο **διορθωτικός παράγοντας f_c** υπολογίζεται με την *Σχέση 3.12*, αντικαθιστώντας ως σταθερά αποδιέγερσης λ αυτή του Al. Έτσι, προέκυψε :

$$\mathbf{f_c = 0.543}$$

Το **πλήθος των πυρήνων ^{27}Al** του στόχου Al-c, που ακτινοβολήθηκαν, υπολογίζεται από την *Σχέση 3.2* και με βάση τον *Πίνακα 2.1*. Έτσι, προέκυψε :

$$\mathbf{N_\tau = (4.945 \pm 0.022) \cdot 10^{21}} \text{ πυρήνες } ^{27}\text{Al}$$

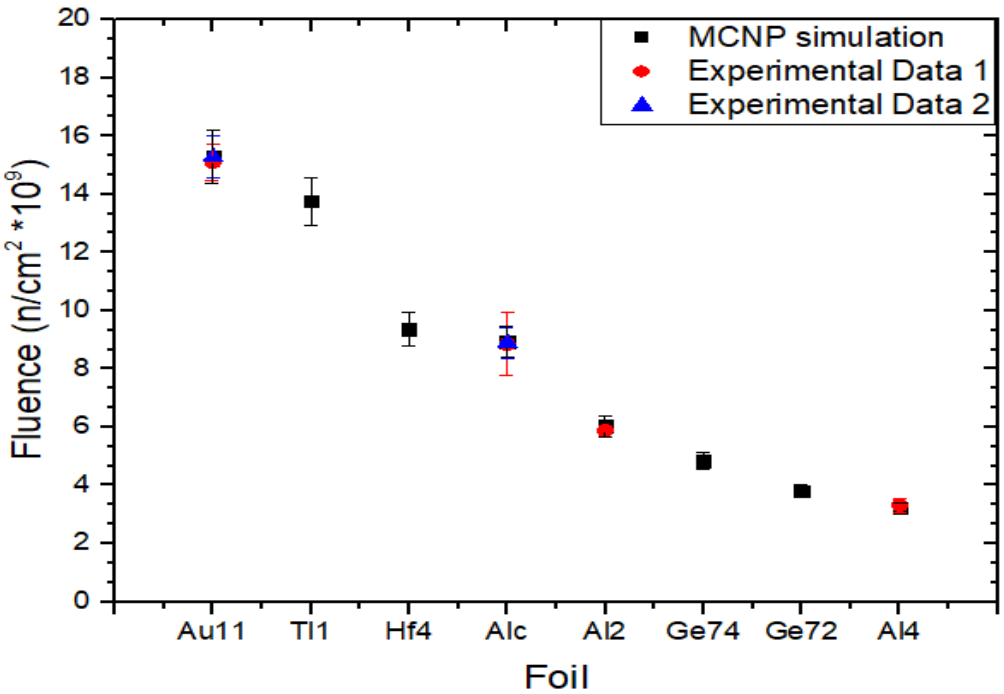
Η **ενεργός διατομή της αντίδρασης ^{27}Al(n,α)^{24}Na** που χρησιμοποιήθηκε, είναι υπολογισμένη με ακρίβεια και πάρθηκε από τις διαδικτυακές βιβλιοθήκες πυρηνικών δεδομένων ENDF (Evaluated Nuclear Data File) [END]. Έτσι, για δέσμη νετρονίων στα 18.9 MeV η ενεργός διατομή είναι :

$$\boldsymbol{\sigma = 0.051} \text{ barn } (1\ barn = 10^{-24}\ cm^2)$$

Έτσι, με αντικατάσταση των παραπάνω δεδομένων στην *Εξίσωση 3.1*, η ροή των νετρονίων στο στόχο αναφοράς Al-c είναι :

$$\boxed{\mathbf{\Phi_{Al\text{-}c} = (8.895 \pm 0.523) \cdot 10^9} \text{ (n/cm}^2\text{)}}$$

Η βέλτιστη κανονικοποίηση των θεωρητικών τιμών των ροών νετρονίων, από την προσομοιώση Monte Carlo, με τις πειραματικές ροές στους στόχους αναφοράς φαίνεται γραφικά στο *Σχήμα 3.8* (και θα παρουσιασθεί και πάλι στο επόμενο Κεφάλαιο *ως Σχήμα 4.1*), ο τρόπος διεξαγωγής του οποίου θα αναλυθεί στην υποενότητα 4.1 .



Σχήμα 3.8 : Διάγραμμα ροής νετρονίων για τους στόχους που ακτινοβολήθηκαν.Με μαύρα τετράγωνα είναι οι θεωρητικές τιμές της προσομοίωσης (MCNP), με κόκκινους κύκλους οι πειραματικές τιμές από το παράλληλο πείραμα (Exp. Data 1) και με μπλε τρίγωνα είναι οι πειραματικές τιμές που υπολογίστηκαν για το συγκεκριμένο πείραμα (Exp. Data 2) [SF06, XMCT05, FB02, PCSC].

Όπως παρατηρείται από το *Σχήμα 3.7*, υπάρχει πολύ καλή συμφωνία πειραματικών και θεωρητικών τιμών. Πιο συγκεκριμένα, κανονικοποιώντας με βάση την πειραματική ροή νετρονίων στο Au-11, που υπολογίστηκε από την παρούσα μελέτη, οι υπόλοιπες πειραματικές τιμές

προβλέπονται, με ακρίβεια μικρότερη του πειραματικού τους σφάλματος, από τις θεωρητικές τιμές της προσομοίωσης.

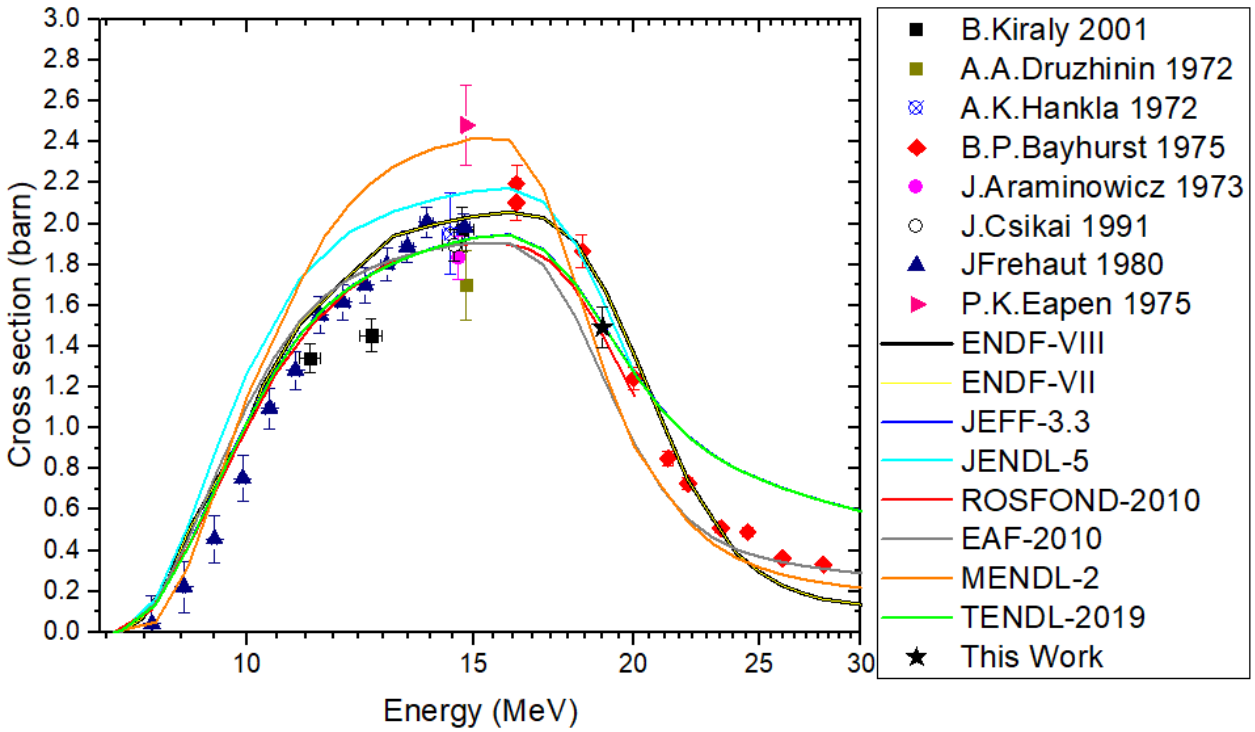
. Έτσι, σύμφωνα με την ανάλυση της υποενότητας 4.1.3, ως τιμή της **ροής νετρονίων Φ_{Tl}**, που προσέπεσε στο στόχο θαλλίου, θα χρησιμοποιηθεί η θεωρητική τιμή της ροής νετρονίων που υπολογίστηκε από το λογισμικό MCNP5 [SF06, XMCT05, PCSC] :

$$\boldsymbol{\Phi_{Tl} = (1.37 \pm 0.08) \cdot 10^{10}} \ (\mathrm{n/cm^2})$$

Καταλήγοντας, για τον προσδιορισμό της ***ολικής ενεργού διατομής σ_{Tl} της αντίδρασης $^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl$***, για δέσμη νετρονίων ενέργειας 18.9 MeV, αντικαθιστούμε στην *Εξίσωση 3.1* τους παράγοντες που προσδιορίστηκαν στην ενότητα 3.2, με αποτέλεσμα :

$$\boldsymbol{\sigma_{Tl} = (1.5 \pm 0.1)\ b}$$

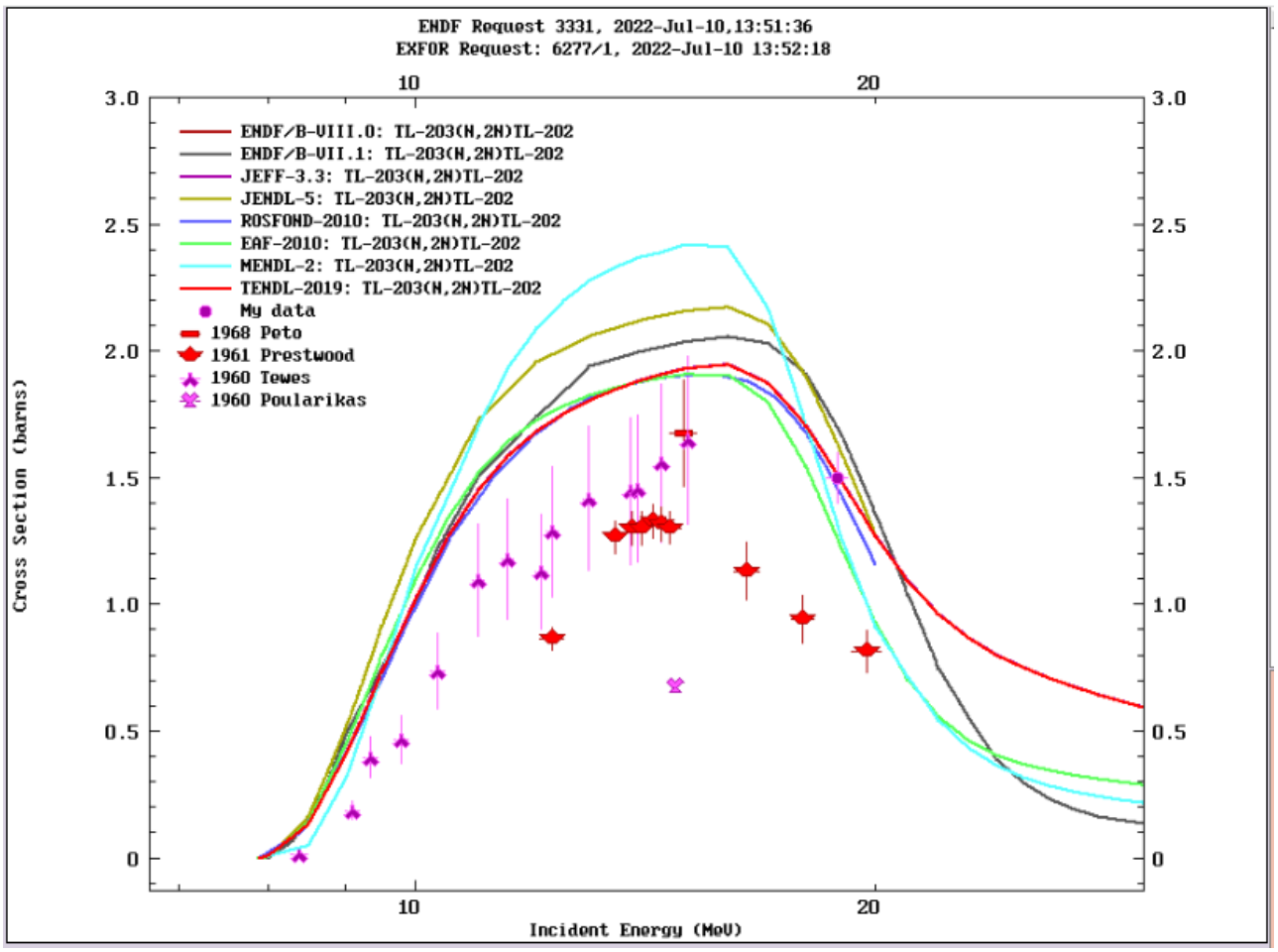
Στο *Σχήμα 3.9* παρατίθενται τα *υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα* ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl$, από το 1970 μέχρι σήμερα, η *ενεργός διατομή* που υπολογίστηκε στην *παρούσα μελέτη* και οι παγκόσμιες διαδικτυακές *βιβλιοθήκες αξιολογημένων πυρηνικών δεδομένων* ENDF (Evaluated Nuclear Data File) [END, XFR].



Σχήμα 3.9 : Πειραματικά δεδομένα (μετά το 1970), αποτέλεσμα παρούσας εργασίας και βιβλιοθήκες αξιολογημένων πυρηνικών δεδομένων της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl$ [END, XFR].

Παρατηρούμε ότι η πειραματική ενεργός διατομή της παρούσας μελέτης προβλέπεται από τις βιβλιοθήκες *ROSFOND-2010* (Russia) και *TENDL-2019* (Talys) και είναι σε καλή συμφωνία με τη βιβλιοθήκη της MENDL-2 (Medium Energy Nuclear Data Library), των ENDF-VII/VIII (USA) και JENDL-5 (Japan).

Ο λόγος για τον οποίο χρησιμοποιούνται για σύγκριση μόνο τα πειραματικά δεδομένα μετά το 1970 είναι η μεγάλη απόκλιση των παλαιότερων και το γεγονός ότι ούτε οι βιβλιοθήκες των αξιολογημένων δεδομένων δεν τα συνυπολογίζουν, όπως φαίνεται και στο *Σχήμα 3.10* [END, XFR].



Σχήμα 3.10 : Πειραματικά δεδομένα (πριν το 1970), αποτέλεσμα παρούσας εργασίας και βιβλιοθήκες αξιολογημένων πυρηνικών δεδομένων της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl [END, XFR].

Κεφάλαιο 4°

Θεωρητικοί Υπολογισμοί

4.1 Πειραματικός και θεωρητικός υπολογισμός νετρονικής ροής Φ

Όπως προαναφέρθηκε στην ενότητα 3.2, η ροή στους στόχους προσομοιώθηκε με τη χρήση του κώδικα MCNP (**M**onte **C**arlo **N**eutral **P**articles) [SF06, XMCT05, FB02]. Ύστερα, ο συνδυασμός των θεωρητικών τιμών της προσομοίωσης με τις πειραματικές τιμές των νετρονικών ροών συντέλεσε στον προσδιορισμό της ροής Φ_{Tl} στο στόχο θαλλίου, που χρησιμοποίηθηκε για την εύρεση της ολικής ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl$.

Στην ενότητα αυτή παρατίθενται τα πειραματικά και θεωρητικά αποτελέσματα των νετρονικών ροών στους στόχους που ακτινοβολήθηκαν, τόσο για το συγκεκριμένο πείραμα, όσο και για τα παράλληλα πειράματα, που διεξήχθησαν. Επίσης αναλύεται ο τρόπος συνδυασμού των δύο για την διεξαγωγή του παράγοντα Φ_{Tl} .

4.1.1 Πειραματικός υπολογισμός νετρονικής ροής Φ

Όπως προαναφέρθηκε στην υποενότητα 2.2.1, στην ίδια ακτινοβόληση των στόχων του πειράματος ακτινοβολήθηκαν και στόχοι δύο άλλων πειραμάτων. Συγκεκριμένα οι στόχοι των παράλληλων πειραμάτων ήταν ο στόχος Hf, με τους ίδιους στόχους αναφοράς που χρησιμοποιήθηκαν για το Tl (Au-11 και Al-c), ένας στόχος ^{74}Ge και ένας στόχος ^{72}Ge, με δύο στόχους αναφοράς αλουμινίου εκατέρωθεν των (Al-2 και Al-4), όπως φαίνονται και στην *Εικόνα 2.15* . Ο στόχος Au-11 μετρήθηκε στον ανιχνευτή γερμανίου A (*80%*), ο στόχος Al-c μετρήθηκε στον ανιχνευτή γερμανίου B (*80%*), ενώ οι άλλοι δύο στόχοι αναφοράς μετρήθηκαν σε άλλου ανιχνευτές γερμανίου. Έπειτα προσδιορίστηκαν οι ροές σύμφωνα με τον τρόπο που αναλύθηκε στην ενότητα 3.2 .

Παρακάτω φαίνεται ο *Πίνακας 4.1* των αποτελεσμάτων υπολογισμού των πειραματικών ροών στους στόχους αναφοράς, όλων των πειραμάτων :

Στόχοι	Φ (n/cm^2)	δΦ (n/cm^2)	Φ (n/cm^2) (Παράλληλο πείραμα)	Φ (n/cm^2) (Παράλληλο πείραμα)
Au-11	**$1.5273 \cdot 10^{10}$**	**$7.21 \cdot 10^{8}$**	**$1.51 \cdot 10^{10}$**	**$6.29 \cdot 10^{8}$**
Alc	**$8.895 \cdot 10^{9}$**	**$5.22 \cdot 10^{8}$**	**$8.848 \cdot 10^{9}$**	**$1.075 \cdot 10^{9}$**
Al2	**–**	**–**	**$5.88 \cdot 10^{9}$**	**$1.29 \cdot 10^{8}$**
Al4	**–**	**–**	**$3.31 \cdot 10^{9}$**	**$2.39 \cdot 10^{8}$**

Πίνακας 4.1 : Πειραματικές νετρονικές ροές στους στόχους αναφοράς των πειραμάτων [PCSC] .

4.1.2 Θεωρητικός υπολογισμός νετρονικής ροής Φ

Για τον θεωρητικό προσδιορισμό της νετρονικής ροής έγινε προσομοίωση με χρήση της μεθόδου Monte Carlo, μέσω του κώδικα MCNP5, ο οποίος σχεδιάστηκε για την ιχνηλάτηση πολλών τύπων σωματιδίων σε μια ευρεία κλίμακα ενεργειών και αναπτύχθηκε στο Εθνικό Εργαστήριου του Los Alamos. Με τον κώδικα προσομοιώθηκε η πειραματική διάταξη και υπολογίστηκε η συνολική ροή νετρονίων σε όλους τους στόχους που ακτινοβολήθηκαν. Το πρόγραμμα MCNP (**M**onte **C**arlo **N**eutral **P**articles) δύναται να προσομοιώσει πειραματικές διατάξεις και τον τρόπο αλληλεπίδρασης των ηλεκτρονίων, των φωτονίων και των νετρονίων με την ύλη, βασιζόμενο στη στατιστική μέθοδο τυχαίων αριθμών Monte Carlo. Για να πραγματοποιηθεί η προσομοίωση των αλληλεπιδράσεων , το λογισμικό έχει ενσωματώσει στις βάσεις δεδομένων του παγκοσμίως αναγνωρισμένες βιβλιοθήκες ενεργών διατομών ποικίλων αντιδράσεων. Για τα νετρόνια, συνυπολογίζονται όλες οι αντιδράσεις που δίνονται από μια συγκεκριμένη αξιολόγηση ενεργών διατομών (όπως της βιβλιοθήκης ENDF/B-VI).

Η σημαντική πληροφορία από τα αποτελέσματα της προσομοίωσης είναι ο τρόπος που εξασθενεί η νετρονική ροή από στόχο σε στόχο και όχι η απόλυτη τιμή της ανά cm^2. Έτσι, καθίσταται αναγκαία η κανονικοποίηση των θεωρητικών αποτελεσμάτων, με βάση μία πειραματική μέτρηση της ροής σε ένα από τους στόχους αναφοράς, με γνώμονα την καλύτερη συμφωνία των θεωρητικών τιμών με τις αντίστοιχες πειραματικές των υπόλοιπων στόχων αναφοράς. Δίνοντας περισσότερη βαρύτητα στον στόχο αναφοράς που τοποθετήθηκε κολλητά με τον στόχο του θαλλίου, κανονικοποιήσαμε, με τον βέλτιστο τρόπο, τις θεωρητικές τιμές των ροών με βάση την νετρονική ροή που υπολογίστηκε πειραματικά για τον στόχο του Au-11. Αναλυτικότερα, αντικαθιστούμε την θεωρητική τιμή της ροής στο χρυσό με την πειραματική της τιμή και, ύστερα, πολλαπλασιάζουμε τις υπόλοιπες θεωρητικές τιμές με έναν λόγο, όπως φαίνεται παρακάτω :

$$\Phi_{foil}^{MCNP} \cdot \frac{\Phi_{Au}^{\text{Πειραματικό}}}{\Phi_{Au}^{MCNP}} \qquad (4.1)$$

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης, για ενέργεια ακτινοβόλησης στα 18.9 MeV, πριν και μετά από την κανονικοποίηση, παρουσιάζονται στον *Πίνακα 4.2*.

	MCNP		Κανονικοποίηση MCNP	
Στόχοι	**Φ (n/cm^2)**	***δΦ (n/cm^2)**	**Φ (n/cm^2)**	**δΦ (n/cm^2)**
Au11	$3.99 \cdot 10^5$	$0.12 \cdot 10^5$	$1.5273 \cdot 10^{10}$	$9.16 \cdot 10^8$
Tl1	$3.59 \cdot 10^5$	$0.11 \cdot 10^5$	$1.37 \cdot 10^{10}$	$8.22 \cdot 10^8$
Hf4	$2.44 \cdot 10^5$	$0.07 \cdot 10^5$	$9.35 \cdot 10^9$	$5.61 \cdot 10^8$
Alc	$2.33 \cdot 10^5$	$0.07 \cdot 10^5$	$8.93 \cdot 10^9$	$5.36 \cdot 10^8$
Al2	$1.58 \cdot 10^5$	$0.05 \cdot 10^5$	$6.03 \cdot 10^9$	$3.62 \cdot 10^8$
Ge74	$1.26 \cdot 10^5$	$0.04 \cdot 10^5$	$4.82 \cdot 10^9$	$2.89 \cdot 10^8$
Ge72	$9.91 \cdot 10^4$	$0.30 \cdot 10^4$	$3.79 \cdot 10^9$	$2.27 \cdot 10^8$
Al4	$8.40 \cdot 10^4$	$0.25 \cdot 10^4$	$3.21 \cdot 10^9$	$1.93 \cdot 10^8$

Πίνακας 4.2 : Θεωρητικά αποτελέσματα νετρονικής ροής στους στόχους της ακτινοβόλησης, μέσω του κώδικα MCNP5, πριν και μετά την κανονικοποίηση [SF06, XMCT05, FB02,PCSC].

** Το σφάλμα της κανονικοποίησης εκτιμήθηκε, βάσει όλων των πιθανών κανονικοποιήσεων, στο 3% .*

Στην κανονικοποίηση μεταφέραμε το σφάλμα (*5 %*) της πειραματικής τιμής της ροής στο Au-11 και το σφάλμα της κανονονικοποίησης (*3 %*) στις θεωρητικές τιμές των ροών .

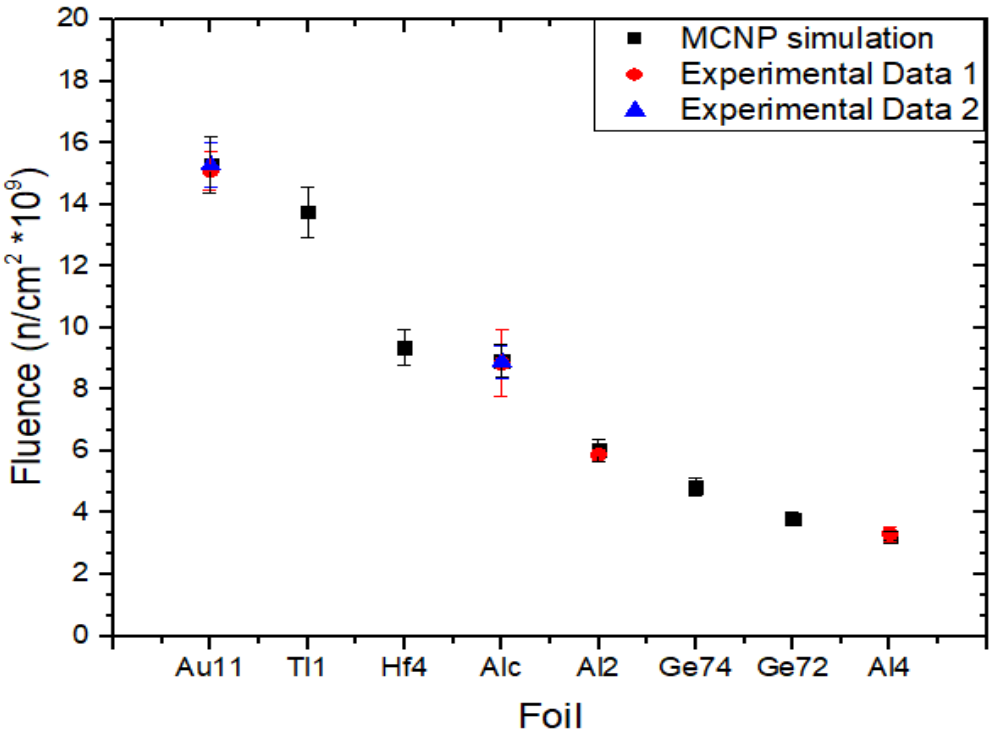
4.1.3 Σύγκριση αποτελεσμάτων και τελική τιμή ροής Φ_{Tl}

Στη συγκεκριμένη υποενότητα, γίνεται σύγκριση των, κανονικοποιημένων, θεωρητικών και πειραματικών τιμών των νετρονικών ροών και εξετάζεται η αξιοπιστία της θεωρητικής τιμής Φ_{Tl}, με σκοπό να προσδιοριστεί η καλύτερη προσέγγιση της νετρονικής ροής στο στόχο θαλλίου.

Παρακάτω φαίνεται ο *Πίνακας 4.3* και το *Σχήμα 4.1* με τις θεωρητικές τιμές των ροών, το οποίο παρουσιάστηκε και στην ενότητα 3.2 (επανάληψη του *Σχήματος 3.8*), που προέκυψαν από την προσομοίωση και την βέλτιστη κανονικοποίηση, και τις πειραματικές, που υπολογίστηκαν από την μελέτη της παρούσας εργασίας και του παράλληλου πειράματος :

	MCNP (κανον.)	Παρούσα μελέτη (Exp. Data 2)		Παράλληλο πείραμα (Exp. Data 1)	
Στόχοι	**Φ (n/cm^2)**	**Φ (n/cm^2)**	**δΦ (n/cm^2)**	**Φ (n/cm^2)**	**Φ (n/cm^2)**
Au11	$1.5273 \cdot 10^{10}$	$1.5273 \cdot 10^{10}$	$7.21 \cdot 10^{8}$	$1.51 \cdot 10^{10}$	$6.29 \cdot 10^{8}$
Tl1	$1.37 \cdot 10^{10}$	–	–	–	–
Hf4	$9.35 \cdot 10^{9}$	–	–	–	–
Alc	$8.93 \cdot 10^{9}$	$8.895 \cdot 10^{9}$	$5.23 \cdot 10^{8}$	$8.848 \cdot 10^{9}$	$1.075 \cdot 10^{9}$
Al2	$6.03 \cdot 10^{9}$	–	–	$5.88 \cdot 10^{9}$	$1.29 \cdot 10^{8}$
Ge74	$4.82 \cdot 10^{9}$	–	–	–	–
Ge72	$3.79 \cdot 10^{9}$	–	–	–	–
Al4	$3.21 \cdot 10^{9}$	–	–	$3.31 \cdot 10^{9}$	$2.39 \cdot 10^{8}$

Πίνακας 4.3 : Σύγκριση θεωρητικών, κανονικοποιημένων ως προς τη πειραματική ροή στο Au-11, και πειραματικών τιμών των ροών νετρονίων Φ [SF06, XMCT05, FB02, PCSC].



Σχήμα 4.1 : Σύγκριση θεωρητικών (MCNP) και πειραματικών τιμών (Exp. Data 1 , Exp. Data 2) των νετρονικών ροών σε κάθε στόχο, μετά από την κανονικοποίηση [SF06, XMCT05, FB02, PCSC] .

Ύστερα από τη συγκεκριμένη κανονικοποίηση και με σύγκριση των πειραματικών με τα θεωρητικά δεδομένα παρατηρείται η μεγαλύτερη συμφωνία μεταξύ τους, εντός των πειραματικών τους σφαλμάτων. Συμπεραίνοντας, με αυτή την παρατήρηση, ότι η θεωρητική τιμή της νετρονικής ροής που προέκυψε από την προσομοίωση, έχοντας κανονικοποιήσει ως προς το στόχο αναφοράς Au-11, είναι ικανοποιητικά αξιόπιστη και μπορεί να θεωρηθεί ως μια ρεαλιστική προσέγγιση της πραγματικής ροής που προσέπεσε στο στόχο θαλλίου. Συνεπώς, η τιμή $\mathbf{\Phi_{Tl}}$, που θα χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl$, είναι :

$$\mathbf{\Phi_{Tl} = (1.37 \pm 0.08) \cdot 10^{10}} \ (n/cm^2)$$

4.2 Θεωρητική μελέτη και αποτελέσματα ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl με τη χρήση του κώδικα Empire

Στη συγκεκριμένη υποενότητα θα αναλυθεί η προσπάθεια εύρεσης ενός κατάλληλου συνδυασμού πυρηνικών παραμέτρων με σκοπό τη θεωρητική αναπαραγωγή των πειραματικών δεδομένων της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl, εντός πειραματικών σφαλμάτων. Επίσης θα γίνει συνοπτική θεωρητική εισαγωγή για το οπτικό δυναμικό των νετρονίων και των πρωτονίων, η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων και η συνεισφορά των αντιδράσεων προϊσορροπίας του σύνθετου πυρήνα, που είναι οι πυρηνικές παράμετροι που μελετήθηκαν .

4.2.1 Εισαγωγή στον κώδικα Empire

Ο κώδικας Empire [HC07, EW322], μέσω της πλήρους μοντελοποίησης και κωδικοποίησης των πυρηνικών αντιδράσεων, διαθέτει την ικανότητα για τη θεωρητική τους μελέτη. Συντελείται από μια πληθώρα κωδίκων FORTRAN, βιβλιοθηκών παραμέτρων εισόδου, ενώ παρέχει και βιβλιοθήκη πειραματικών δεδομένων (EXFOR/CSISRS) [XFR].

Το αρχείο εισόδου (input file) του κώδικα EMPIRE περιέχει τις εξής παραμέτρους :

i. Πληροφορίες της αντίδρασης (πυρήνας-στόχος, σωματίδιο-βλήμα).
ii. Επιθυμητά κανάλια εξόδου προς μελέτη (σωματίδια που εξέρχονται από τον σύνθετο πυρήνα).
iii. Οπτικό δυναμικό νετρονίων και πρωτονίων.
iv. Μοντέλο που περιγράφει την πυκνότητα των ενεργειακών σταθμών του σύνθετου πυρήνα, με σκοπό την εφαρμογή της θεωρίας Hauser-Feshbach.
v. Επιλογή μοντέλων προϊσορροπίας.

Στο αρχείο εξόδου του κώδικα παρέχονται πληροφορίες για την ελαστική ενεργό διατομή της αντίδρασης , τη συνεισφορά των ελαστικών και ανελαστικών καναλιών, την ενεργό διατομή για διακριτές μεταπτώσεις γ και την ολική ενεργό διατομή.

Το ζητούμενο της θεωρητικής μελέτης, της παρούσας εργασίας, είναι ο προσδιορισμός της ολικής ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl.

Στη συνέχεια θα γίνει μια μικρή θεωρητική εισαγωγή των τριών τελευταίων παραμέτρων που δίνει τη δυνατότητα το αρχείο εισόδου του κώδικα Empire να ελέξουμε, με τον σκοπό μιας στοιχειώδους κατανόησης της πυρηνικής αλληλεπίδρασης που συντελείται για να πραγματοποιηθεί και να προσομοιωθεί η αντίδραση που μελετάται στην προκειμένη εργασία.

4.2.2 Πυρηνικό Οπτικό Μοντέλο για την περιγραφή Ελαστικής Σκέδασης

Η εύρεση ενός κατάλληλου οπτικού μοντέλου, που περιγράφει το πυρηνικό δυναμικό μιας αντίδρασης, με τη χρήση του κώδικα EMPIRE, αποσκοπεί στον προσδιορισμό του συντελεστή διέλευσης της αντίδρασης αυτής. Στη συνέχεια θα γίνει μια μικρή θεωρητική εισαγωγή για το οπτικό μοντέλο και τον τρόπο που προκύπτει ο συντελεστής διέλευσης καθώς και τη φυσική του σημασία.

Το οπτικό μοντέλο για την περιγραφή της ελαστικής σκέδασης παρομοιάζει τους πυρήνες με νεφελώδεις κρυστάλλινες σφαίρες που, όταν χτυπηθούν από μια δέσμη σωματιδίων, απορροφούν εν μέρει τη δέσμη, εν μέρει την σκεδάζουν και εν μέρει την εκπέμπουν με τρόπο ανάλογο με τη συμπεριφορά του φωτός.

Πιο συγκεκριμένα, η αλληλεπίδραση ενός νουκλεονίου με έναν πυρήνα είναι εγγενώς περίπλοκη και το οπτικό μοντέλο το αναπαριστά με ένα φαινομενολογικό δυναμικό πολύ απλής μορφής, με παραμέτρους που προσαρμόζονται ώστε να ταιριάζουν στα πειραματικά δεδομένα. Αυτό το δυναμικό έχει ένα φανταστικό μέρος που λαμβάνει υπόψη την απορρόφηση της ροής αντίδρασης από το ελαστικό κανάλι προς τα μη ελαστικά κανάλια αντίδρασης. Αυτό είναι ανάλογο με τη σκέδαση και την απορρόφηση του φωτός από ένα μέσο σύνθετου δείκτη διάθλασης, γι' αυτό και ονομάζεται οπτικό μοντέλο [FS49, GP06, AC00, KK88, GH92, KR12, AK19].

Για να εκφραστεί κβαντομηχανικά το μοντέλο λύνεται η εξίσωση Schrödinger για το οπτικό δυναμικό, το οποίο στην περιοχή αλληλεπίδρασης θεωρείται ομοιόμορφο και η γενική του μορφή είναι :

$$U(r) = V(r) + iW(r) \qquad (4.2)$$

όπου η ελαστική σκέδαση εκφράζεται από το πραγματικό κομμάτι V(r) και η απορρόφηση από το φανταστικό W(r).

Το πραγματικό και το φανταστικό μέρος του δυναμικού θεωρούνται σφαιρικά συμμετρικά δυναμικά, τύπου «Wood-Saxon», και έχουν την εξής μορφή :

$$V_V(\mathrm{r}) = \frac{-V_O}{1+\mathrm{e}^{\frac{\mathrm{r}-R_V}{a_V}}} \qquad (4.3)$$

όπου :

- V_o , το βάθος του δυναμικού
- R_V, η μέση πυρηνική ακτίνα ($R_i = r_o \cdot A^{1/3}$, όπου A ο μαζικός αριθμός του πυρήνα στόχου)
- α_V , παράμετρος διάχυσης (diffuseness parameter) , η απόσταση στην οποία το πυρηνικό δυναμικό μεταβάλλεται από $0.9V_o$ σε $0.1V_o$.

Το δυναμικό Wood-Saxon περιγράφει τους όρους όγκου και επιφάνειας, ενώ συμμετέχει στην διαμόρφωση των όρων spin-orbit του πρότυπου μοντέλου οπτικού δυναμικού, το οποίο μπορεί να πάρει την παρακάτω μορφή [KR12]:

$$\begin{aligned}
\mathbf{U(r,E)} = & -V_V(r,E) && \text{, πραγματικός όρος όγκου} \\
& -iW_V(r,E) && \text{, φανταστικός όρος όγκου} \\
& -iW_D(r,E) && \text{, φανταστικός όρος επιφάνειας} \\
& +V_{SO}(r,E) && \text{, πραγματικός όρος spin-orbit} \\
& +iW_{SO}(r,E) && \text{, φανταστικός όρος pin-orbit} \\
& +V_C(r) && \text{, όρος Coulomb}
\end{aligned}$$

Η λύση της εξίσωσης Schrodinger που περιγράφει ικανοποιητικά την ελαστική σκέδαση και απορρόφηση των βλημάτων μιας αντίδρασης έχει την παρακάτω μορφή :

$$\psi_{r\to\infty} = e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} f(\theta) \qquad (4.4)$$

όπου ,

- Ο όρος $\mathbf{e^{ikz}}$ είναι το προσπίπτον κύμα (π.χ. η προσπίπτουσα νετρονική δέσμη)
- Ο όρος $\frac{\mathbf{e^{ikr}}}{\mathbf{r}}\mathbf{f(\theta)}$, είναι ένα σκεδαζόμενο σφαιρικό κύμα.
- $\boldsymbol{k} = \sqrt{\frac{\mathbf{2mE}}{\hbar}}$, ο κυματαριθμός
- $\boldsymbol{f(\theta)} = \frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2ik}}\sum_{\boldsymbol{l=0}}^{\infty}(\mathbf{2}\boldsymbol{l}+\mathbf{1})(\boldsymbol{S_l}-\mathbf{1})\boldsymbol{P_l}(\boldsymbol{cos\theta})$, είναι το πλάτος σκέδασης το οποίο προσδιορίστηκε μέσω της μερικής κυματκής ανάλυσης (partial wave analysis), θεωρώντας την περίπτωση αφόρτιστων και χωρίς spin σωματιδίων, όπου οι όροι Coulomb και spin-orbit δεν υπάρχουν.
- $\boldsymbol{P_l}(\boldsymbol{cos\theta})$, πολυώνυμο Legendre που προκύπτει από την ανάλυση του κύματος με τη μέθοδο των χωριζομένων μεταβλητών, χρησιμοποιώντας τη σφαιρική αρμονική Y_l^0 .
- $\boldsymbol{l}$, η στροφορμή του σωματιδίου (angular momentum).
- $\boldsymbol{S_l} = \boldsymbol{e^{2i\delta_l}}$, πίνακας μερικής σκέδασης (partial scattering matrix).
- $\boldsymbol{\delta_l}$, είναι η μετατόπιση φάσης σκέδασης (scattering phase shift) του μερικού κύματος γωνιακής στροφορμής **l** (l-wave). Για ένα ελεύθερο σωματίδιο, η μετατόπιση φάσης δ_l είναι 0. Με αυτό τον τρόπο η μετατόπιση φάσης μετρά πόσο μετατοπίζεται η ασυμπτωτική λύση του προβλήματος σκέδασης στην αρχή από την ασυμπτωτική ελεύθερη λύση [FP54].

Από αυτήν την κυματοσυνάρτηση, η διαφορική ενεργός διατομή σκέδασης είναι :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f(\theta)|^2 \qquad (4.5)$$

Ολοκληρώνοντας την *Εξίσωση 4.5* πάνω σε όλες τις γωνίες, η ενεργός διατομή σκέδασης δίνεται από την έκφραση :

$$\sigma_{scattering} = \frac{4\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)|1-S_l|^2 \qquad (4.6)$$

ενώ η ενεργός διατομή απορρόφησης από την έκφραση :

$$\sigma_{absorption} = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)(1-|S_l|^2)$$

$$\sigma_{absorption} = \frac{\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\boldsymbol{T_l} \qquad (4.7)$$

Με αυτόν τον τρόπο καθορίζεται ο **συντελεστής διέλευσης** ως :

$$\boldsymbol{T_l = 1 - |S_l|^2} \qquad (4.8)$$

Ο **συντελεστής διέλευσης** ή **διεισδυτικότητας** $\boldsymbol{T_l}$ [HF52, FP54] (transmission coefficient or penetrability factor) είναι η πιθανότητα δημιουργίας ενός σύνθετου πυρήνα, καθώς ένα ορισμένο κλάσμα των νετρονίων, με τροχιακή στροφορμή l (l-wave), που χτυπά τον πυρήνα, «κολλάει» πάνω του. Σχετίζεται, δηλαδή, με την πιθανότητα να απορροφήσει ο πυρήνας-στόχος ένα l-wave. Επίσης, αποτελεί ένα σημαντικό στοιχείο της θεωρίας Hauser-Feshbach, η οποία θα αναλυθεί στην υποενότητα 4.2.3 .

4.2.3 <u>Θεωρία Hauser-Feshbach</u>

Η θεωρία Hauser-Feshbach [HF52] περιγράφει τις πυρηνικές αντιδράσεις δημιουργίας σύνθετου πυρήνα και είναι ένα από τα κύρια κβαντομηχανικά στατιστικά μοντέλα που περιγράφουν αντιδράσεις τέτοιου τύπου. Στηριζόμενη στην αρχή ανεξαρτησίας του Bohr (υπόθεση Bohr) [BW79] και έχοντας ως ένα κύριο μέρος της το Οπτικό Μοντέλο, η θεωρία αυτή προέκτεινε την θεωρία εξάτμισης (evaporation theory) του V.Weisskopf [VW37, WE40], που παρομοιάζει την εκπομπή των νουκλεονίων από την επιφάνεια του διεγερμένου σύνθετου πυρήνα με την εξάτμιση μορίων ενός ιδανικού υγρού, ενσωματώνοντας μια κατάλληλη κβαντομηχανική μεταχείριση της στροφορμής του σύνθετου πυρήνα, χαρακτηριστικό το οποίο τα προηγούμενα μοντέλα δεν κατάφεραν να συνυπολογίσουν, ποσοτικά, στον τρόπο αποσύνθεσης του σύνθετου πυρήνα.

Για την ορθότερη παρουσίαση της θεωρίας Hauser-Feshbach, θα γίνει πρώτα μια μικρή εισαγωγή στην υπόθεση ανεξαρτησίας του Bohr [BW79].

Το 1936, ο N.Bohr θεώρησε ότι όταν ένα σωματίδιο **α**, υψηλής ταχύτητας, προσκρούει σε έναν βαρύ πυρήνα **A** δημιουργείται ένα σύνθετο σύστημα (σύνθετος πυρήνας **C**) μεγάλης σταθερότητας. Στη συνέχεια έκανε την γνωστή «υπόθεση Bohr», στην οποία ο τρόπος αποσύνθεσης του σύνθετου πυρήνα (**B** + **β**) εξαρτάται αποκλειστικά από την ενέργεια του, τη στροφορμή και την ομοτιμία του και όχι από τον τρόπο με τον οποίο παρήχθη.

Η υπόθεση του Bohr μπορεί να συνοψιστεί με την ακόλουθη έκφραση :

$$\boldsymbol{\sigma}(\alpha+A\rightarrow B+\beta) = \boldsymbol{\sigma}(\alpha+A\rightarrow C^*)\cdot\mathbf{P}(C^*\rightarrow B+\beta) \Longrightarrow$$

$$\Longrightarrow \boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta} = \boldsymbol{\sigma}_{\alpha}\cdot\mathbf{P}_{\beta} \qquad (4.9)$$

όπου,

$\boldsymbol{\sigma}_{\alpha}$: Η ενεργός διατομή σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα

$\mathbf{P}_{\beta}$: Η πιθανότητα ο σύνθετος πυρήνας να διασπαστεί στο κανάλι εξόδου β.

Έτσι η νέα υπόθεση ανεξαρτησίας μπορεί να εκφραστεί για ένα αυθαίρετο κανάλι εισόδου χρησιμοποιώντας τους συντελεστές διέλευσης $\boldsymbol{T_l}$,όπως προέκυψαν από το οπτικό μοντέλο που αναλύθηκε στην υποενότητα 4.2.2, με τον ακόλουθο τρόπο :

$$\sigma_{\alpha\beta}(l) = \left[\frac{\pi}{\kappa_\alpha^2}\cdot(2l+1)\cdot T_l(\varepsilon_\alpha)\right]\cdot P_\beta(l) \qquad (4.10)$$

Ενώ η αντίστροφη αντίδραση, που περιλαμβάνει το ίδιο l-wave και την ίδια ενέργεια διέγερσης του σύνθετου πυρήνα, παίρνει την εξής μορφή :

$$\sigma_{\beta\alpha}(l) = \left[\frac{\pi}{\kappa_\beta^2} \cdot (2l+1) \cdot T_l(\varepsilon_\beta)\right] \cdot P_\alpha(l) \qquad (4.11)$$

Διαιρώντας την *Εξίσωση 4.10* με την *4.11* και θεωρώντας πως το *θεώρημα αμοιβαιότητας** (*reciprocity theorem**) μπορεί να εφαρμοστεί στις μερικές ενεργές διατομές (partial cross sections), προκύπτει η ακόλουθη έκφραση :

$$\frac{P_\alpha(l)}{T_l(\varepsilon_\alpha)} = \frac{P_\beta(l)}{T_l(\varepsilon_\beta)} \quad \Longrightarrow \quad \frac{P_a(l)}{P_\beta(l)} = \frac{T_l(\varepsilon_\alpha)}{T_l(\varepsilon_\beta)} \qquad (4.12)$$

**Το θεώρημα αμοιβαιότητας (reciprocity theorem) της θεωρίας εξάτμισης (evaporation theory), του V.Weisskopf [VW37, WE40], συνοψίζεται στην παρακάτω έκφραση :*

$$\frac{\sigma_{\alpha\beta}}{\kappa_\beta^2} = \frac{\sigma_{\beta\alpha}}{\kappa_\alpha^2} \qquad (4.13)$$

όπου κ_α , κ_β ο κυματαριθμός στο κανάλι α και β αντίστοιχα

Η *Εξίσωση 4.12* δηλώνει ότι ο λόγος των πιθανοτήτων αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα για οποιοδήποτε ζεύγος καναλιών ισούται με το λόγο των αντίστοιχων συντελεστών διέλευσης. Επομένως, για κάθε κανάλι αποδιέγερσης β, η πιθανότητα αποδιέγερσης θα γίνει :

$$P_\beta(l) = \frac{T_l(\varepsilon_\beta)}{\sum_\gamma T_{\gamma,l}} \qquad (4.14)$$

όπου,

$\sum_\gamma T_{\gamma,l}$: Το άθροισμα πάνω σε όλα τα προσβάσιμα κανάλια εξόδου γ.

ε_β : Η ενέργεια του εξερχόμενου βλήματος που καθορίζεται από την ενέργεια διέγερσης του σύνθετου πυρήνα (E_C*) και αυτής της τελικής κατάστασης του θυγατρικού πυρήνα (E_B*), ($\varepsilon_\beta + E_B^* = E_C^* + Q_{C\to\beta+B}$).

Εάν η ενέργεια διέγερσης του θυγατρικού πυρήνα E_B* ανήκει στο συνεχές, τότε μπορεί να θεωρηθεί ότι υπάρχουν $\Omega_B(E_B^*)$ καταστάσεις σ'αυτήν την ενέργεια διέγερσης. Επιπλέον, σε ένα μικρό ενεργειακό εύρος ΔΕ, στο οποίο το ε_β μπορεί να θεωρηθεί ως σταθερά, το πλήθος των καταστάσεων μπορεί να εκφραστεί σα συνάρτηση της πυκνότητας πυρηνικής ενεργειακής κατάστασης $\rho_B(E_B^*)$, ως $\Omega_B(E_B^*) = \rho_B(E_B^*)\cdot\Delta E$. Ομοίως, για όλα τα προσβάσιμα κανάλια εξόδου γ, το πλήθος των καταστάσεων θα είναι $\Omega_\Gamma(E_\Gamma^*) = \rho_\Gamma(E_\Gamma^*)\cdot\Delta E$. Ως εκ τούτου, η πιθανότητα αποδιέγερσης σε καθεμία από αυτές τις καταστάσεις μπορεί να εκφραστεί ως :

$$P_\beta(l) = \frac{T_l(\varepsilon_\beta)\Omega_B(E_B^*)}{\sum_\gamma T_{\gamma,l}\Omega_\Gamma(E_\Gamma^*)} \Longrightarrow P_\beta(l) = \frac{T_l(\varepsilon_\beta)\rho_B(E_B^*)}{\sum_\gamma T_{\gamma,l}\rho_\Gamma(E_\Gamma^*)} \qquad (4.15)$$

Συνδυάζοντας την *Εξίσωση 4.10* με την *4.15*, προκύπτει η βασική μορφή του φορμαλισμού Hauser-Feshbach για σωμάτια χωρίς spin, η οποία είναι :

$$\sigma_{\alpha\beta}(l) = \frac{\pi}{\kappa_\alpha^2}(2l+1)\frac{T_l(\varepsilon_\alpha)T_l(\varepsilon_\beta)\rho_B(E_B^*)}{\sum_\gamma T_{\gamma,l}\rho_\Gamma(E_\Gamma^*)} \qquad (4.16)$$

Στην περίπτωση που τα αλληλεπιδρώντα σωματίδια έχουν spin (s,S), τα οποία συνδυάζονται μεταξύ τους δίνοντας το spin του καναλιού **j**, που, με τη σειρά του, συνδυαζόμενο με την τροχιακή στροφορμή **l** δίνει τη συνολική στροφορμή **J** του σύνθετου πυρήνα, όπως φαίνεται παρακάτω :

$$\begin{array}{ccccc} \alpha + A & \underset{l}{\rightarrow} & C^* & \underset{l'}{\rightarrow} & B + \beta \\ s \quad S & & & & s' \quad S' \\ j = s + S & & & & j' = s' + S' \end{array} \quad ,$$

και υποθέτοντας ότι οι συντελεστές διέλευσης εξαρτώνται μόνο από την τροχιακή στροφορμή, προκύπτει ότι η μερική ενεργός διατομή, σε τελικές καταστάσεις στροφορμής S' του θυγατρικού πυρήνα B, παίρνει την τελική μορφή του φορμαλισμού Hauser-Feshbach :

$$\sigma_{\alpha\beta}(J,S') = \frac{\pi}{k_\alpha^2}\frac{(2J+1)}{(2s+1)(2S+1)}\frac{\sum_{l,j,l',j'} T_l(\varepsilon_\alpha)\,T_{l'}(\varepsilon_\beta)\,\rho_B(E_B^*,S')}{\sum_{\gamma,l'',j''} T_{\gamma,l''}\,\rho_\Gamma(E_\Gamma^*)} \qquad (4.17)$$

όπου,

τα άτονα σύμβολα αντιπροσωπεύουν τις ποσότητες που σχετίζονται με το κανάλι εισόδου α, ενώ τα τονούμενα σύμβολα με το κανάλι εξόδου β.

Το άθροισμα στον παρονομαστή γίνεται πάνω σε όλα τα πιθανά και επιτρεπόμενα κανάλια εξόδου, τα οποία υπόκεινται στην αρχή διατήρησης της ενέργειας και τους κανόνες επιλογής της στροφορμής [GH92].

4.2.4 Πυκνότητα πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων

Οι πυκνότητες πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων αποτελούν ένα σημαντικό συστατικό της ενεργού διατομής στη θεωρία Hauser-Feshbach (*βλ. Εξ. 4.16, 4.17*). Συνιστούν χαρακτηριστική ιδιότητα του πυρήνα και, για μία συγκεκριμένη ενέργεια διέγερσης, ορίζονται ως το πλήθος των ενεργειακών σταθμών (dN) ανά μονάδα ενέργειας (dE).

$$\rho(E) = \frac{dN}{dE} \qquad (4.18)$$

Ερμηνεύοντας διαφορετικά, η πυκνότητα των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων είναι το σύνολο των διαφορετικών τρόπων που δύναται ενα νουκλεόνιο να βρεθεί στην στάθμη ενέργειας διέγερσης E και ενεργειακού εύρους dE, ενώ η τιμή της αυξάνεται ραγδαία για μεγαλύτερες ενέργειες διέγερσης του πυρήνα.

Επομένως είναι απαραίτητο να παρουσιαστούν τα βασικά μοντέλα περιγραφής της πυκνότητας των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων και οι σχέσεις που τα χαρακτηρίζουν, τα οποία επιλέχθηκαν, ως παράμετροι, για τους θεωρητικούς υπολογισμούς με τον κώδικα EMPIRE 3.2.2 .

Τα διαθέσιμα μοντέλα, που χρησιμοποιήθηκαν, συνοψίζονται στον *Πίνακα 4.4* .

	EMPIRE 3.2.2
Keyword & Value	Nuclear Level Density Model
LEVDEN 0	Enhanced Generalized Superfluid Model (EGSM)
LEVDEN 1	Generalized Superfluid Model (GSM)
LEVDEN 2	Gilbert-Cameron Model (GCM)
LEVDEN 3	Hartree-Fock-Bogoliubov (microscopic) (HFBM)

Πίνακας 4.4 : Μοντέλα πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων, που είναι διαθέσιμα στον κώδικα EMPIRE 3.2.2, με τις αντίστοιχες λέξεις-κλειδιά και τιμές τους στο αρχείο εισόδου του κώδικα [HC07].

I. Το μοντέλο Fermi Gas (FGM)

Παρόλο που το μοντέλο Fermi Gas (FGM) [HB37] δεν μπορεί να εφαρμοστεί στον κώδικα Empire χρησιμοποιώντας κάποια τιμή μπροστά από τη λέξη-κλειδί που φαίνεται στον *Πίνακα 4.4*, είναι ένα μοντέλο το οποίο εφαρμόζεται ταυτόχρονα με τα άλλα μοντέλα του κώδικα και για το λόγο αυτό θα παρουσιαστεί, εν συντομία, παρακάτω.

Βασίζεται στην υπόθεση ότι οι καταστάσεις μεμονομένων σωματιδίων (single particle states), που δομούν τα διεγερμένα ενεργειακά επίπεδα του πυρήνα, ισαπέχουν μεταξύ τους, γεγονός που ισχύει στην πραγματικότητα για μη αλληλεπιδρώντα νουκλεόνια, απουσία συλλογικών επιπέδων [KH08]. Η πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων του FGM μπορεί να εκφραστεί ως :

$$\rho_F^{tot}(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\,\frac{\sqrt{\pi}}{12}\,\frac{exp\left[2\sqrt{\alpha U}\right]}{\alpha^{1/4}\,U^{5/4}} \qquad (4.19)$$

όπου,

α : Η παράμετρος πυκνότητας καταστάσεων

σ : Η τετραγωνική ρίζα της παραμέτρου spin cut-off (σ^2), που αντιπροσωπεύει το πλάτος της κατανομής της στροφορμής της πυκνότητας ενεργειακής κατάστασης.

U : Ενεργή ενέργεια διέγερσης (Effective excitation energy). Ισούται με U= E – Δ, με Δ μια εμπειρική παράμετρος που σχετίζεται με την ενέργεια σύζευξης, η οποία συμπεριλαμβάνεται για να ληφθούν υπόψην οι γνωστές επιδράσεις odd-even στον πυρήνα.

II. <u>Το μοντέλο Gilbert-Cameron (GCM) (LEVDEN 2)</u>

Η προσέγγιση Gilbert-Cameron (GCM) [GC65] χωρίζει την στάθμη της ενέργειας διέγερσης σε δύο περιοχές, οι οποίες περιγράφονται από διαφορετικές συναρτήσεις πυκνοτήτων ενεργειακών καταστάσεων.

Για χαμηλές ενέργειες διέγερσης, μικρότερες από U_x, εφαρμόζεται το μοντέλο σταθερής θερμοκρασίας (CTM-Constant Temperature Model) [ZK18]. Είναι ένα μοντέλο ιδανικού αερίου που θεωρεί τη θερμοκρασία και την ενέργεια διέγερσης του σύνθετου πυρήνα ανεξάρτητα μεταξύ τους, για χαμηλές ενέργειες. Στο μοντέλο αυτό, η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων εκφράζεται ως :

$$\rho^{CT}(E_x) = \frac{1}{T}\exp\left(\frac{E_x - E_0}{T}\right) \qquad (4.20)$$

όπου,
T : Η θερμοκρασία του πυρήνα
E_o : Ελεύθερη παράμετρος

Για ενέργειες μεγαλύτερες από U_x, εφαρμόζεται το μοντέλο Fermi Gas. Έτσι, η πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων που ορίζει το GCM, μπορεί να εκφραστεί ως :

$$\rho^{GC}(E_x) = \begin{cases} \rho^{CT}(E_x) & E_x \le U_x \\ \rho^{FG}(E_x) & E_x > U_x \end{cases} \qquad (4.21)$$

III. Generalized Superfluid Model (GSM) (LEVDEN 1)

Το Generalized Superfluid Model (GSM) [II79, IW93] χαρακτηρίζεται από μία μεταβατική φάση, από μια συμπεριφορά υπερρευστού σε χαμηλές ενέργειες (κάτω από μια κρίσιμη ενέργεια διέγερσης U_c), σε μια περιοχή υψηλών ενεργειών (πάνω από την U_c) που περιγράφεται από το μοντέλο Fermi Gas (FGM) [KH08]. Έτσι η πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων του GSM έχει δύο μορφές, μία κάτω και μία πάνω από την κρίσιμη ενέργεια διέγερσης U_c .

IV. Enhanced Generalized Superfluid Model (EGSM) (LEVDEN 0)

Το EGSM, το οποίο αναφέρεται και ως «Empire Global Specific Model», χρησιμοποιεί το μοντέλο υπερρευστού κάτω από την κρίσιμη ενέργεια διέγερσης και το FGM πάνω από αυτήν, ομοίως με το GSM. Η διαφορά με το GSM σχετίζεται με την κατανομή του spin πάνω από την κρίσιμη ενέργεια διέγερσης, όπου χρησιμοποιείται το μοντελο Fermi Gas, και περιλαμβάνει μια πιο ακριβή αντιμετώπιση της υψηλής στροφορμής του πυρήνα, με αποτέλεσμα πιο ακριβείς υπολογισμούς για μεγάλες ενέργειες νετρονίων. Δεύτερη σημαντική διαφορά με το GSM είναι η προσθήκη ενός όρου για την περιστροφή (rotational enhancement) του πυρήνα κι ενός για τις δονήσεις (vibrational enhancement) αυτού [HC07].

V. Microscopic combinatorial level densities – HFBM (LEVDEN 3)

Η μέθοδος Hartee-Fock-Bogoliubov (HFBM) [HC07] είναι ένα μικροσκοπικό μοντέλο περιγραφής της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα. Το μοντέλο αυτό λαμβάνει υπόψην τα ενεργειακά διαγράμματα αποδιέγερσης του κάθε σωματιδίου ξεχωριστά και καταφέρνει μια πολύ καλή αναπαραγωγή των πειραματικών δεδομένων.

4.2.5 Αντιδράσεις προϊσορροπίας

Κατά τη διάρκεια της δεκαετίας του 1960, συσσωρεύτηκαν στοιχεία που έδειχναν ότι είναι δυνατό σωματίδια να εκπέμπονται μετά το πρώτο στάδιο μιας πυρηνικής αλληλεπίδρασης αλλά πολύ πριν την επίτευξη στατιστικής ισορροπίας. Αυτές είναι οι αντιδράσεις προϊσορροπίας. Πολλές προσπάθειες έχουν γίνει για την κατανόηση των διεργασιών προϊσορροπίας ως μια σειρά αλληλεπιδράσεων νουκλεονίου-νουκλεονίου εντός του πυρήνα στόχου. Η πρώτη αλληλεπίδραση δίνει την άμεση διαδικασία (direct process) και τα επόμενα στάδια τις διαδικασίες προϊσορροπίας. Ξεκινώντας με το πρωτοποριακό έργο του Griffin [JG66, JG67], έχει αναπτυχθεί μια σειρά ημι-κλασικών ή μοντέλων exciton ποικίλης πολυπλοκότητας, και με την κατάλληλη επιλογή παραμέτρων, αυτά είναι, συχνά, ικανά να ταιριάζουν με την παρατηρούμενη ενέργεια και τη

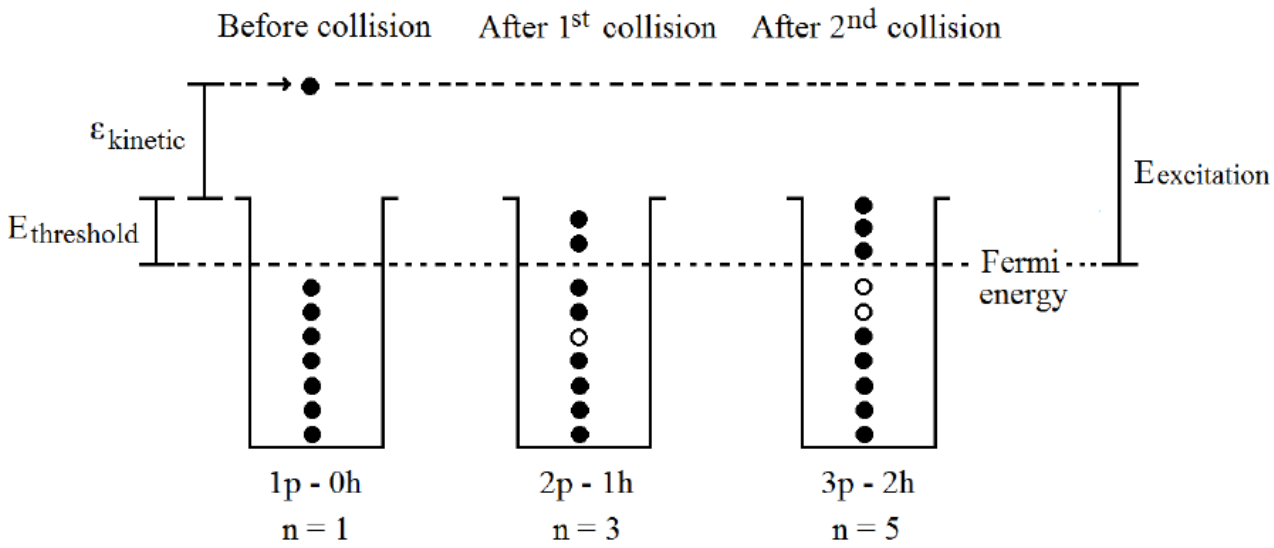
γωνιακή κατανομή των εκπεμπόμενων σωματιδίων. Πιο πρόσφατα, έχουν προταθεί αρκετές κβαντομηχανικές θεωρίες, οι οποίες παρέχουν, κατ' αρχήν, έναν τρόπο υπολογισμού των ενεργών διατομών των διεργασιών προϊσορροπίας χωρίς τις αβεβαιότητες των ημικλασικών προσεγγίσεων.

Οι διεργασίες προϊσορροπίας συνεισφέρουν ουσιαστικά και σε ορισμένες περιπτώσεις είναι η κυρίαρχη συνεισφορά στις ενεργές διατομές των αντιδράσεων που ανοίγουν από νετρόνια ενέργειας 10 έως 20 MeV. Επομένως είναι απαραίτητο να ληφθούν υπόψη κατά την εξέταση των αλληλεπιδράσεων των νετρονίων 18.9 MeV που παρήχθησαν από την αντίδραση σύντηξης D-T, στο πείραμα της συγκεκριμένης μελέτης [GH92, HF86].

Στη συνέχεια αυτής της υποενότητας θα γίνει μια εισαγωγική παρουσίαση των μοντέλων προϊσορροπίας που χρησιμοποιεί ο κώδικας EMPIRE στους θεωρητικούς του υπολογισμούς, δηλαδή του μοντέλου exciton (exciton model) [JG66, JG67] και οι θεωρίες Multi-step Direct και Multi-step Compound των Feshbach, Kerman και Koonin [FK80].

I. Exciton Model

Όσον αφορά τις αντιδράσεις προϊσορροπίας η πιο απλή είναι αυτή του Griffin [JG66, JG67], η οποία ονομάζεται exciton model και στον κώδικα EMPIRE μπορεί να συμπεριληφθεί στους θεωρητικούς υπολογισμούς με την εισαγωγή στο αρχείο εισόδου της λέξης-κλειδί PCROSS μαζί με κάποια από τις διαθέσιμες τιμές του κώδικα (π.χ. PCROSS 1.5). Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό, το εισερχόμενο βλήμα, αρχικά, αλληλεπιδρά με ένα νουκλεόνιο της «θάλασσας» Fermi του πυρήνα-στόχου και δημιουργεί μια κατάσταση μονού σωματιδίου (single particle state) πάνω από την επιφάνεια Fermi, ενώ μια οπή εμφανίζεται στον πυρήνα. Δύο τέτοια παραδείγματα καταστάσεων δύο σωματιδίων-μιας οπής (2p-1h) και τριών σωματιδίων-δύο οπών (3p-2h) φαίνονται στο *Σχήμα 4.2* παρακάτω. Ο συνολικός αριθμός των διεγερμένων σωματιδίων p και οπών h, που καταλαμβάνουν καταστάσεις πάνω και κάτω από την ενέργεια Fermi, αντίστοιχα, αναφέρονται ως το πλήθος των excitons n = p+h. [GP06, AC00, GH92, MD11]



Σχήμα 4.2 : Σχηματική απεικόνιση της διέγερσης του πυρήνα σε καταστάσεις που χαρακτηρίζονται από έναν αυξανόμενο αριθμό excitons. Όλα τα σωμάτια είναι δεσμευμένα στο πηγάδι δυναμικού και οι διαδικασίες αυτές οδηγούν σε έναν πλήρως ισορροπημένο υπολειπόμενο πυρήνα [AC00].

Τέτοιες διαδοχικές αλληλεπιδράσεις οδηγούν σε μια ενδοπυρηνική αλληλουχία (cascade), που μέσω μιας ακολουθίας καταστάσεων που χαρακτηρίζονται από έναν αυξανόμενο αριθμό excitons και περισσότερους βαθμούς ελευθερίας, καταλήγει στην ισορροπία. Οι διαδικασίες αυξανόμενου αριθμού excitons ακολουθούν συγκεκριμένους κανόνες ($\Delta n=0,\pm2$,$\Delta p=0,\pm1$,$\Delta h=0,\pm1$) και, σύμφωνα με την υπόθεση του Griffin, ο κυρίαρχος τρόπος αποσύνθεσης είναι η εσωτερική μετατροπή $\Delta n= +2$. Εάν ένα σωματίδιο έχει αρκετά υψηλή ενέργεια, ώστε να υπερβεί την ενέργεια κατωφλίου εκπομπής, δραπετεύει από τον πυρήνα [CB71, MB75].

Σε οποιοδήποτε στάδιο υπάρχει μη μηδενική πιθανότητα να εκπεμθεί ένα σωματίδιο. Εάν αυτό συμβεί σε πρώιμο στάδιο , είναι διαισθητικά σαφές ότι το εκπεμπόμενο σωματίδιο διατηρεί κάποια «μνήμη» της προσπίπτουσας ενέργειας και κατεύθυνσης, δηλαδή η υπόθεση αμνησίας του Bohr δεν ισχύει. Αυτή η φάση ονομάζεται φάση προϊσορροπίας, η οποία αναμένεται να είναι υπεύθυνη για τις πειραματικά παρατηρούμενες ουρές στις υψηλές ενέργειες και τις έμπροσθεν (forward-peaked) γωνιακές κατανομές. Εάν η εκπομπή δεν συμβεί σε πρώιμο στάδιο, το σύστημα φθάνει τελικά σε μια ημι-ισορροπία (quasi-equilibrium). Η κατάσταση ισορροπίας, αντίστοιχη σε υψηλούς αριθμούς excitons, καθιερώνεται μετά από έναν μεγάλο αριθμό αλληλεπιδράσεων, δηλαδή μετά από μεγάλο χρονικό διάστημα, και το σύστημα έχει πλέον «ξεχάσει» την αρχική κατάσταση. Κατά συνέπεια αυτό το στάδιο μπορεί να ονομαστεί στάδιο σύνθεσης (compound stage) ή εξάτμισης (evaporation stage). Ως εκ τούτου, κατ'αρχήν το exciton model επιτρέπει τον υπολογισμό των ενεργών διατομών εκπομπής με ενιαίο τρόπο, χωρίς να εισάγονται αυθαίρετες προσμαρμογές μεταξύ των συνεισφορών ισορροπίας και προϊσορροπίας [FK80].

II. Θεωρίες Multistep Compound (MSC) και Multistep Direct (MSD)

Όπως προαναφέρθηκε στην αρχή της υποενότητα, οι αντιδράσεις προϊσορροπίας ή προσύνθεσης αποτελούν ένα ενδιάμεσο στάδιο μεταξύ άμεσων διαδικασιών ενός σταδίου (one –step direct processes), που περιλαμβάνουν λίγους βαθμούς ελευθερίας, και αντιδράσεων σύνθετου πυρήνα, στις οποίες η ενέργεια του βλήματος διαμοιράζεται σε όλα τα νουκλεόνια του σύνθετου πυρήνα.

Η κβαντομηχανική προσέγγιση, στηριζόμενη στην ημικλασσική προσέγγιση του Exciton Model, αυτών των αντιδράσεων είναι η θεωρία Multistep (multistep theory), στην οποία θεωρείται ότι η αλληλεπίδραση μεταξύ του εισερχόμενου νουκλεονίου και του πυρήνα-στόχου πραγματοποιείται σε ένα πλήθος σταδίων αυξανόμενης πολυπλοκότητας. Το βλήμα εισχωρεί στον πυρήνα και συγκρούεται με ένα νουκλεόνιο, παράγοντας το πρώτο στάδιο διέγερσης δύο σωματιδίων-μίας οπής (2p-1h). Τα δευτερεύοντα σωματίδια μπορούν, με τη σειρά τους, να αλληλεπιδράσουν με τον υπόλοιπο πυρήνα, δημιουργώντας το δεύτερο στάδιο διέγερσης τριών σωματιδίων-δύο οπών (3p-2h) και ούτω καθεξής, όπως φαίνεται και στο *Σχήμα 4.2.2* . Σε κάθε στάδιο υπάρχει μια πεπερασμένη πιθανότητα η αντίδραση να περάσει στο επόμενο στάδιο, να επιστρέψει στο προηγούμενο ή να οδεύσει κατευθείαν στο συνεχές. Η τελευταία πιθανότητα αντιστοιχεί στις αντιδράσεις προϊσορροπίας [HF86]. Στην θεωρία του H.Feshbach, A.Kerman και S.Koonin γίνεται μια διάκριση αυτών των αντιδράσεων, σε αντιδράσεις multistep compound και multistep direct [FK80].

- **Multistep Compound (MSC)**

Σε μια αντίδραση MSC, κατά τη διάρκεια της ενδοπυρηνικής αλληλουχίας (cascade) που οδηγεί στην ισορροπία, όλα τα σωματίδια παραμένουν δέσμια. Οι σχετικές φάσεις των στοιχείων του πίνακα (J,parity, κ.α. κβαντικοί αριθμοί), που χρειάζονται για να χαρακτηριστεί ένα κανάλι, θεωρούνται τυχαίες. Ως συνέπεια η γωνιακή κατανομή που προκύπτει από την διαδικασία MSC είναι συμμετρική κατά 90° γύρω από το κέντρο μάζας, ομοίως και οι ενεργές διατομές μέσης ενέργειας.

Στον κώδικα EMPIRE δίνεται η δυνατότητα να συμπεριληφθεί ή να μη συμπεριληφθεί στους θεωρητικούς υπολογισμούς αυτή η διαδικασία, βάζοντας τη λέξη-κλειδί MSC με τις τιμές 1 ή 0, αντίστοιχα.

- **Multistep Direct (MSD)**

Η αντίδραση MSD εμφανίζεται καθώς η ενέργεια του εισερχόμενου βλήματος αυξάνεται και είναι πιο πιθανό ένα σωματίδιο να παραμένει στο συνεχές, άρα και να έχει καλή «μνήμη» της αρχικής κατεύθυνσης του βλήματος. Ως αποτέλεσμα, η γωνιακή κατανομή που προκύπτει είναι ανισοτροπική, με έμπροσθεν κορύφωση (forward-peaked).

Στον κώδικα EMPIRE δίνεται η δυνατότητα να συμπεριληφθεί ή να μη συμπεριληφθεί στους θεωρητικούς υπολογισμούς αυτή η διαδικασία, βάζοντας τη λέξη-κλειδί MSD με τις τιμές 1 ή 0, αντίστοιχα.

4.2.6 Αποτελέσματα Θεωρητικών Υπολογισμών

Παρακάτω παρατίθεται ένα από τα αρχεία εισόδου, του κώδικα EMPIRE, που χρησιμοποιήθηκαν για τους θεωρητικούς υπολογισμούς.

```
8.000              ;INCIDENT ENERGY (IN LAB)
203.   81.         ;TARGET  A , Z
1.     0.          ;PROJECTILE A, Z
3                  ;NUMBER OF NEUTRONS  TO BE EMITTED
1                  ;NUMBER OF PROTONS   TO BE EMITTED
1                  ;NUMBER OF ALPHAS    TO BE EMITTED
1                  ;NUMBER OF DEUTERONS TO BE EMITTED
0                  ;NUMBER OF TRITONS   TO BE EMITTED
0                  ;NUMBER OF He-3      TO BE EMITTED
0  0. 0.           ; reserved
IOUT       3.
LEVDEN     0.                EMPIRE NLD (EGSM RIPL-3) as default
NEX      080.                Number of points in the outgoing  energy grid
HRTW       3.                Width fluctuations considered up to 3 MeV (for neutron induced)
MSD        0.                Quantum statistical Multi-Step-Direct model
MSC        0.                Quantum statistical Multi-Step-Compound  model
MSDMIN     3.1
ENDF       2.                ENDF formatting selected, with all reactions with 2 or less emitted
                             particles being exclusive
PCROSS     3.                Exciton model with default 1.5 MFP parameter
OMPOT   -430.       1        Tl-203-specific spherical optical potential
DIRECT     0.                Spherical optical model by default
GSTRFN     1.                Default gamma ray strength function (PLujko MLO RIPL-2)
RECOIL     0.                No recoils are calculated. Sizeable speed-up if no ENDF file is
                             required
FISSHI     2.
GO
8.1
8.5
9.
9.5
10.
11.
12.
13.
14.
15.
16.
17.
18.
19.
20.
-1.
```

Στην αρχή του αρχείου εισόδου εισάγονται οι πληροφορίες για το εισερχόμενο βλήμα, τον πυρήνα στόχο και το είδος της αντίδρασης προς μελέτη. Ύστερα εισάγονται οι παράμετροι της αντίδρασης και με υποσκίαση φαίνονται οι πυρηνικές παράμετροι που ελέγχθηκαν οι συνδυασμοί των.

Αναφορικά, οι παράμετροι αυτές είναι :

- **LEVDEV** : Πυκνότητα πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων.
- **MSD** : Κβαντομηχανικό στατιστικό μοντέλο Multistep Direct.
- **MSC** : Κβαντομηχανικό στατιστικό μοντέλο Multistep Compound.
- **PCROSS** : Exciton Model.
- **OMPOT** : Μοντέλο Οπτικού Δυναμικού.
- **DIRECT** : Χρήση υπολογισμών Coupled-Channel (CC), μια μέθοδος που χρησιμοποιείται για τους υπολογισμούς ανελαστικής σκέδασης σε συλλογικά ενεργειακά επίπεδα, στο κανάλι εισόδου [HC07].

Τέλος δίνεται το ενεργειακό εύρος που θα γίνουν οι θεωρητικοί υπολογισμοί, από 8.1 εώς 20 MeV.

Στη συνέχεια θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα των θεωρητικών υπολογισμών με συλλογιστική σειρά αυτής που ακολουθήθηκε για την εύρεση του καλύτερου συνδυασμού παραμέτρων που προσεγγίζουν με τον καλύτερο τρόπο τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα(μετά το 1970) των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, ταυτοχρόνως. Η αντίδραση ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl εξετάστηκε, παράλληλα, ως επιπλέον μέτρο σύγκρισης και ένδειξης της καταλληλότητας των οπτικών μοντέλων.

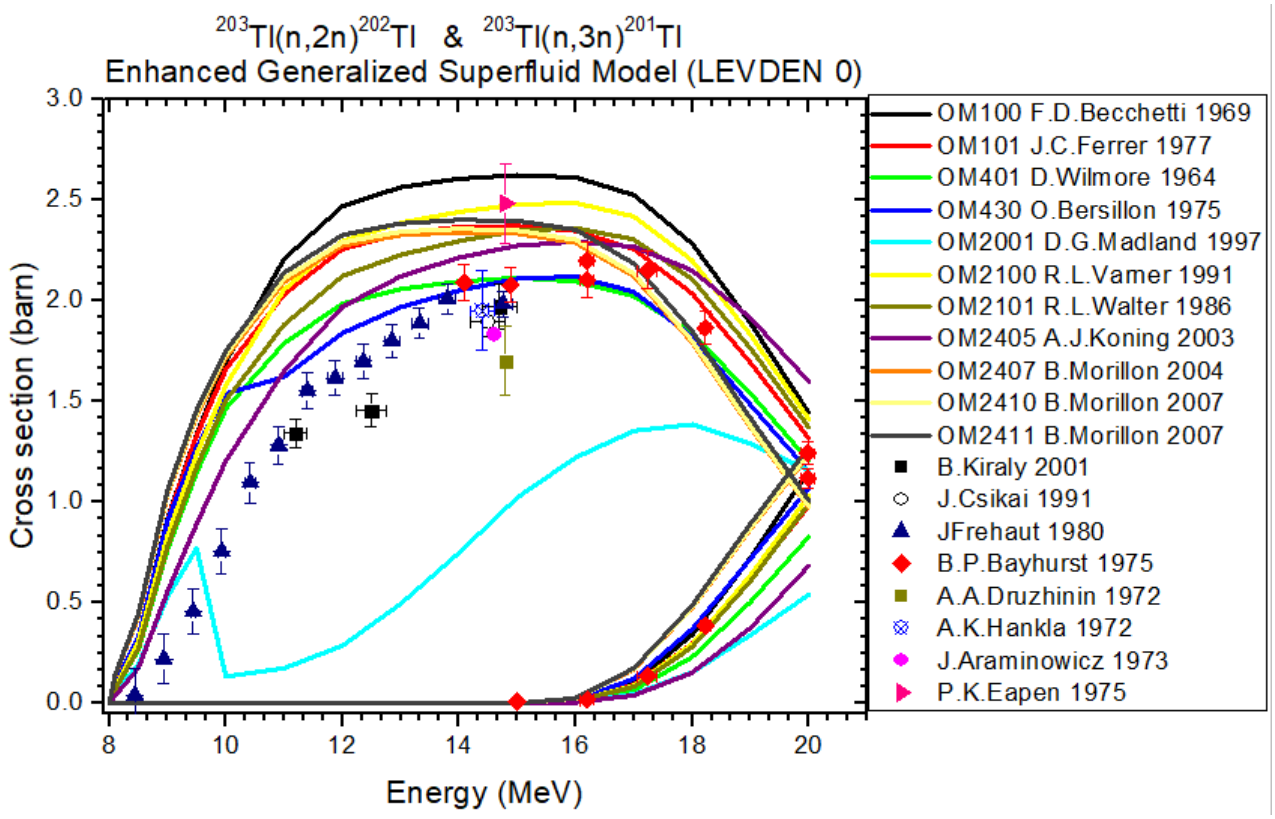
Η επιλογή του βέλτιστου συνδυασμού παραμέτρων, για τον περαιτέρω έλεγχο της καταλληλότητάς της, εξετάστηκε δια του θεωρητικού υπολογισμού της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{205}Tl(n,2n)^{204}Tl με τον συγκεκριμένο συνδυασμό παραμέτρων και, έπειτα, της σύγκρισης του θεωρητικού αποτελέσματος με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα αυτής της αντίδρασης.

Πρώτη Ομάδα Αποτελεσμάτων

Στο πρώτο στάδιο των θεωρητικών υπολογισμών έγινε αναζήτηση των πέντε καλύτερων οπτικών δυναμικών (OMPOT), από τα διαθέσιμα οπτικά δυναμικά που παρέχει η βιβλιοθήκη της RIPL-3 [RIPL]. Για το σκοπό αυτό, έμειναν σταθερές οι τιμές των παρακάτω παραγόντων :

- LEVDEN 0 , (Enhanced Generalized Superfluid Model)
- MSC 1 , (Ενεργοποιημένη η συνεισφορά Multistep Compound)
- MSD 1 , (Ενεργοποιημένη η συνεισφορά Multistep Direct)
- PCROSS 1.5 , (Exciton Model με παράμετρο MFP = 1.5)
- DIRECT 0 , (Σφαιρικό οπτικό δυναμικό, απενεργοποιημένοι οι υπολογισμοί άμεσων αντιδράσεων)

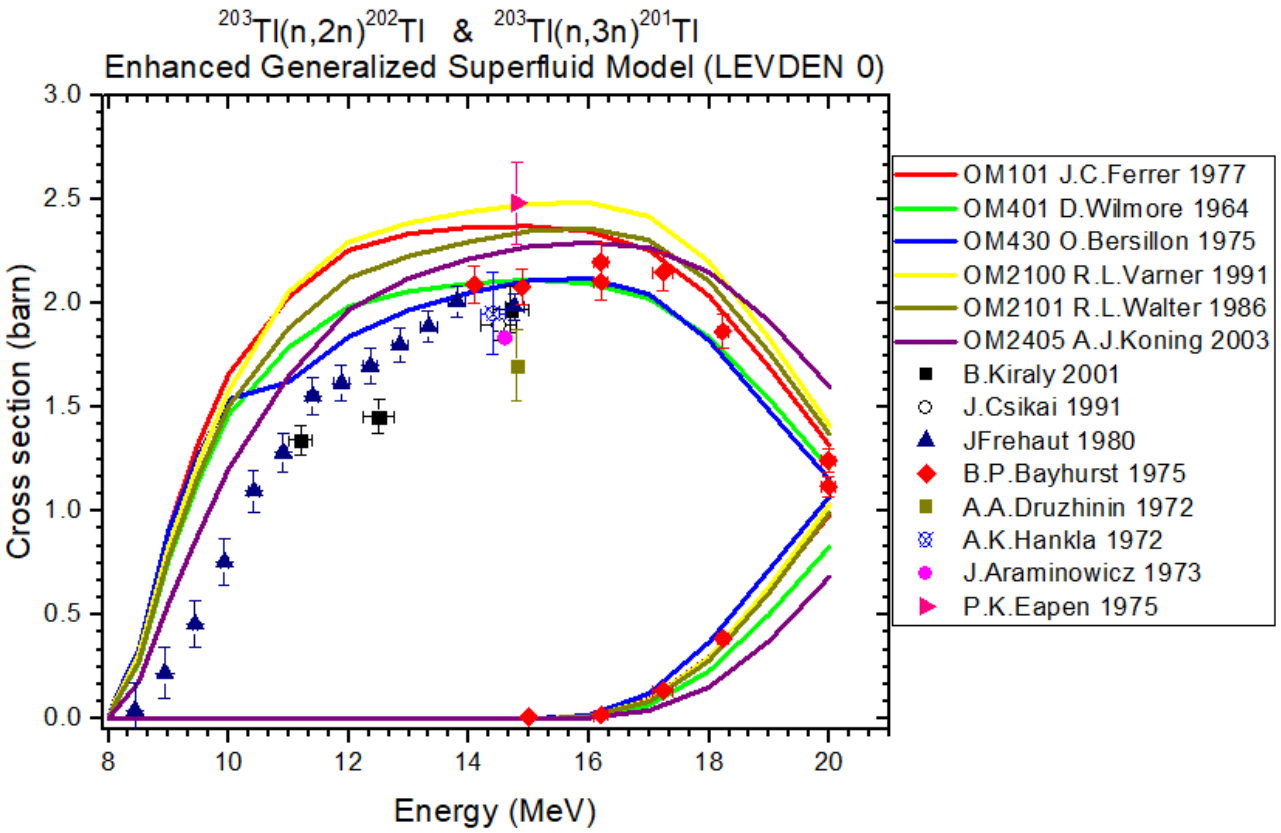
Στο *Σχήμα 4.3* οι καμπύλες που ξεκινάν από τα 8 MeV αντιπροσωπεύουν την αντίδραση ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl, ενώ αυτές που αρχίζουν να ανέρχονται από τα 15 MeV αντιστοιχούν στην αντίδραση ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl. Είναι φανερό ότι κάποια οπτικά δυναμικά αποκλίνουν σε μεγάλο βαθμό από τα πειραματικά δεδομένα, τα οποία και απορρίφθηκαν. Πιο συγκεκριμένα τα οπτικά δυναμικά των F.D.Becchetti 1969 [BG69], D.G.Madland 1997 [DM97], R.L.Vamer 1991 [VT91], B.Morillon 2004/2007/2007 [MR06, MR07] απορρίφθηκαν και τα οπτικά δυναμικά των J.C.Ferrer 1977 [FC77], D.Wilmore 1964 [WH64], O.Bersillon 1975 [BC75], R.L.Walter 1986 [WG86], A.J.Koning 2003 [KD03] πέρασαν στο επόμενο στάδιο εξέτασης, ως πιο κατάλληλα.



Σχήμα 4.3 : Διάγραμμα θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, όλων των οπτικών μοντέλων της RIPLE-3 και των πειραματικών δεδομένων της EXFOR (μετά το 1970) για τις αντιδράσεις ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl. Η πυκνότητα των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων του σύνθετου πυρήνα περιγράφεται από το EGSM [RIPL, XFR].

Να επισημανθεί ότι σε όλα τα διαγράμματα χρησιμοποιήθηκαν τα πειραματικά δεδομένα των B.Kiraly 2001 [KC01], J.Csikai 1991 [CB91], J.Frehaut 1980 [FB80], B.P.Bayhurst 1975 [BG75], A.A.Druzhinin 1972 [DI72], A.K.Hankla 1972 [HF72], J.Araminowicz 1973 [AD73] και του P.K.Eapen 1975 [ES75], τα οποία διατέθηκαν από την βιβλιοθήκη της EXFOR [XFR].

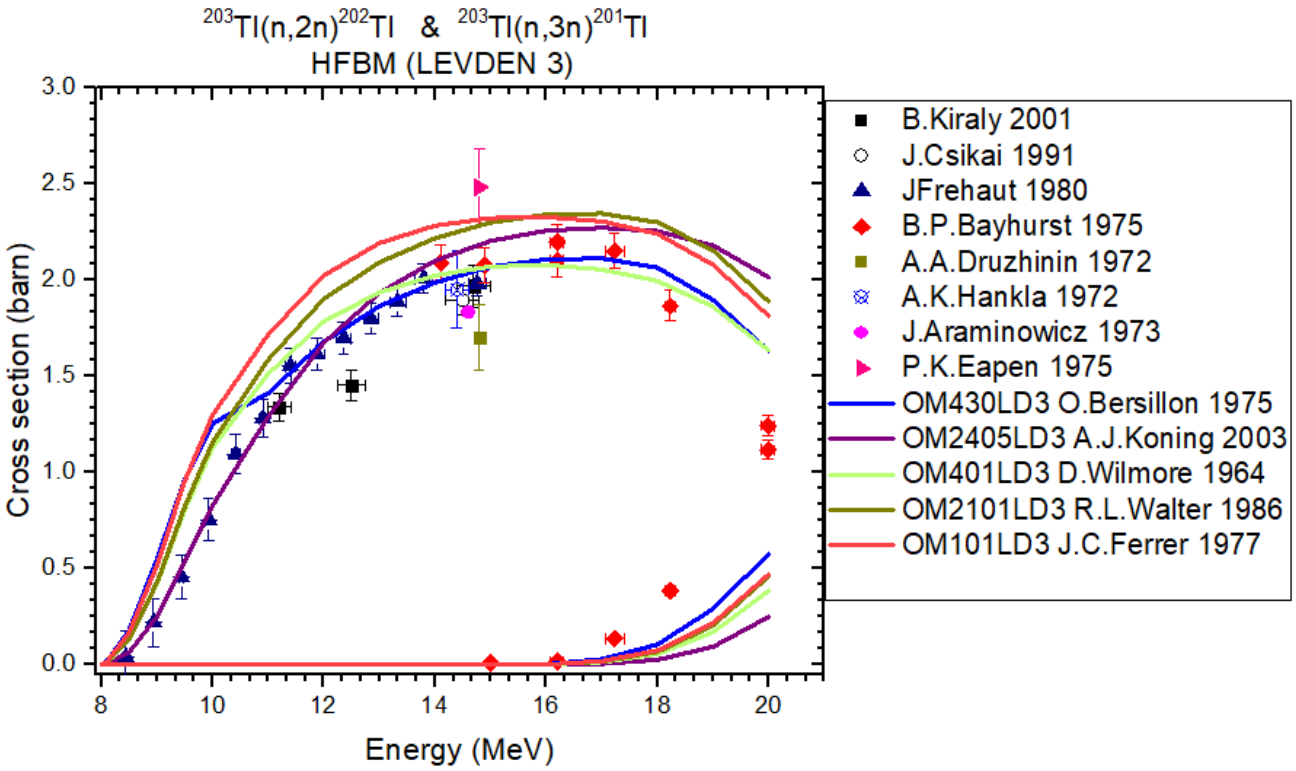
Στο *Σχήμα 4.4* φαίνονται τα οπτικά δυναμικά που πέρασαν στο επόμενο στάδιο εξέτασης, με τις ίδιες παραμέτρους του πρώτου σταδίου.



Σχήμα 4.2.4 : Διάγραμμα θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, των μοντέλων οπτικών δυναμικών των J.C.Ferrer 1977, D.Wilmore 1964, O.Bersillon 1975, R.L.Walter 1986, A.J.Koning 2003 για τις αντιδράσεις ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, με EGSM, ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων [RIPL, XFR].

Δεύτερη Ομάδα Αποτελεσμάτων

Σε αυτό το στάδιο εξέτασης, ελέχθηκε η συμπεριφορά των οπτικών δυναμικών, που πέρασαν το πρώτο στάδιο, αλλάζοντας μοντέλο περιγραφής των πυκνοτήτων πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. Παρόλο που χρησιμοποίηθηκαν τα μοντέλα GSM (LEVDEN 1) και GCM (LEVDEN 2), το μόνο που έδωσε ικανοποιητικά αποτελέσματα ήταν το μοντέλο HFBM (LEVDEN 3), όπως φαίνεται στο *Σχήμα 4.5* . Οι υπόλοιπες παράμετροι μείναν σταθερές και όμοιες του πρώτου σταδίου.



Σχήμα 4.5 : Διάγραμμα θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, των μοντέλων οπτικών δυναμικών των J.C.Ferrer 1977, D.Wilmore 1964, O.Bersillon 1975, R.L.Walter 1986, A.J.Koning 2003 για τις αντιδράσεις ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, με HFBM, ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων [RIPL, XFR]

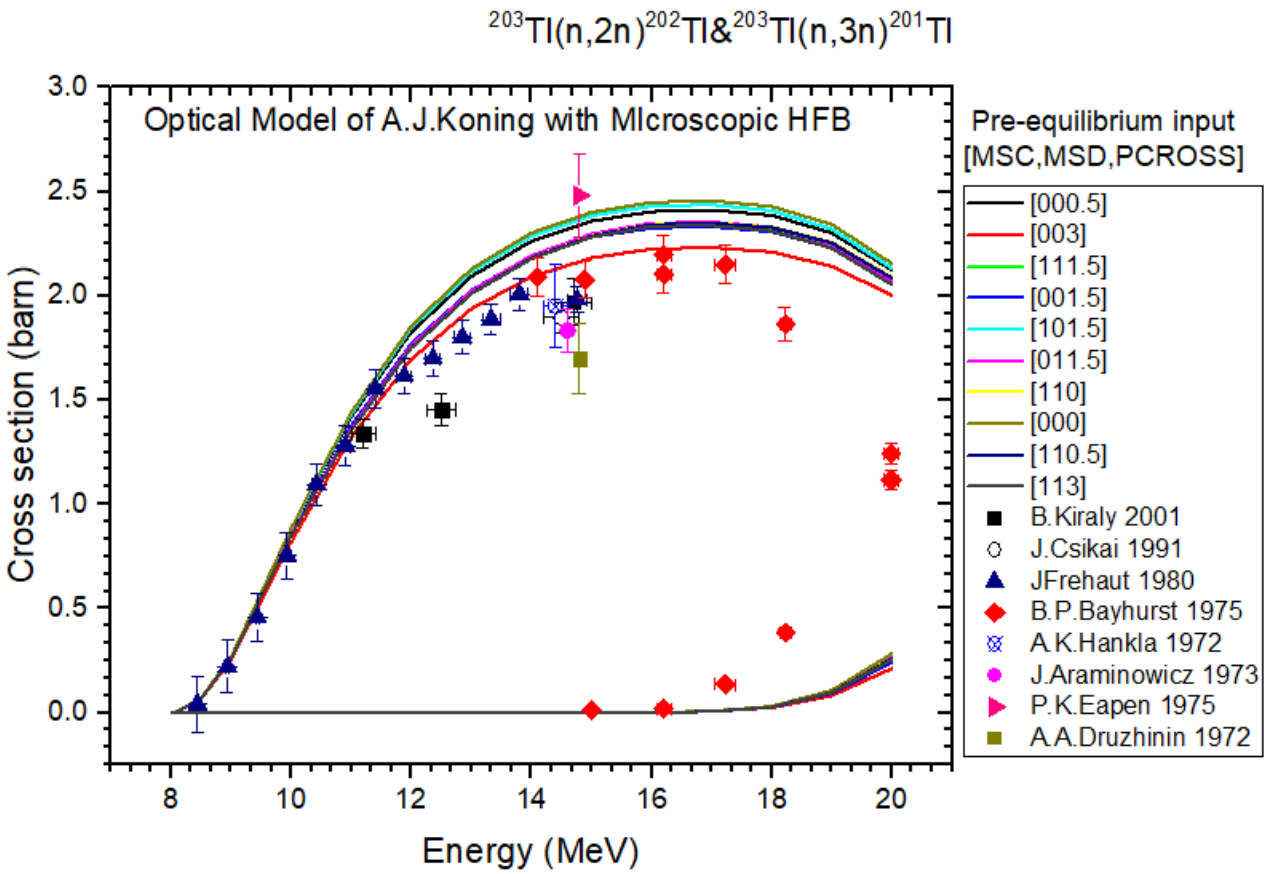
Ύστερα από σύγκριση των οπτικών μοντέλων, με βάσει τα αποτελέσματα αυτού του σταδίου και του πρώτου, εκτιμήθηκε ως καταλληλότερο οπτικό μοντέλο αυτό του O.Bersillon 1975 και το EGSM, ως βέλτιστο μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των ενεργειακών καταστάσεων.

Παρ'όλα αυτά, έγινε ένας επιπλέον έλεγχος του οπτικού μοντέλου A.J.Koning 2003, το οποίο εκτιμήθηκε ως το δεύτερο καλύτερο μοντέλο του δεύτερου σταδίου εξέτασης.

Τρίτη Ομάδα Αποτελεσμάτων

Σε αυτό το στάδιο εξέτασης, ελέγχθηκε η συμπεριφορά του οπτικού μοντέλου A.J.Koning 2003, με μοντέλο, πυκνότητας ενεργειακών καταστάσεων, το HFB, υπό την επίδραση διαφορετικών συνδυασμών των παραμέτρων MSD, MSC, PCROSS και απενεργοποιημένη την παράμετρο DIRECT.

Στο *Σχήμα 4.6* φαίνονται τα αποτελέσματα των θεωρητικών υπολογισμών του τρίτου σταδίου εξέτασης.



Σχήμα 4.6 : Διάγραμμα θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του A.J.Koning 2003, μοντέλο πυκνότητας ενεργειακών καταστάσεων HFB, DIRECT 0 και διαφορετικούς συνδυασμούς των παραμέτρων MSC, MSD, PCROSS [RIPL, XFR].

Μετά την εκτίμηση των αποτελεσμάτων του τρίτου σταδίου εξέτασης, το οπτικό μοντέλο του A.J.Koning 2003 απορρίφθηκε και η καταλληλότητα του οπτικού μοντέλου O.Bersillon 1975 κρίθηκε μοναδική.

Τέταρτη Ομάδα Αποτελεσμάτων

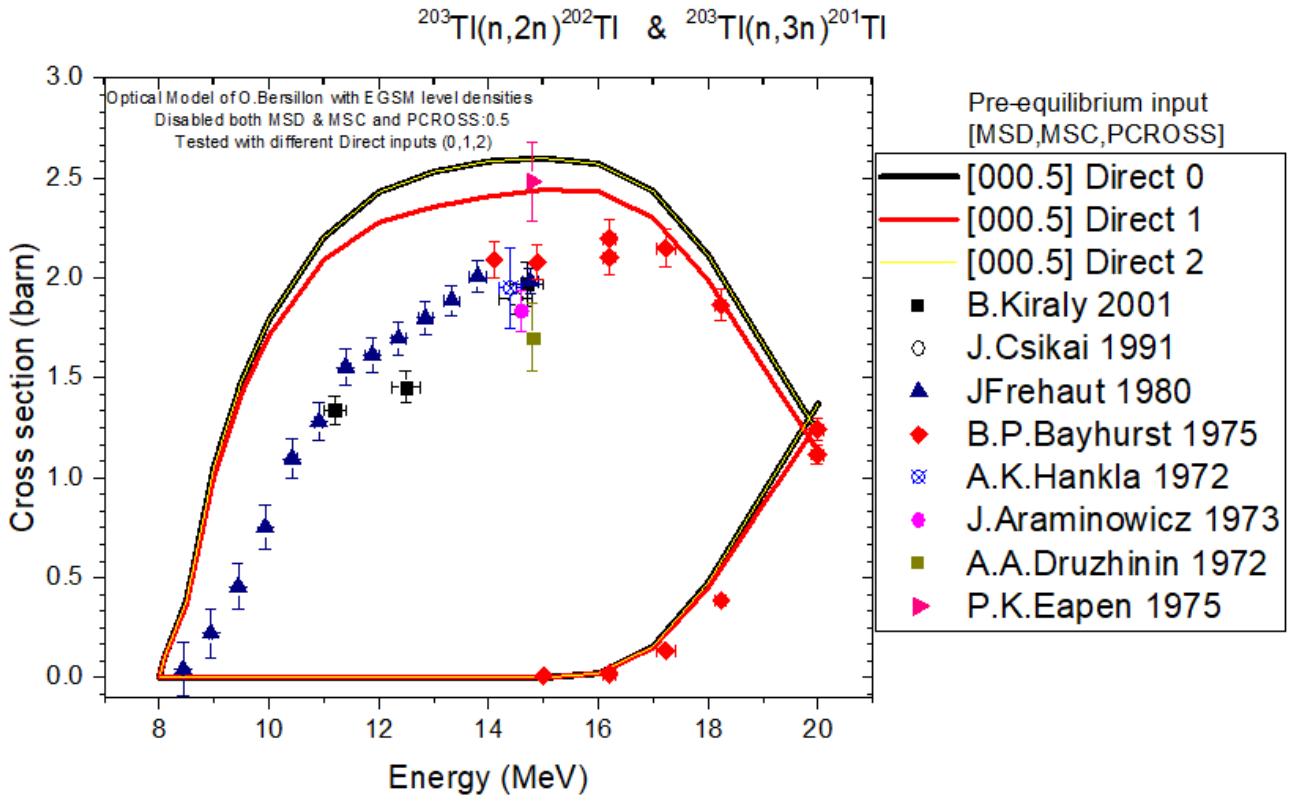
Σε αυτό το στάδιο έγιναν θεωρητικοί υπολογισμοί δοκιμάζοντας την επίδραση όλων των πιθανών συνδυασμών των παραμέτρων (DIRECT,MSC,MSD,PCROSS) στο οπτικό μοντέλο του O.Bersillon 1975 και με EGSM, ως το μοντέλο πυκνότητας ενεργειακών καταστάσεων.

1ος Συνδυασμός

Δοκιμή για διαφορετκές τιμές της παραμέτρου DIRECT (0, 1, 2) , με σταθερές τιμές των παραμέτρων :

- **MSC** **0**, απενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Compound.
- **MSD** **0**, απενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Direct.
- **PCROSS** **0.5**, Exciton Model με παράμετρο MFP = 0.5.

Στο *Σχήμα 4.7* φαίνονται τα αποτελέσματα του πρώτου συνδυασμού παραμέτρων.



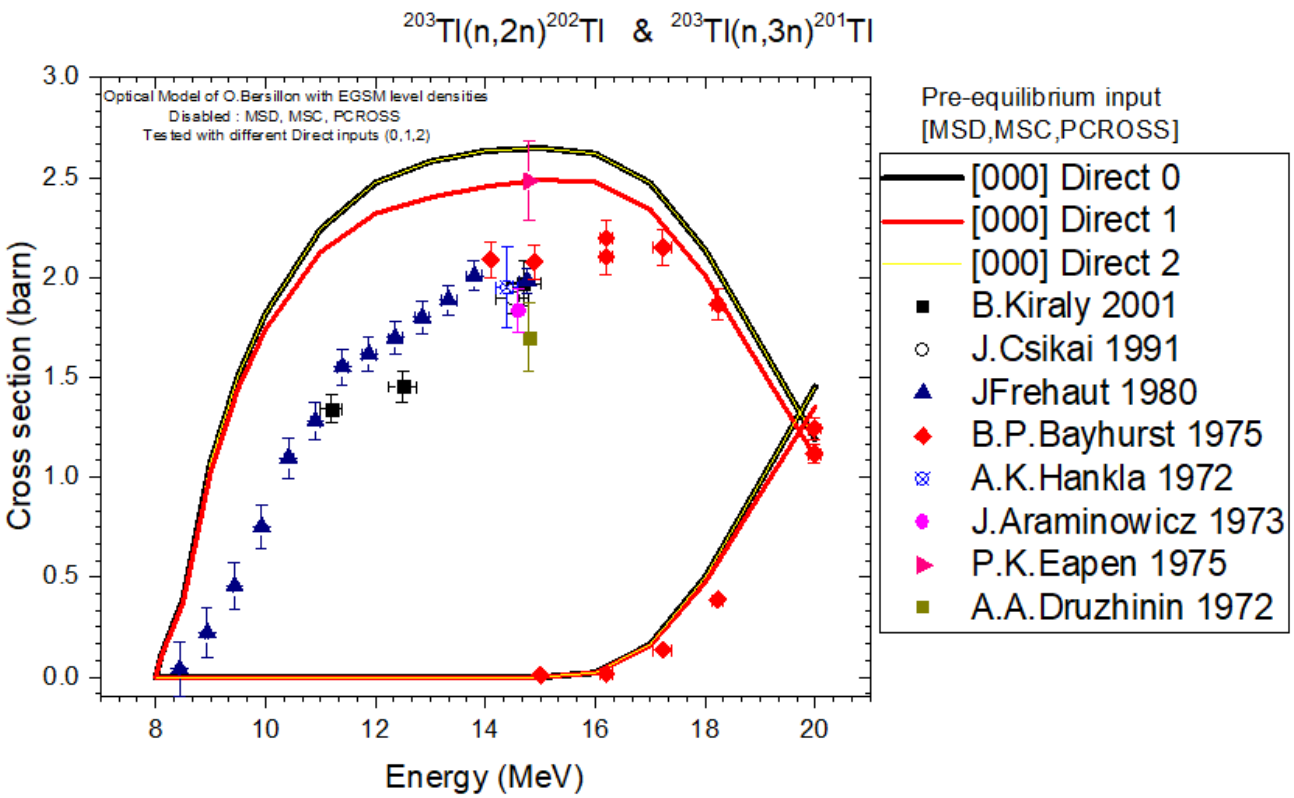
Σχήμα 4.7 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μετά το 1970) και θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [0], MSC [0], PCROSS [0.5] και DIRECT [0,1,2] και EGSM, ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. [RIPL, XFR]

2ος Συνδυασμός

Δοκιμή για διαφορετκές τιμές της παραμέτρου DIRECT (0, 1, 2) , με σταθερές τιμές των παραμέτρων :

- **MSC** **0**, απενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Compound.
- **MSD** **0**, απενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Direct.
- **PCROSS** **0**, Exciton Model με παράμετρο MFP = 0.

Στο *Σχήμα 4.8* φαίνονται τα αποτελέσματα του δεύτερου συνδυασμού παραμέτρων.



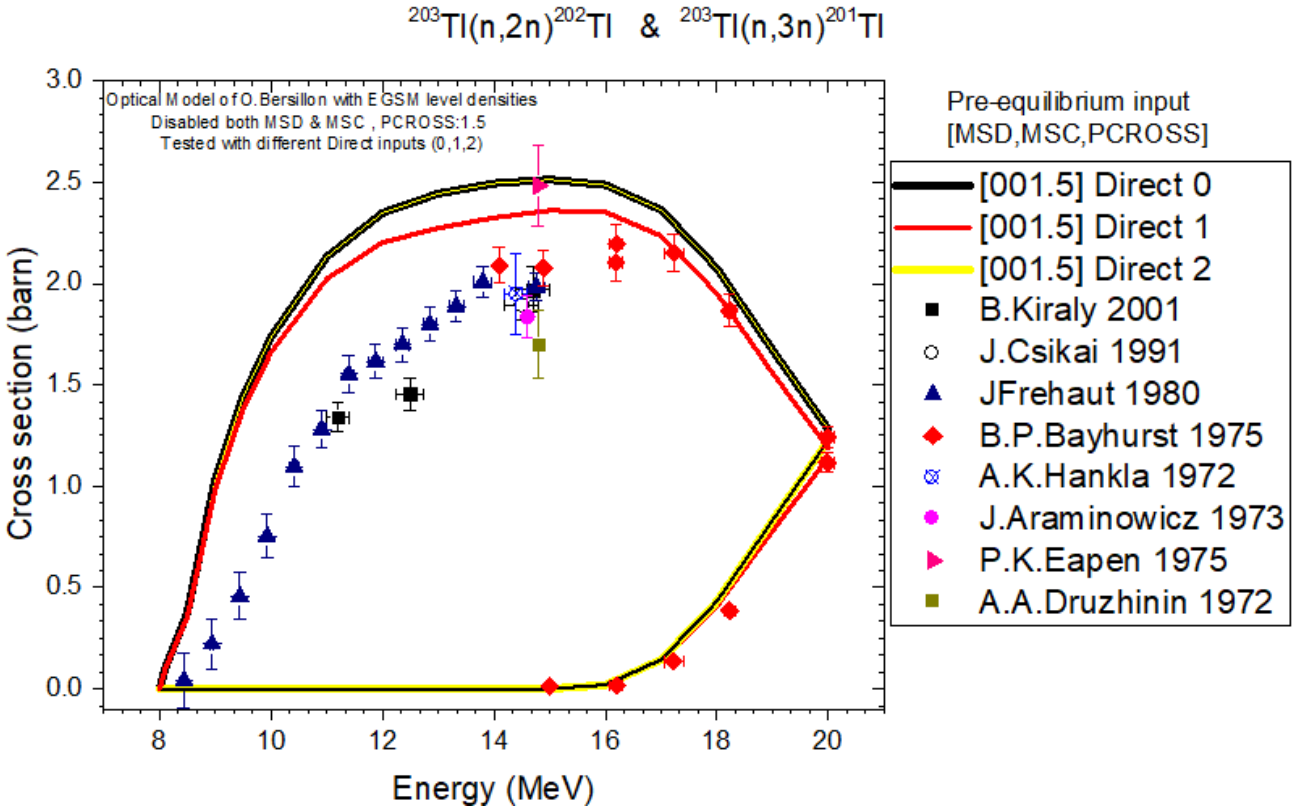
Σχήμα 4.8 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μετά το 1970) και θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [0], MSC [0], PCROSS [0] και DIRECT [0,1,2] και EGSM, ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. [RIPL, XFR]

3ος Συνδυασμός

Δοκιμή για διαφορετκές τιμές της παραμέτρου DIRECT (0, 1, 2) , με σταθερές τιμές των παραμέτρων :

- **MSC** **0**, απενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Compound.
- **MSD** **0**, απενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Direct.
- **PCROSS** **1.5**, Exciton Model με παράμετρο MFP = 1.5.

Στο *Σχήμα 4.9* φαίνονται τα αποτελέσματα του τρίτου συνδυασμού παραμέτρων.



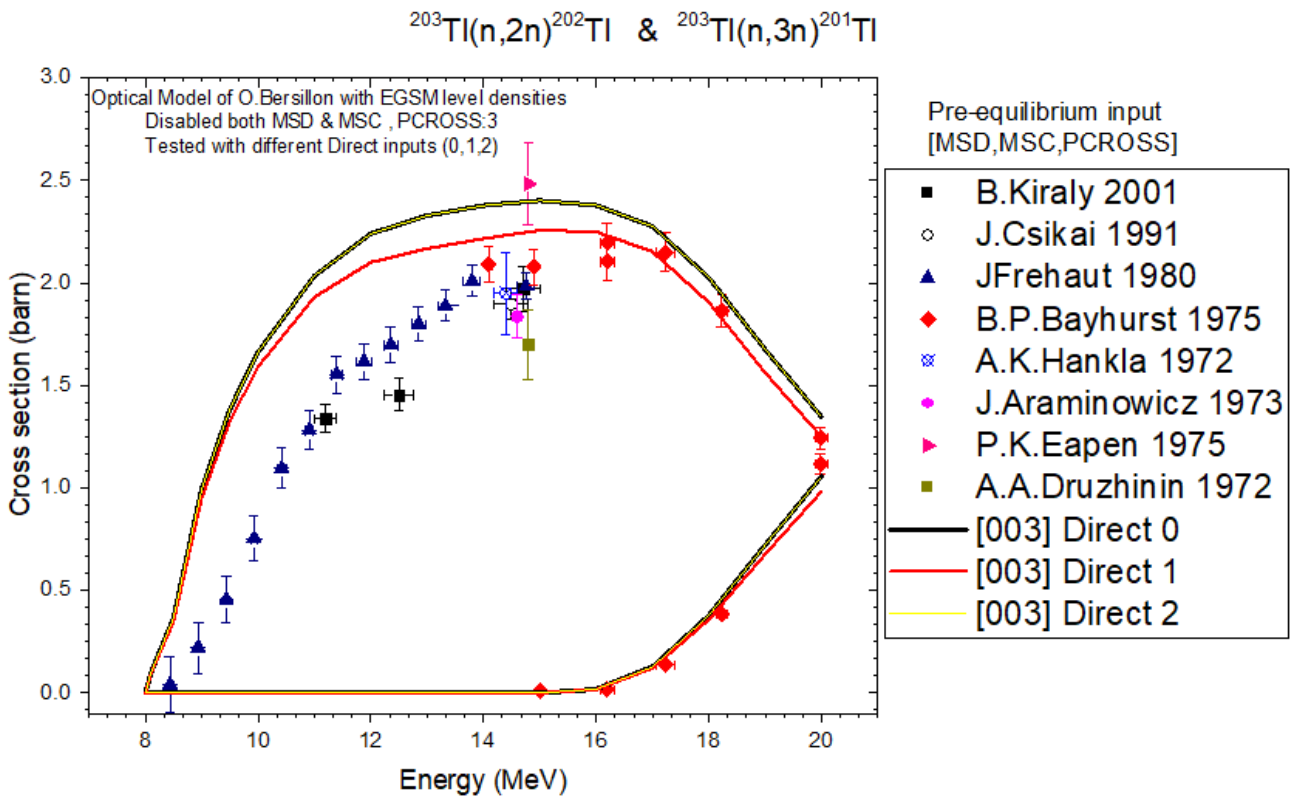
Σχήμα 4.9 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μετά το 1970) και θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [0], MSC [0], PCROSS [1.5] και DIRECT [0,1,2] και EGSM, ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. [RIPL, XFR]

4ος Συνδυασμός

Δοκιμή για διαφορετκές τιμές της παραμέτρου DIRECT (0, 1, 2) , με σταθερές τιμές των παραμέτρων :

- **MSC** **0**, απενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Compound.
- **MSD** **0**, απενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Direct.
- **PCROSS** **3**, Exciton Model με παράμετρο MFP = 3.

Στο *Σχήμα 4.10* φαίνονται τα αποτελέσματα του τέταρτου συνδυασμού παραμέτρων.



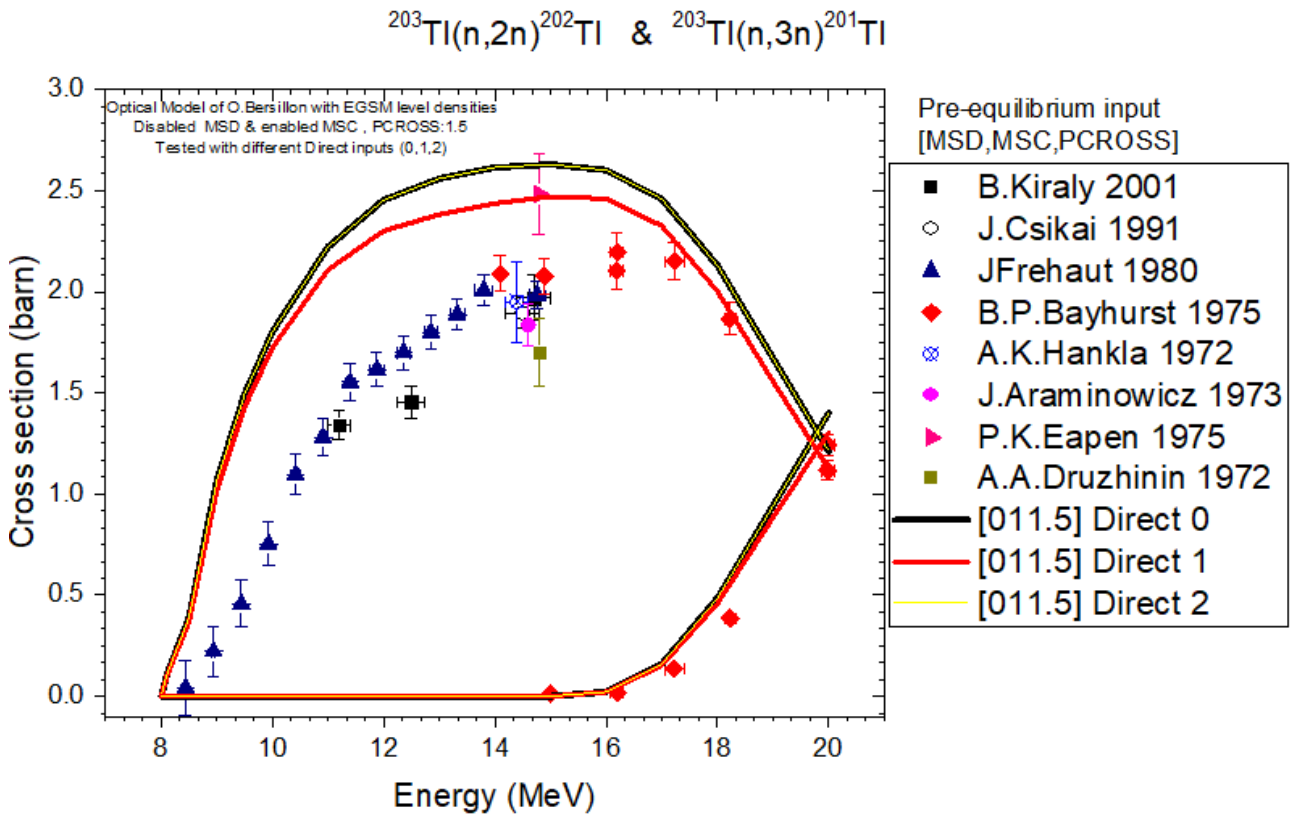
Σχήμα 4.10 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μετά το 1970) και θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [0], MSC [0], PCROSS [3] και DIRECT [0,1,2] και EGSM, ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. [RIPL, XFR]

5ος Συνδυασμός

Δοκιμή για διαφορετκές τιμές της παραμέτρου DIRECT (0, 1, 2) , με σταθερές τιμές των παραμέτρων :

- **MSD** **0**, απενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Direct.
- **MSC** **1**, ενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Compound.
- **PCROSS** **1.5**, Exciton Model με παράμετρο MFP = 1.5.

Στο *Σχήμα 4.11* φαίνονται τα αποτελέσματα του πέμπτου συνδυασμού παραμέτρων.



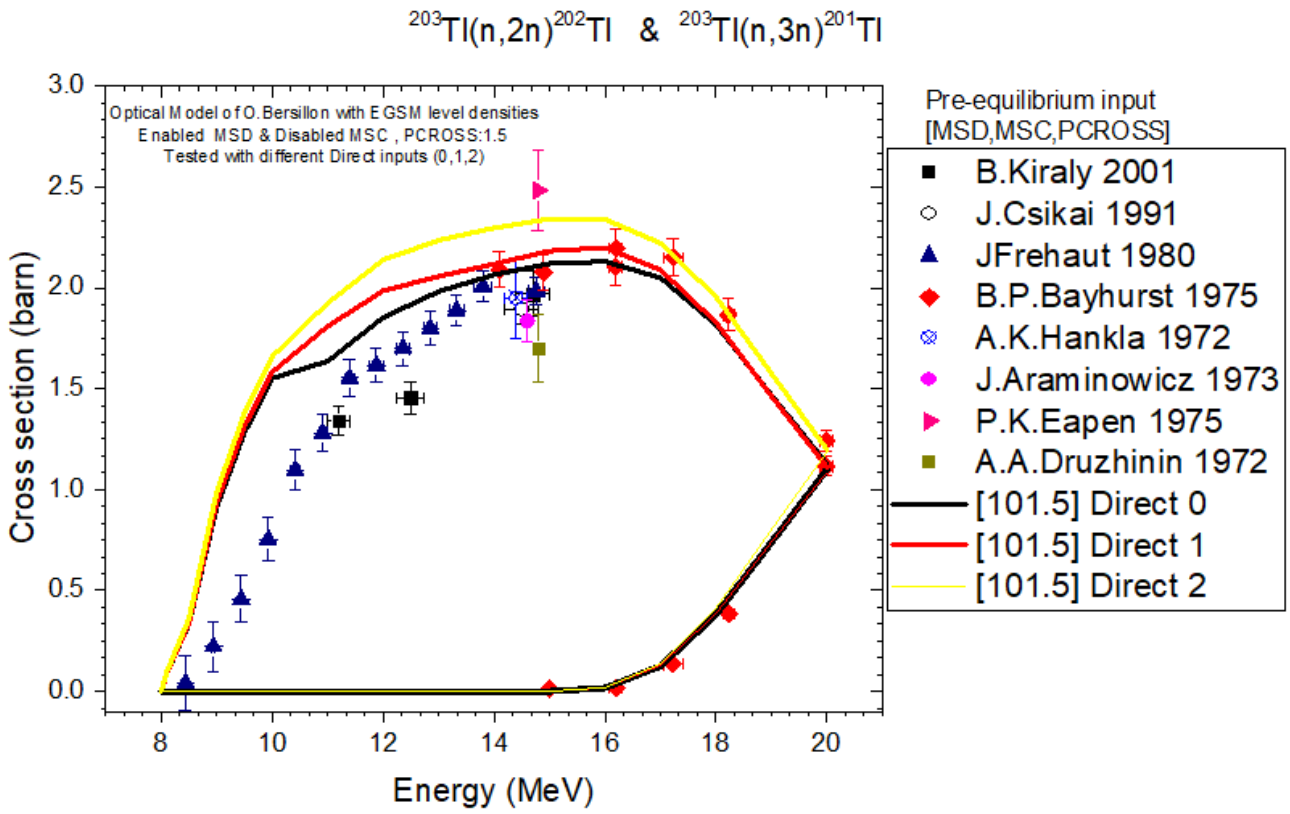
Σχήμα 4.11 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μετά το 1970) και θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [0], MSC [1], PCROSS [1.5] και DIRECT [0,1,2] και EGSM, ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. [RIPL, XFR]

6ος Συνδυασμός

Δοκιμή για διαφορετκές τιμές της παραμέτρου DIRECT (0, 1, 2) , με σταθερές τιμές των παραμέτρων :

- **MSD** **1**, ενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Direct.
- **MSC** **0**, απενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Compound.
- **PCROSS** **1.5**, Exciton Model με παράμετρο MFP = 1.5.

Στο *Σχήμα 4.12* φαίνονται τα αποτελέσματα του έκτου συνδυασμού παραμέτρων.



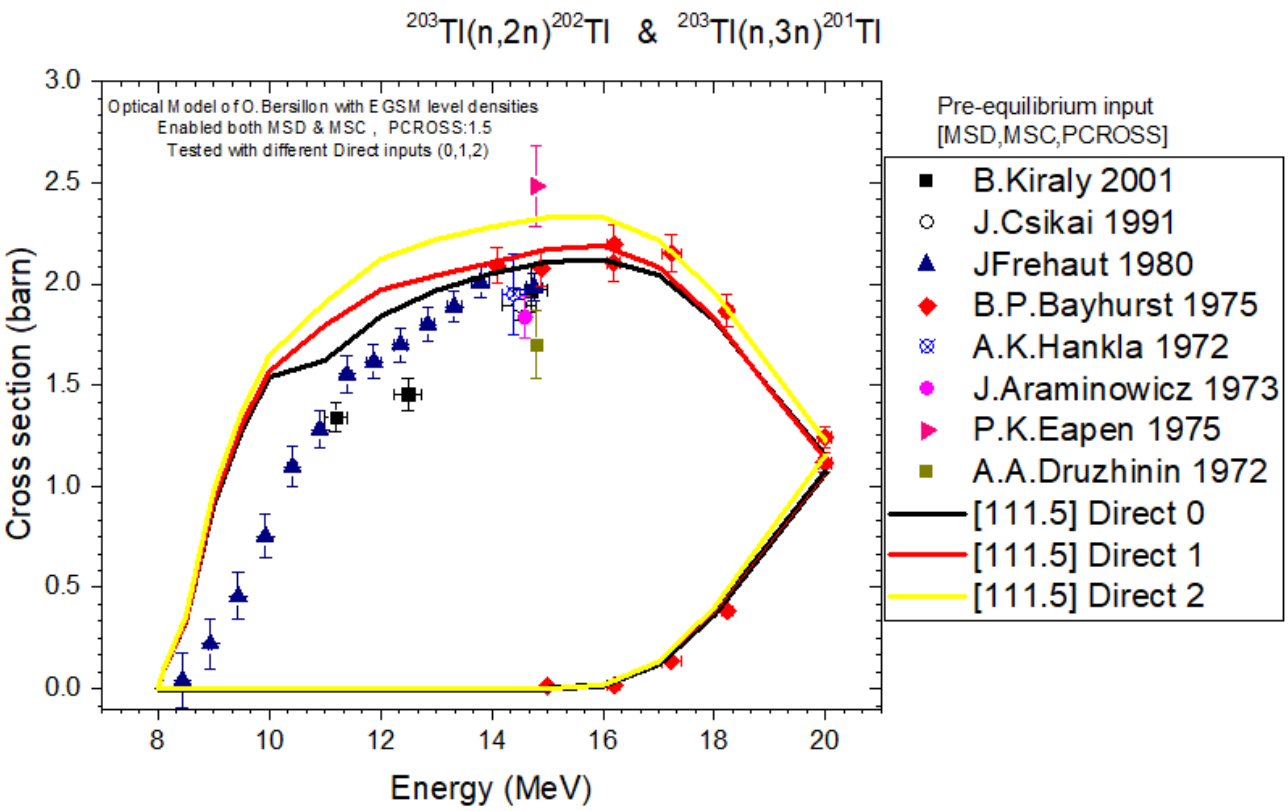
Σχήμα 4.12 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μετά το 1970) και θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [1], MSC [0], PCROSS [1.5] και DIRECT [0,1,2] και EGSM, ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. [RIPL, XFR]

7ος Συνδυασμός

Δοκιμή για διαφορετκές τιμές της παραμέτρου DIRECT (0, 1, 2) , με σταθερές τιμές των παραμέτρων :

- **MSD** **1**, ενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Direct.
- **MSC** **1**, ενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Compound.
- **PCROSS** **1.5**, Exciton Model με παράμετρο MFP = 1.5.

Στο *Σχήμα 4.13* φαίνονται τα αποτελέσματα του έβδομου συνδυασμού παραμέτρων.



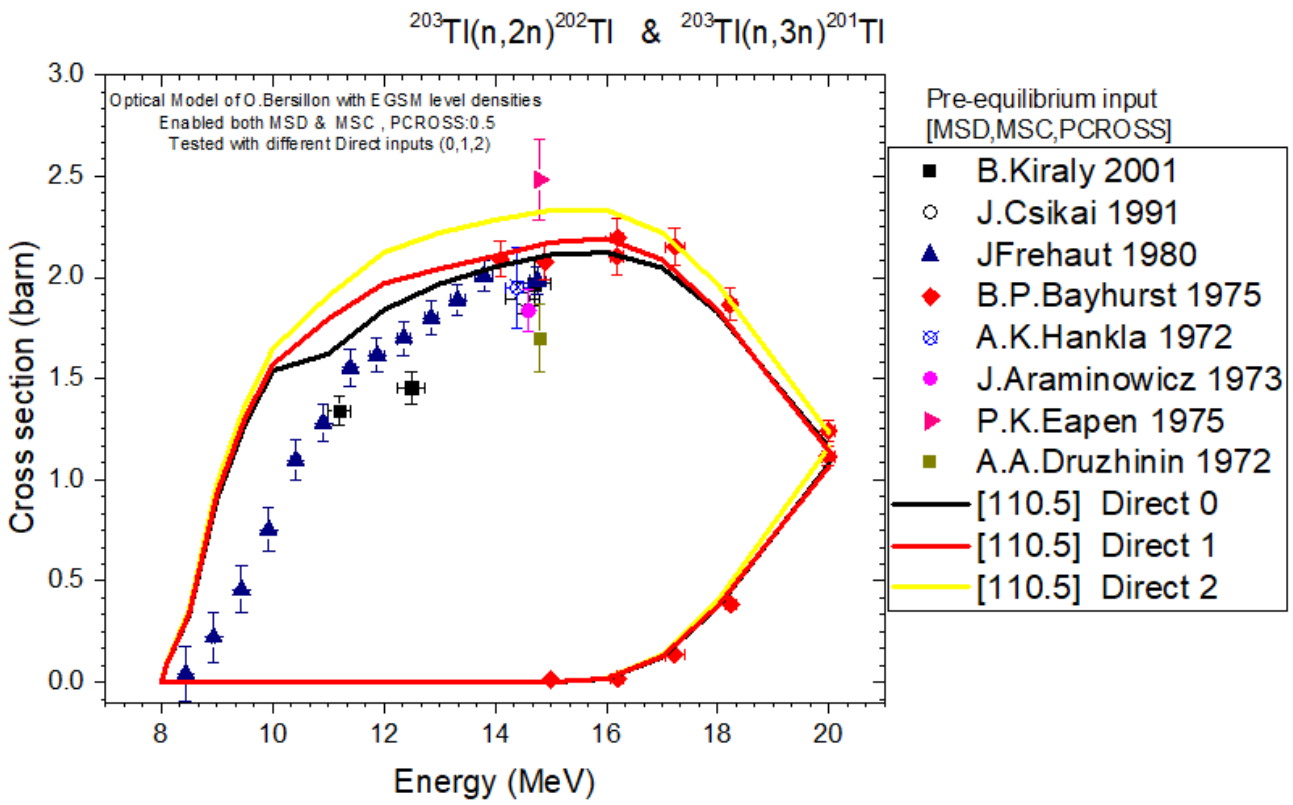
Σχήμα 4.13 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μετά το 1970) και θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [1], MSC [1], PCROSS [1.5] και DIRECT [0,1,2] και EGSM, ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. [RIPL, XFR]

8^{ος} Συνδυασμός

Δοκιμή για διαφορετκές τιμές της παραμέτρου DIRECT (0, 1, 2) , με σταθερές τιμές των παραμέτρων :

- **MSD** **1**, ενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Direct.
- **MSC** **1**, ενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Compound.
- **PCROSS** **0.5**, Exciton Model με παράμετρο MFP = 0.5.

Στο *Σχήμα 4.14* φαίνονται τα αποτελέσματα του όγδοου συνδυασμού παραμέτρων.



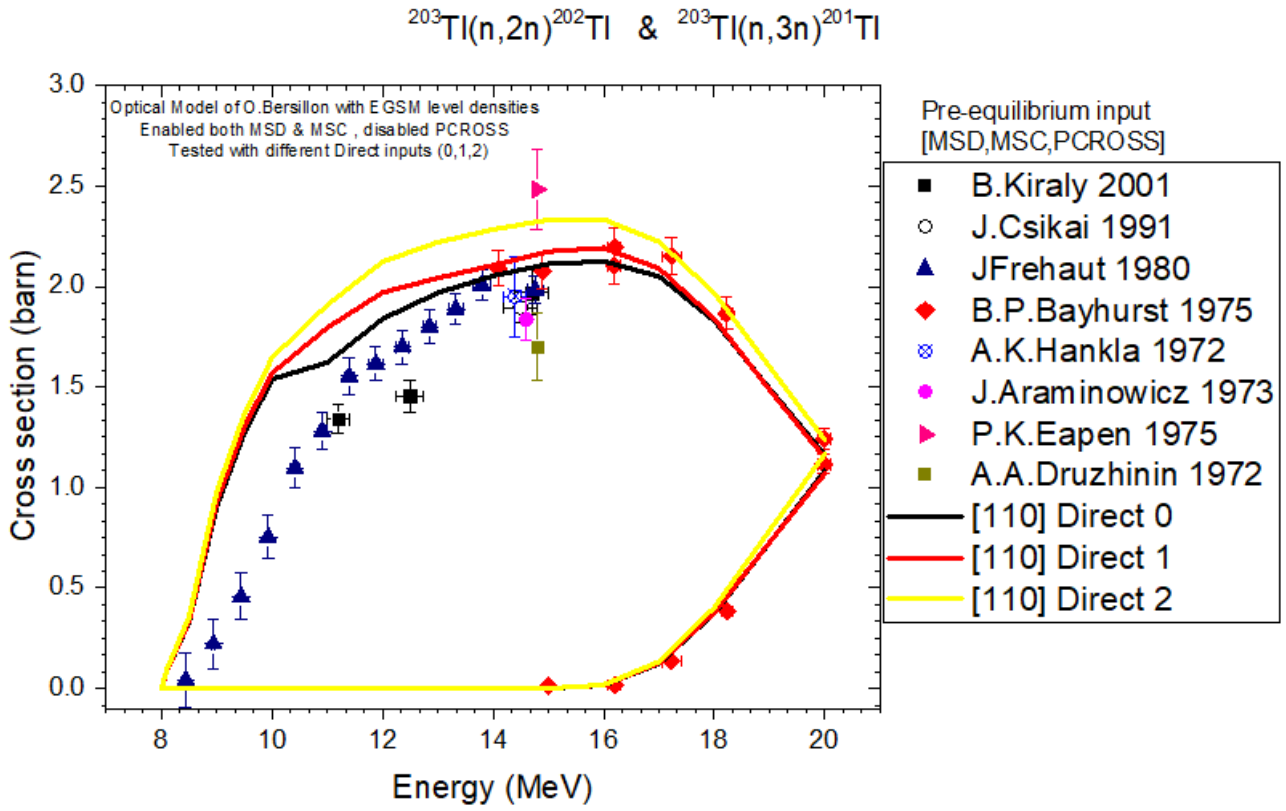
Σχήμα 4.14 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μετά το 1970) και θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [1], MSC [1], PCROSS [0.5] και DIRECT [0,1,2] και EGSM, ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. [RIPL, XFR]

9^{ος} Συνδυασμός

Δοκιμή για διαφορετκές τιμές της παραμέτρου DIRECT (0, 1, 2) , με σταθερές τιμές των παραμέτρων :

- **MSD** **1**, ενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Direct.
- **MSC** **1**, ενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Compound.
- **PCROSS** **0**, Exciton Model με παράμετρο MFP = 0.

Στο *Σχήμα 4.15* φαίνονται τα αποτελέσματα του ένατου συνδυασμού παραμέτρων.



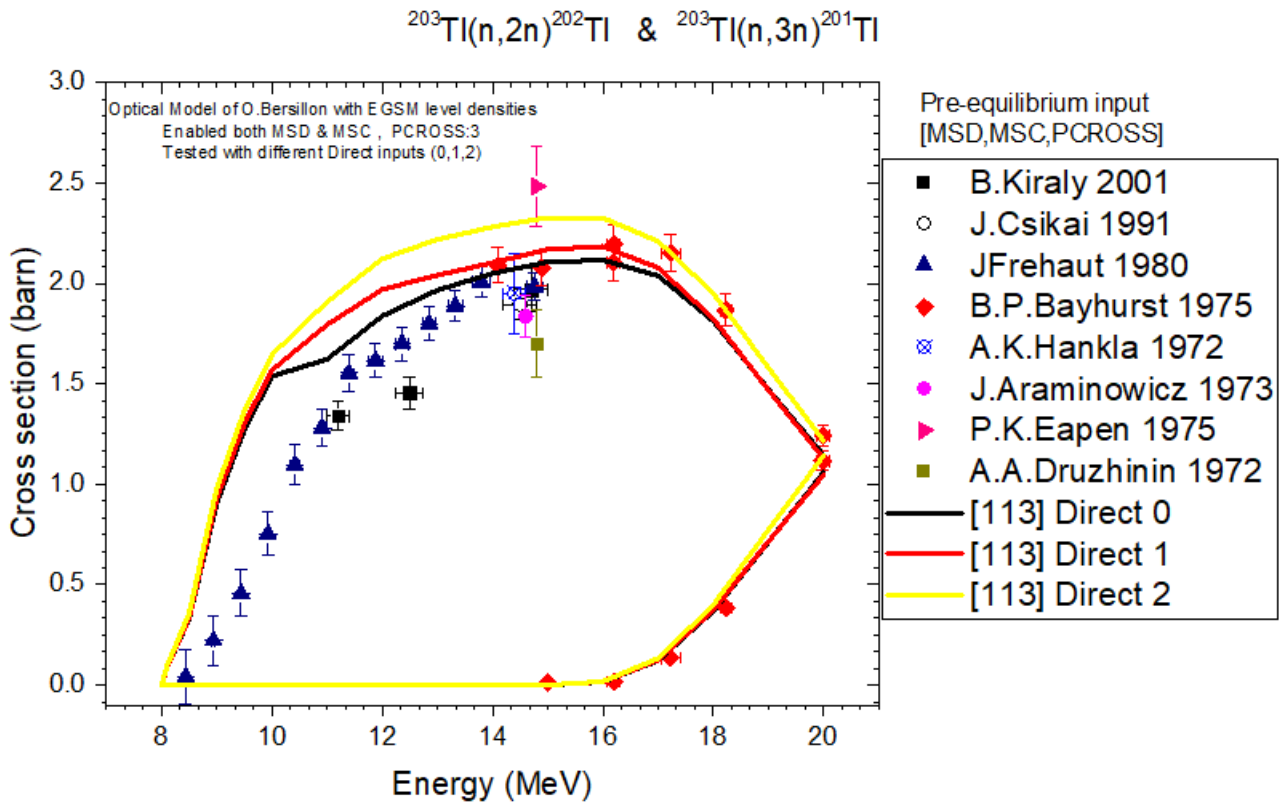
Σχήμα 4.15 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μετά το 1970) και θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [1], MSC [1], PCROSS [0] και DIRECT [0,1,2] και EGSM, ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. [RIPL, XFR]

10^{ος} Συνδυασμός

Δοκιμή για διαφορετκές τιμές της παραμέτρου DIRECT (0, 1, 2) , με σταθερές τιμές των παραμέτρων :

- **MSD** **1**, ενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Direct.
- **MSC** **1**, ενεργοποιημένη η συνεισφορά του Multistep Compound.
- **PCROSS** **3**, Exciton Model με παράμετρο MFP = 3.

Στο *Σχήμα 4.16* φαίνονται τα αποτελέσματα του δέκατου συνδυασμού παραμέτρων.



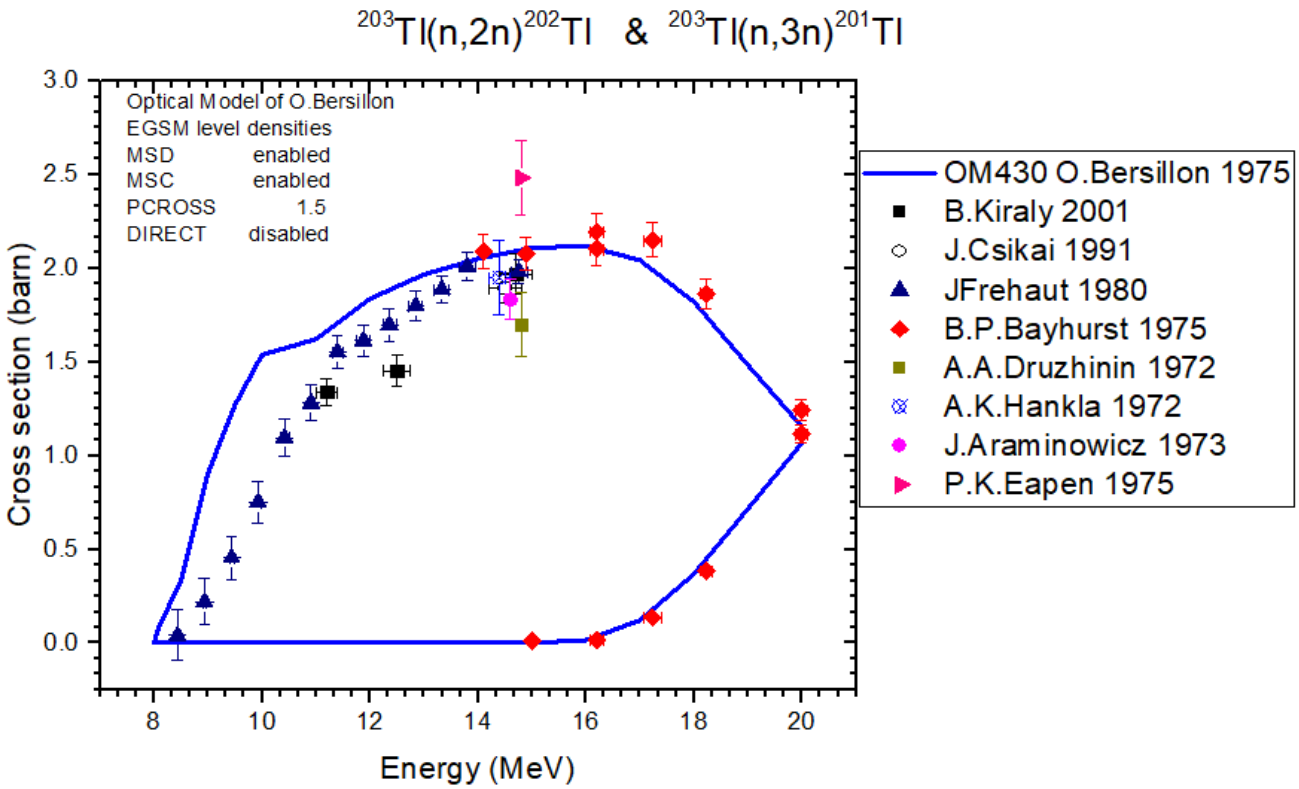
Σχήμα 4.16 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μετά το 1970) και θεωρητικών υπολογισμών ενεργού διατομής των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [1], MSC [1], PCROSS [3] και DIRECT [0,1,2] και EGSM, ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. [RIPL, XFR]

Τελικά Αποτελέσματα

Μετά από διεξαγωγή διεξοδικής σύγκρισης των αποτελεσμάτων των θεωρητικών υπολογισμών, με τη χρήση του κώδικα EMPIRE, εκτιμήθηκε πως ο συνδυασμός παραμέτρων, που περιγράφει με τον όσο καλύτερο τρόπο την αντίδραση ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl, είναι :

- ✓ **OMPOT 430** , Μοντέλο Οπτικού Δυναμικού του O.Bersillon 1975.
- ✓ **LEVDEN 0** , Enhanced Generalized Superfluid Model .
- ✓ **MSD 1** , Ενεργοποιημένη η συνεισφορά Multistep Direct .
- ✓ **MSC 1** , Ενεργοποιημένη η συνεισφορά Multistep Compound .
- ✓ **PCROSS 1.5** , Exciton Model με παράμετρο MFP = 1.5.
- ✓ **DIRECT 0** , Σφαιρικό οπτικό δυναμικό, απενεργοποιημένοι οι υπολογισμοί άμεσων αντιδράσεων .

Στο *Σχήμα 4.17* παρουσιάζονται ο θεωρητικός υπολογισμός με τις, επιλεγμένες ως, καλύτερες παραμέτρους και τα πειραματικά δεδομένα (μετά το 1970) για τις αντιδράσεις ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{205}Tl(n,2n)^{204}Tl.



Σχήμα 4.17 : Σύγκριση αποτελέσματος θεωρητικών υπολογισμών των ενεργών διατομών των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με τη χρήση του, εκτιμώμενου ως βέλτιστο, συνδυασμό παραμέτρων και πειραματικών δεδομένων των αντιδράσεων (μετά το 1970). [BC75, XFR]

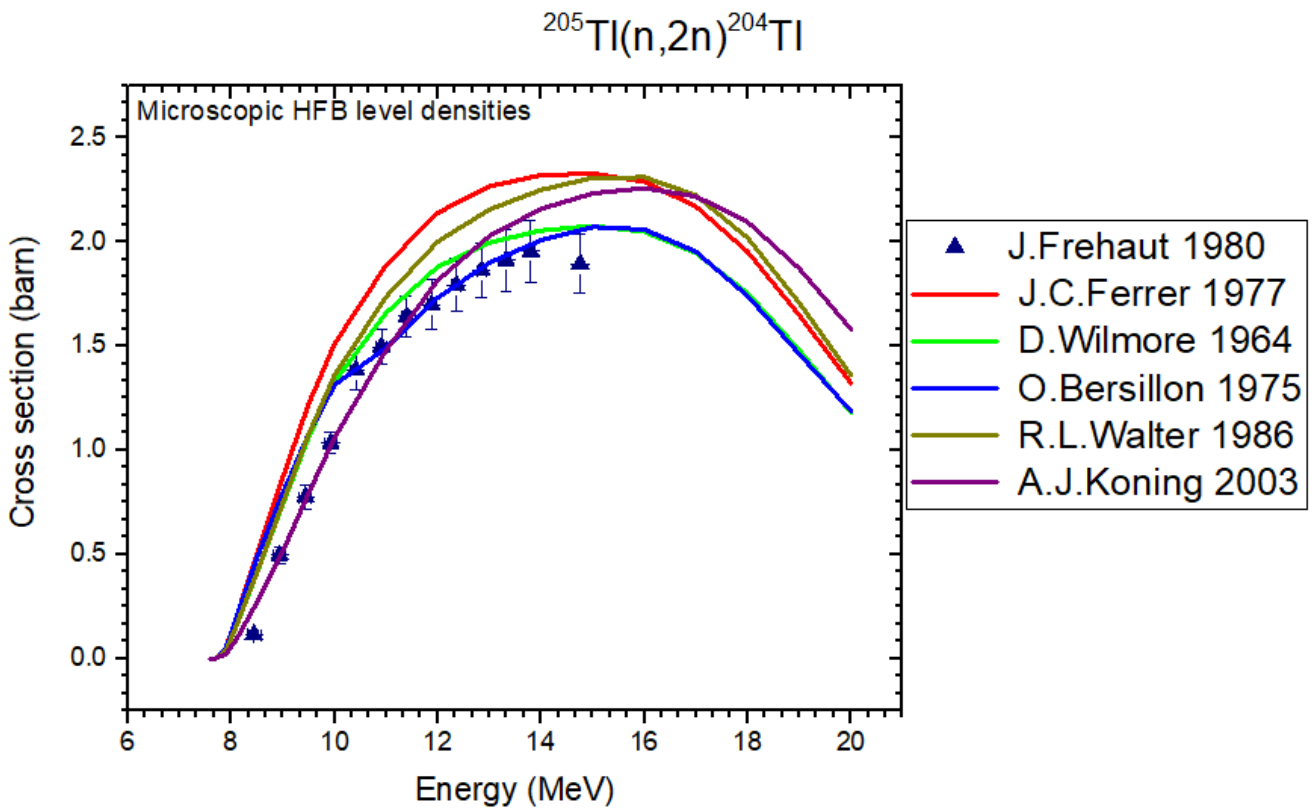
Επαλήθευση Καταλληλότητας Τελικού Αποτελέσματος

Στο τελικό αυτό στάδιο, ελέγθηκε η καταλληλότητα του συνδυασμού των παραμέτρων. Για το σκοπό αυτό, εξετάστηκε πόσο καλά μπορούν να προσαρμόσουν οι θεωρητικοί υπολογισμοί, με τον ίδιο συνδυασμό παραμέτρων, της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{205}Tl(n,2n)^{203}Tl, τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα, της αντίδρασης αυτής, του J.Frehaut 1980.

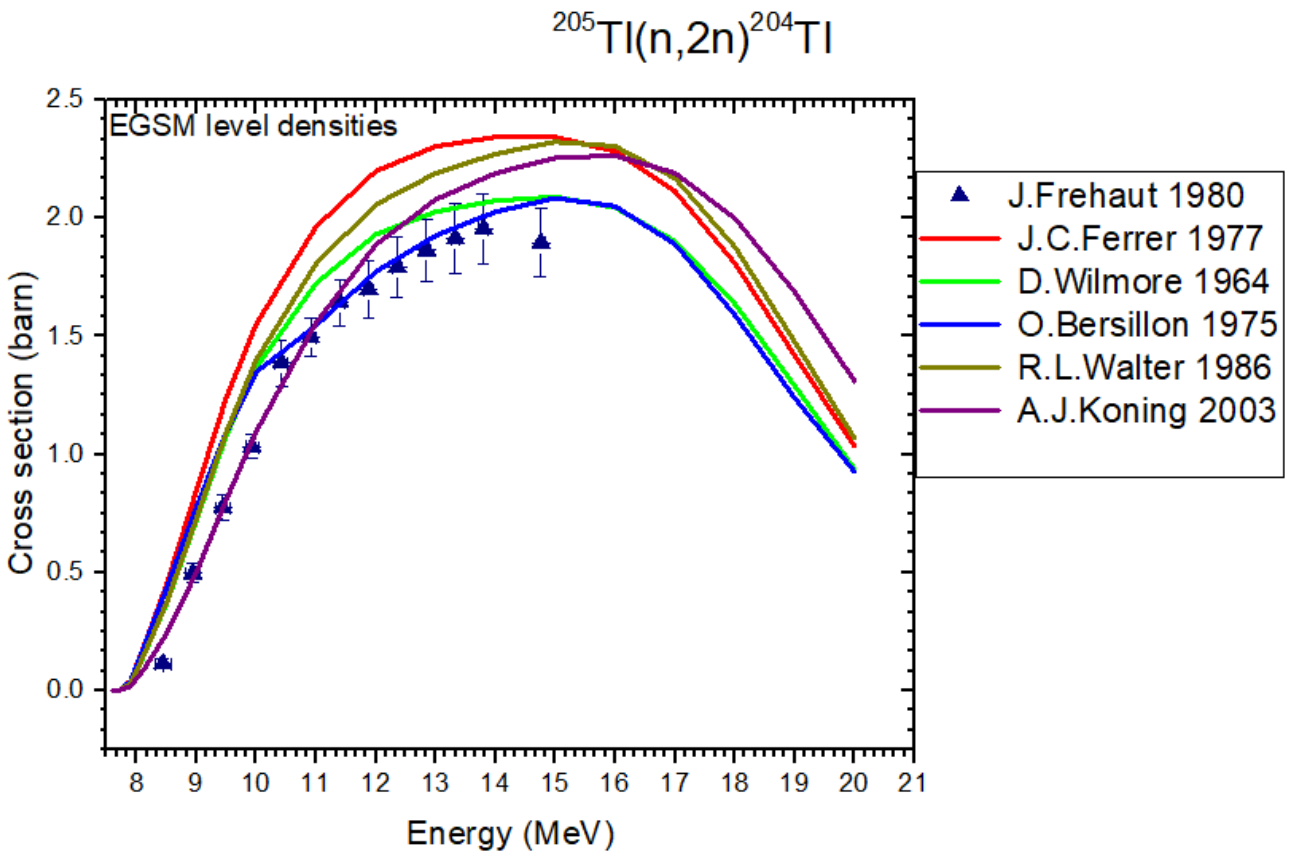
Ο λόγος, που αναμένουμε καλή προσαρμογή του θεωρητικού υπολογισμού και των πειραματικών δεδομένων είναι, επίσης, και ο λόγος που διαλέξαμε την συγκεκριμένη αντίδραση ως μια ένδειξη ή επαλήθευση της καταλληλότητας των τελικών αποτελεσμάτων, δηλαδή το γεγονός ότι ο πυρήνας ^{205}Tl με τον πυρήνα ^{203}Tl, με ισοτοπική διαφορά δύο νετρονίων, προβλέπεται να έχουν μεγάλη συμπεριφορική ομοιότητα. Οπότε, ο ίδιος συνδυασμός παραμέτρων θα πρέπει να είναι ο καλύτερος για τον θεωρητικό υπολογισμό της ενεργού διατομής και των δύο αντιδράσεων.

Για τον ορθότερο τρόπο επαλήθευσης, τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης ^{205}Tl(n,2n)^{204}Tl συγκρίθηκαν με θεωρητικούς υπολογισμούς, όπου δοκιμάστηκαν τα έξι καλύτερα οπτικά μοντέλα του δεύτερου σταδίου (J.C.Ferrer 1977, D.Wilmore 1964, O.Bersillon 1975, R.L.Walter 1986, A.J.Koning 2003) και τα μοντέλα πυκνοτήτων EGSM και HFBM. Έτσι, η υπόθεση ότι ο ίδιος συνδυασμός παραμέτρων θα μας δώσει το βέλτιστο αποτέλεσμα και στις δύο αντιδράσεις, θα μπορεί με βεβαιότητα, πλέον, να επαληθευτεί και, με τη σειρά της, να επικυρωθεί η καταλληλότητα του συνδυασμού αυτού.

Αυτοί οι θεωρητικοί υπολογισμοί, φαίνονται στα *Σχήματα 4.18, 4.19*, με μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων ενεργειακών επιπέδων το HFBM (LEVDEN 3) και το EGSM (LEVDEN 0) αντίστοιχα, μαζί με τα πειραματικά δεδομένα του J.Frehaut 1980, για την ενεργό διατομή της αντίδρασης ^{205}Tl(n,2n)^{204}Tl, συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων. [XFR,EW322, HC07]



Σχήμα 4.18 : Σύγκριση των αποτελεσμάτων των θεωρητικών υπολογισμών, ενεργού διατομής συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με χρήση οπτικών μοντέλων των J.C.Ferrer 1977, D.Wilmore 1964, O.Bersillon 1975, R.L.Walter 1986, A.J.Koning 2003, HFBM ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων ενεργειακών επιπέδων, και των πειραματικών δεδομένων του J.Frehaut 1980 της αντίδρασης ^{205}Tl(n,2n)^{204}Tl. [RIPL, XFR]

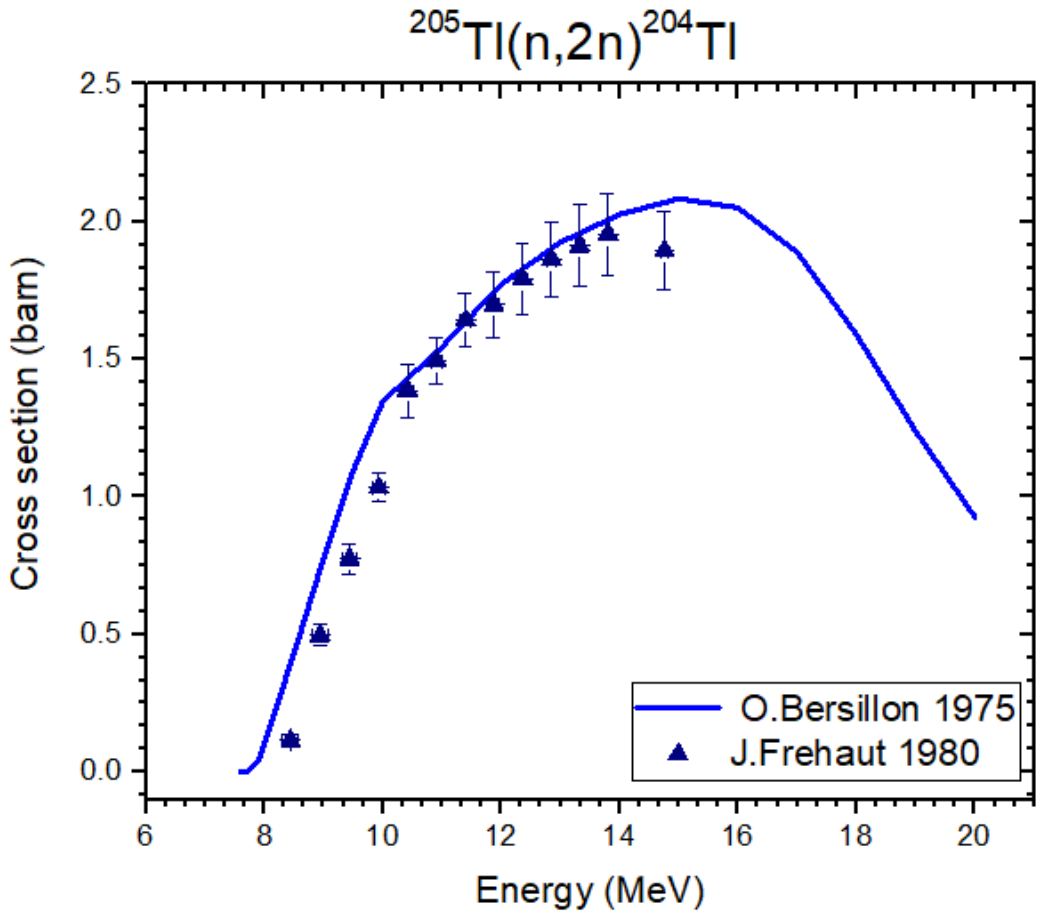


Σχήμα 4.19 : Σύγκριση των αποτελεσμάτων των θεωρητικών υπολογισμών, ενεργού διατομής συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με χρήση οπτικών μοντέλων των J.C.Ferrer 1977, D.Wilmore 1964, O.Bersillon 1975, R.L.Walter 1986, A.J.Koning 2003, EGSM ως μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων ενεργειακών επιπέδων, και των πειραματικών δεδομένων του J.Frehaut 1980 της αντίδρασης ^{205}Tl(n,2n)^{204}Tl. [RIPL, XFR]

Είναι φανερό ότι και στις δύο περιπτώσεις, οι θεωρητικοί υπολογισμοί με το οπτικό μοντέλο του O.Bersillon είναι καλύτεροι από τους υπόλοιπους και προσαρμόζονται σε μεγάλο βαθμό με τα πειραματικά δεδομένα.

Παρ'όλο που φαίνονται εξίσου καλά τα αποτελέσματα και για τα δύο μοντέλα πυκνοτήτων ενεργειακών καταστάσεων, η σημαντική πληροφορία βρίσκεται στο πόσο καλά προσαρμόζεται στα πειραματικά δεδομένα ο θεωρητικός υπολογισμός με τον συνδυασμό παραμέτρων που εκτιμήθηκε ως καταλληλότερος για την περιγραφή, της ενεργού διατομής συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl.

Οπώς φαίνεται, λοιπόν, και στο *Σχήμα 4.20*, ο συνδυασμός των παραμέτρων, που εξετάζεται η καταλληλότητά του, δίνει πολύ ικανοποιητικά αποτελέσματα στους θεωρητικούς υπολογισμούς της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{205}Tl(n,2n)^{204}Tl.



Σχήμα 4.20 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων του J.Frehaut 1980 και θεωρητικού υπολογισμού της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{205}Tl(n,2n)^{204}Tl, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [1], MSC [1], PCROSS [1.5] και DIRECT [0] και EGSM, ως το μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. [RIPL, XFR]

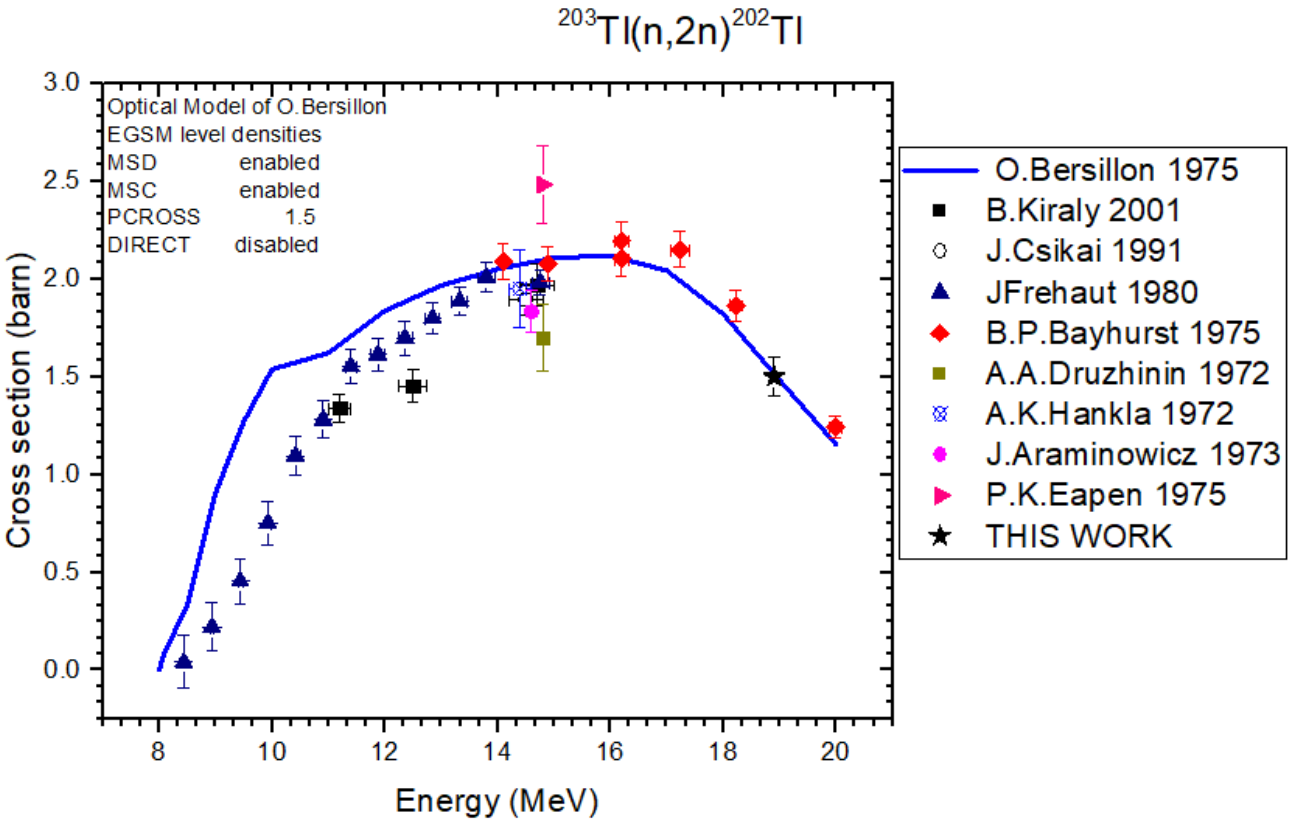
Συνεπώς, συμπεραίνουμε ότι ο **συνδυασμός των παραμέτρων**, για τον θεωρητικό υπολογισμό της ενεργού διατομής συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl, που φαίνεται στον *Πίνακα 4.5*, είναι ,πράγματι, ο **καταλληλότερος** για την περιγραφή της αντίδρασης αυτής, που μελετάται στην παρούσα εργασία.

^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl	
EMPIRE 3.2.2	
Keyword	Value
OPMOD (O.Bersillon 1975)	430
LEVDEN	0
MSD	1
MSC	1
PCROSS	1.5
DIRECT	0

Πίνακας 4.5 : Καταλληλότερος συνδυασμός παραμέτρων για τους θεωρητικούς υπολογισμούς της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων, με τη χρήση του κώδικα EMPIRE 3.2.2 .

Σύγκριση του βέλτιστου θεωρητικού υπολογισμού και του πειραματικού σημείου της παρούσας μελέτης

Τέλος στο *Σχήμα 4.21* παρουσιάζονται το αποτέλεσμα του καταλληλότερου θεωρητικού υπολογισμού, τα πειραματικά δεδομένα (μετά το 1970) και το πειραματικό δεδομένο της παρούσας μελέτης της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl συναρτήσει της ενέργειας νετρονίων.



Σχήμα 4.21 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μετά το 1970) και θεωρητικού υπολογισμού της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [1], MSC [1], PCROSS [1.5] και DIRECT [0] και EGSM, ως το μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. [RIPL, XFR]

Τελική Παρατήρηση

Από το *Σχήμα 4.21*, γίνεται αντιληπτή η ***μεγάλη συμφωνία*** της ενεργού διατομής που προβλέπει ο βέλτιστος θεωρητικός υπολογισμός και της πειραματικά παρατηρούμενης, της παρούσας μελέτης για την αντίδραση ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl.

5° Κεφάλαιο

Αποτελέσματα-Συμπεράσματα

Σε αυτό το κεφάλαιο θα γίνει μια σύνοψη της παρούσας μελέτης, θα παρουσιαστούν τα πειραματικά αποτελέσματα καθώς και αυτά των θεωρητικών υπολογισμών, που αποκτήθηκαν με τον κώδικα EMPIRE 3.2, θα συζητηθούν τα προκύπτοντα συμπεράσματα και, τέλος, θα αναφερθούν πιθανές μελλοντικές προοπτικές έρευνας, σχετικές με την συγκεκριμένη μελέτη που διεξήχθη.

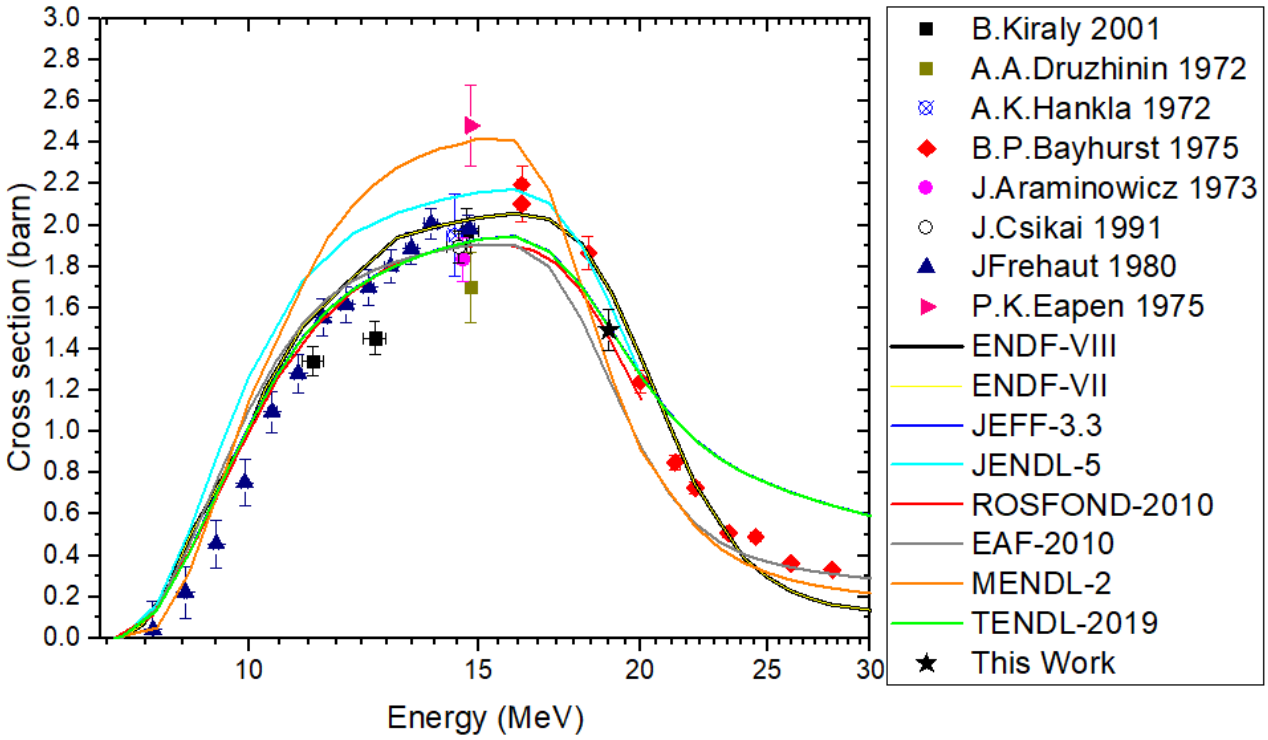
Σύνοψη

Στο πλαίσιο της παρούσας διπλωματικής εργασίας, η ενεργός διατομή της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl μετρήθηκε με εισερχόμενη δέσμη νετρονίων ενέργειας 18.9 MeV, σε σχέση με τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων αναφοράς ^{27}Al(n,α)^{24}Na και ^{197}Au(n,2n)^{196}Au. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν στο Εργαστήριο Επιταχυντή 5.5 MV Tandem του NCSR «Δημόκριτος» στην Αθήνα, μέσω της τεχνικής ενεργοποίησης. Η νετρονική ροή ελέγχθηκε με ανιχνευτή BF_3 και προσομοιώθηκε μέσω του κώδικα MCNP, ώστε να συνυπολογιστεί η ενδοαπορρόφηση ακτίνων γάμμα στους στόχους και η διαφορά της επιφάνειας των στόχων από την επιφάνεια της σημειακής πηγής ^{152}Eu στην απόδοση του ανιχνευτή. Τα αποτελέσματα της προσομοιωμένης νετρονικής ροής, αφού επιβεβαιώθηκε από τις πειραματικά μετρημένες ροές στους στόχους αναφοράς, εντός πειραματικών και θεωρητικών σφαλμάτων, χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl. Η επαγόμενη ενεργότητα των ακτινοβολημένων και ενεργοποιημένων στόχων του πειράματος μετρήθηκε με ανιχνευτή HPGe (80%), προστατευμένο, από την φυσική ραδιενέργεια, με τούβλα μολύβδου. Τέλος, πραγματοποιήθηκαν θεωρητικοί υπολογισμοί, μέσω του κώδικα EMPIRE, οι οποίοι συγκρίθηκαν με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα, ώστε να αναδειχθεί το καταλληλότερο οπτικό μοντέλο και ο βέλτιστος συνδυασμός παραμέτρων του κώδικα, που περιγράφουν την ενεργό διατομή της υπό μελέτης, αντίδρασης.

Αποτελέσματα

I. Πειραματικά

Όπως παρουσιάστηκε αρχικά στο *Σχήμα 3.6*, η ενεργός διατομή που υπολογίστηκε πειραματικά στην παρούσα εργασία, μαζί με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα (μετά το 1970) συγκρίνονται με βιβλιοθήκες αξιολογημένων πυρηνικών δεδομένων ενεργού διατομής της συγκεκριμένης αντίδρασης (^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl), όπως φαίνεται στο *Σχήμα 5.1* [END, XFR].



Σχήμα 5.1 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μετά το 1970), αποτελέσματος παρούσας εργασίας και βιβλιοθηκών αξιολογημένων πυρηνικών δεδομένων της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl$. [END, XFR]

Όπως προαναφέρθηκε στην υποενότητα 3.2, στο *Σχήμα 5.1* φαίνεται ξεκάθαρα η καλή συμφωνία, εντός πειραματικού σφάλματος, της ενεργού διατομής που υπολογίστηκε στη συγκεκριμένη μελέτη και των βιβλιοθηκών της MENDL-2 (Medium Energy Nuclear Data Library) και JENDL-5 (Japan). Επίσης είναι σε καλή συμφωνία με τις βιβλιοθήκες ENDF-VII και ENDF-VIII (USA). Η πιο σημαντική παρατήρηση, όμως, είναι ότι οι βιβλιοθήκες ROSFOND-2010 (Russia), TENDL-2019 (Talys) και JEFF-3.3 (Joint Evaluated Fission and Fusion Nuclear Data Library) προβλέπουν την ενεργό διατομή ακριβώς όπως υπολογίστηκε στην υποενότητα 3.2 και φαίνεται παρακάτω :

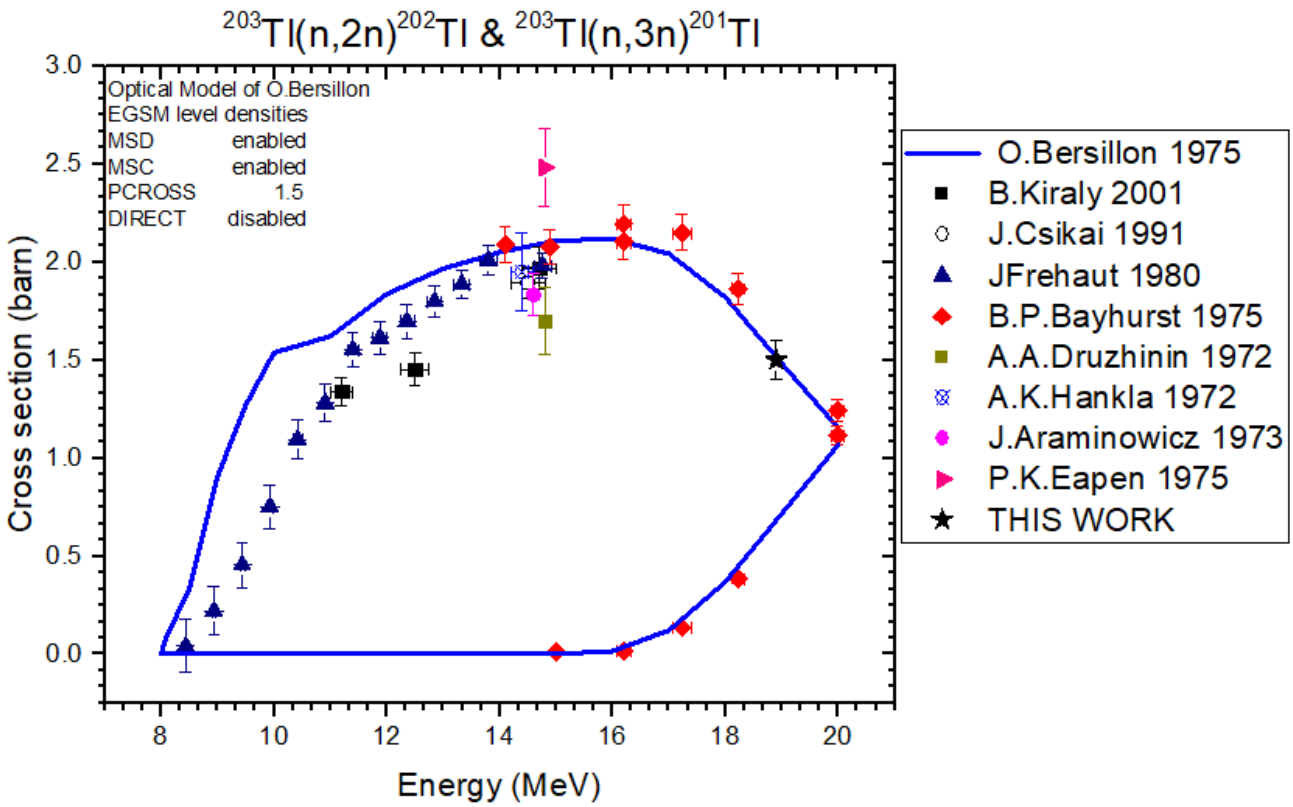
$$\boldsymbol{\sigma_{Tl} = (1.5 \pm 0.1)\ b}$$

II. Θεωρητικά

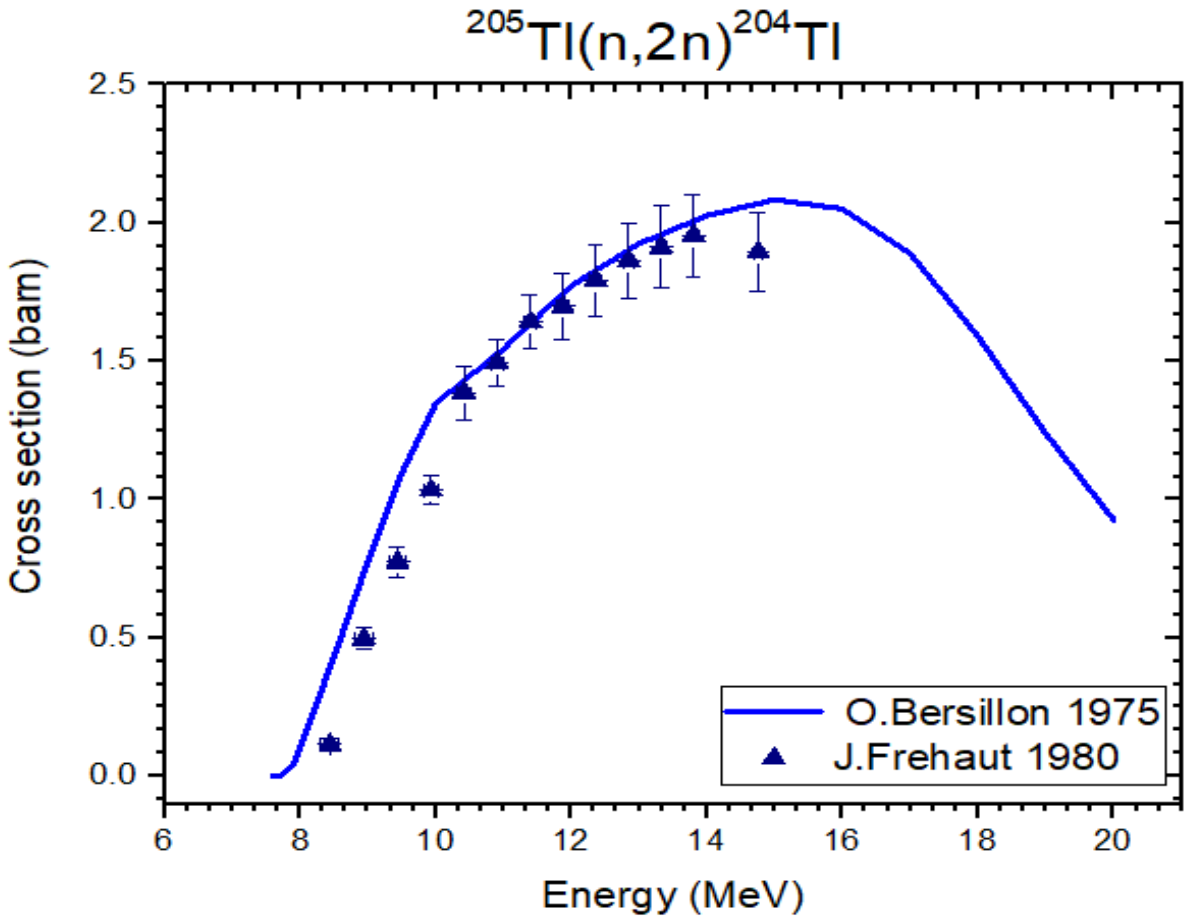
Με τους θεωρητικούς υπολογισμούς, μέσω του κώδικα EMPIRE 3.2, εκτιμήθηκε ως καταλληλότερο οπτικό μοντέλο, περιγραφής της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl, αυτό του O.Bersillon 1975. Ο βέλτιστος συνδυασμός παραμέτρων, όπως φαίνεται στον *Πίνακα 4.5*, επιτεύχθηκε με ενεργοποιημένες τις συνεισφορές των αντιδράσεων προϊσορροπίας MSD και MSC, με τη χρήση του μοντέλου EGSM για την περιγραφή των πυκνοτήτων πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων και του μοντέλου Exciton με παράμετρο MFP=1.5, καθώς και έχοντας απενεργοποιημένη τη συνεισφορά των άμεσων αντιδράσεων στα συλλογικά ενεργειακά επίπεδα στο κανάλι είσοδου (DIRECT 0).

Ο συγκεκριμένος συνδυασμός παραμέτρων και το οπτικό μοντέλο του O.Bersillon 1975, όπως αναμενόταν, έδωσε πολύ ικανοποιητικά αποτελέσματα και για την ενεργό διατομή της αντίδρασης ^{205}Tl(n,2n)^{204}Tl.

Τα θεωρητικά αποτελέσματα, όπως παρουσιάστηκαν στα *Σχήματα 4.17 και 4.20*, φαίνονται ξανά στα *Σχήματα 5.2 και 5.3*, όπου στο πρώτο γίνεται σύγκριση του θεωρητικού υπολογισμού με τα πειραματικά δεδομένα (μετά το 1970) και του πειραματικού σημείου της παρούσας μελέτης για την ενεργό διατομή της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και στο δεύτερο συγκρίνονται ο θεωρητικός υπολογισμός, με τις ίδιες παραμέτρους του *Σχήματος 5.2*, και τα πειραματικά δεδομένα του J.Frehaut 1980 για την αντίδραση ^{205}Tl(n,2n)^{204}Tl.



Σχήμα 5.2 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων (μετά το 1970), πειραματικού σημείου της παρούσας εργασίας και θεωρητικού υπολογισμού της ενεργού διατομής των αντιδράσεων ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl και ^{203}Tl(n,3n)^{201}Tl, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [1], MSC [1], PCROSS [3] και DIRECT [0] και EGSM, ως το μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων. [BC75, XFR]



Σχήμα 5.3 : Σύγκριση πειραματικών δεδομένων του J.Frehaut 1980 και θεωρητικού υπολογισμού της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{205}Tl(n,2n)^{204}Tl, με μοντέλο οπτικού δυναμικού του O.Bersillon 1975, συνδυασμό παραμέτρων MSD [1], MSC [1], PCROSS [3] και DIRECT [0] και EGSM, ως το μοντέλο περιγραφής πυκνοτήτων των πυρηνικών ενεργειακών καταστάσεων [BC75, XFR].

Παρατηρούμε στο *Σχήμα 5.2* ότι ο θεωρητικός υπολογισμός προβλέπει, εντός πειραματικού σφάλματος, με μεγάλη ακρίβεια την πειραματικά υπολογισμένη ενεργό διατομή της παρούσας μελέτης. Επίσης βρίσκεται σε πολύ καλή συμφωνία με τα υπόλοιπα πειραματικά δεδομένα, κυρίως στο ενεργειακό εύρος 13-20 MeV.

Στο *Σχήμα 5.3* παρατηρείται, επίσης, μεγάλη συμφωνία μεταξύ πειραματικών δεδομένων και θεωρητικού υπολογισμού της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{205}Tl(n,2n)^{204}Tl , δίνοντας έτσι μια επιβεβαίωση για την καταλληλότητα του συνδυασμού των παραμέτρων που επιλέχθηκαν για την περιγραφή της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl. Το γεγονός αυτό ήταν αναμενόμενο διότι οι πυρήνες ^{203}Tl και ^{205}Tl είναι φυσικά ισότοπα με διαφορά δύο νετρονίων, που σημαίνει ότι έχουν σχεδόν πανομοιότυπες φυσικές και χημικές ιδιότητες και κατ ‘επέκταση συμπεριφορά.

Τελικές Παρατηρήσεις-Συμπεράσματα

Στο *Σχήμα 5.1*, παρόλο που στο ενεργειακό εύρος 0-13 MeV υπάρχει μεγάλη συμφωνία πειραματικών δεδομένων μεταξύ τους και με τις καμπύλες αξιολογήσεων, παρατηρείται ασυμφωνία στην περιοχή των 14-16 MeV. Από τα 16-30 MeV τα μόνα πειραματικά δεδομένα είναι αυτά του B.P.Bayhurst 1975, τα οποία δημιουργούν μια νοητή καμπύλη πτώσης της ενεργού διατομής, η οποία περνάει από το πειραματικό σημείο της παρούσας εργασίας, εντός πειραματικού σφάλματος. Εν ολίγοις, οι δύο ομάδες πειραματικών δεδομένων μοιάζουν να συμφωνούν.

Επίσης η διαφοροποίηση των καμπυλών των βιβλιοθηκών αξιολογημένων δεδομένων, που παρατηρείται από τα 13 MeV και πάνω, οφείλεται στην ασυμφωνία των πειραματικών δεδομένων στην περιοχή γύρω από τα 14 MeV.

Όσον αφορά τον θεωρητικό υπολογισμό, όπως φαίνεται στο *Σχήμα 5.2*, η παρατηρούμενη ασυμφωνία θεωρητικής καμπύλης και πειραματικών δεδομένων στο ενεργειακό εύρος 0-13 MeV, μπορεί να οφείλεται στην έλλειψη ποικιλίας ερευνητικών ομάδων που μέτρησαν σε αυτές τις ενέργειες, καθώς , με εξαίρεση δύο πειραματικών σημείων του B.Kiraly 2001, υπάρχουν μόνο πειραματικά δεδομένα του J.Frehaut 1980. Άλλο αίτιο μπορεί να είναι η συνεισφορά του μοντέλου MSD σε συνδυασμό με το οπτικό μοντέλο του O.Bersillon 1975 να είναι μικρότερη από αυτήν που εκτιμούν τα πειραματικά δεδομένα του J.Frehaut 1980 ή ,πιο πιθανόν, να χρειάζεται θεωρητικός υπολογισμός με συνδυασμό παραπάνω παραμέτρων του κώδικα EMPIRE 3.2, το οποίο δεν πραγματοποιήθηκε στην συγκεκριμένη μελέτη.

Συνεπάγεται, λοιπόν, ότι η αναγκαιότητα των περαιτέρω μετρήσεων ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl$ και , γενικά, νετρονικών αντιδράσεων στο Θάλλιο είναι μεγάλη, διότι :

- Σε πολλούς τεχνολογικούς τομείς και κυρίως στην πυρηνική ιατρική το Θάλλιο και τα ισότοπά του είναι ιδιαίτερα χρήσιμα. Ειδικά στην πυρηνική ιατρική, οι νετρονικές αντιδράσεις και η παραγωγή ασταθών ισοτόπων, του στοιχείου αυτού, από σταθερά βρίσκουν εφαρμογή, όμως τα βιβλιογραφικά δεδομένα που είναι διαθέσιμα, σχετικά με τέτοιες αντιδράσεις, σπανίζουν και παρουσιάζουν μεγάλες αποκλίσεις μεταξύ τους στην υπάρχουσα βιβλιογραφία.

- Τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα της ολικής ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl$ παρουσιάζουν μεγάλες αποκλίσεις στο ενεργειακό εύρος 14-16 MeV.

- Στο ενεργειακό εύρος 0-13 MeV υπάρχουν μετρήσεις κυρίως του J.Frehaut 1980 και στο ενεργειακό εύρος 16-28 MeV, μόνο του B.P.Bayhurst 1975.

- Για την ελλάτωση, αν όχι εξάλλειψη, των αποκλίσεων μεταξύ των θεωρητικών μοντέλων περιγραφής της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl$, διότι ο προσδιορισμός των παραμέτρων τους βασίζεται στο πλήθος και την ακρίβεια των πειραματικών δεδομένων.

Μελλοντικές Ερευνητικές Προοπτικές

- ✓ Ως προέκταση της ερευνητικής μελέτης της συγκεκριμένης εργασίας καθίσταται αναγκαία η μέτρηση της ολικής ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl$ σε περισσότερες ενέργειες, κυρίως στην περιοχή των 13-16 MeV, με σκοπό την αποσαφήνιση της εικόνας που δημιουργούν οι αποκλίσεις των πειραματικών δεδομένων και τον εμπλουτισμό της βιβλιογραφίας.

- ✓ Μια πιο ενδελεχή και διεξοδική θεωρητική μελέτη, με χρήση του κώδικα EMPIRE, είναι μια ενδιαφέρουσα και σημαντική ερευνητική μελέτη για τον καλύτερο προσδιορισμό θεωρητικού μοντέλου περιγραφής της αντίδρασης και κατ' επέκταση ακριβέστερου συντελεστή διέλευσης T_l.

- ✓ Η μελέτη του τρόπου αποδιέγερσης των γειτονικών πυρήνων με το Θάλλιο, είναι ένας τομέας της πυρηνικής φυσικής, με τον οποίο ασχολείται η ερευνητική ομάδα της Πυρηνικής Φυσικής του ΕΜΠ. Τα πειραματικά αποτελέσματα της παρούσας εργασίας, καθώς και μελλοντικές έρευνες της συγκεκριμένης αντίδρασης που μελετήθηκε, θα συνεισφέρουν στην περαιτέρω ανάλυση ενός τέτοιου πυρήνα, που βρίσκεται στην υπό μελέτη περιοχή του περιοδικού πίνακα, και στην διακρίβωση ομοιοτήτων στον τρόπο αποδιέγερσης των στοιχείων της περιοχής αυτής. Έτσι θα μπορέσουν να αντληθούν κάποια γενικά συμπεράσματα, από την ερευνητική προσπάθεια της ομάδας, που στο παρελθόν μελέτησε κι άλλα τέτοια στοιχεία, όπως ισότοπα ιριδίου (Ir) και χρυσού (Au) [AK19].

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

ΑΒΕΒΑΙΟΤΗΤΕΣ

Στο συγκεκριμένο παράρτημα θα αναλυθεί ο τρόπος προσδιορισμού των σφαλμάτων τόσο των πειραματικών όσο και των θεωρητικών αποτελεσμάτων της εργασίας.

Για τον υπολογισμό των σφαλμάτων έγινε χρήση της *Εξίσωσης Α.1* (quadratic equation) :

$$\delta f(x_1,x_2,x_3) = f(x_1,x_2,x_3)\cdot\sqrt{\left(\frac{\delta x_1}{x_1}\right)^2+\left(\frac{\delta x_2}{x_2}\right)^2+\left(\frac{\delta x_3}{x_3}\right)^2} \qquad (A.1)$$

Εφαρμόζοντας την *Εξίσωση Α.1* στην *Εξίσωση 3.1* έχουμε :

$$\delta\sigma = \sigma\cdot\sqrt{\left(\frac{\delta N_\gamma}{N_\gamma}\right)^2+\left(\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2+\left(\frac{\delta N_\tau}{N_\tau}\right)^2+\left(\frac{\delta\Phi}{\Phi}\right)^2} \qquad (A.2)$$

- **<u>Σφάλμα πλήθους γεγονότων δN_γ φωτοκορυφής 439.5 keV του ^{202}Tl</u>**

Λόγω της διόρθωσης των Counts όπως φαίνεται στν *Εξίσωση 3.5* το σφάλμα του πλήθους των γεγονότων N_γ προκύπτει από τον εξής τύπο :

$$\delta N_{\gamma_{439.5}} = \sqrt{\left(\delta N_{\gamma_{\mu o\lambda\upsilon\sigma\mu\acute{\varepsilon}\nu o}}\right)^2+\left(\delta Counts_{443_{keV}}\right)^2} =$$

$$= \sqrt{(538)^2+(109)^2} = 549$$

- **<u>Σφάλμα απόδοσης ανιχνευτών δε</u>**

Τα σφάλματα απόδοσης των μετρήσεων με ^{152}Eu στους ανιχνευτές, όπως φαίνονται στον *Πίνακα 2.4*, υπολογίστηκαν με εφαρμογή της *Εξίσωσης Α.1* στον τύπο της απόδοσης :

$$\varepsilon = \frac{R_N}{R_S\cdot I_\gamma} \qquad (A.3)$$

όπου,

R_N = Counts/Live time
$R_S = R_o\, e^{-\lambda t}$
R_o : Η αρχική ενεργότητα του στόχου ^{152}Eu
λ : Η σταθερά αποδιέγερσης του ^{152}Eu
t : Ο χρόνος που πέρασε από την παρασκευή της πηγής μέχρι την παρούσα μέτρηση
I_γ : Η ένταση της εκάστοτε φωτοκορυφής

Έτσι προκύπτει :

$$\delta\varepsilon = \varepsilon \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta R_N}{R_N}\right)^2 + \left(\frac{\delta R_s}{R_s}\right)^2 + \left(\frac{\delta I_\gamma}{I_\gamma}\right)^2} \qquad \text{(A.4)}$$

Τα τελικά σφάλματα των αποδόσεων για της φωτοκορυφές προς μελέτη, του στόχου θαλλίου και των δύο στόχων αναφοράς, προσδιορίστηκαν από το πρόγραμμα Origin με 95 % εύρος εμπιστοσύνης (Confidence Band).

- **<u>Σφάλμα πλήθους ακτινοβολημένων πυρήνων δN_τ</u>**

Σύμφωνα με την *Εξίσωση 3.2* προκύπτει ότι το σφάλμα δN_τ δίνεται από τον τύπο :

$$\delta N_\tau = N_\tau \frac{\delta_m}{m_{\text{στόχου}}} \qquad \text{(A.5)}$$

όπου,

δ_m = 0.001 gr , το συστηματικό σφάλμα της ζυγαριάς ακριβείας που χρησιμοποιήθηκε

$m_{\text{στόχου}}$: Η μάζα του στόχου προς μελέτη. Στην περίπτωση του στόχου θαλλίου χρησιμοποιήθηκε η συνολική μάζα των πυρήνων ^{203}Tl, όπου υπολογίστηκε πολλαπλασιάζοντας το ποσοστό φυσικής αφθονίας του ^{203}Tl με την μάζα του ^{nat}Tl που υπολογίστηκε από την *Εξίσωση 2.4*.

- **<u>Σφάλμα θεωρητικών και πειραματικών ροών δΦ</u>**

Για τον υπολογισμό των **σφαλμάτων των πειραματικών ροών** στους στόχους χρυσού και αλουμινίου χρησιμοποιήθηκε η *Εξίσωση 3.1*, η οποία λύθηκε ως προς τη ροή Φ, σε συνδυασμό με την *Εξίσωση Α.1* .

Έτσι προκύπτει :

$$\delta\Phi = \Phi \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta N_\gamma}{N_\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_\tau}{N_\tau}\right)^2} \qquad (A.6)$$

Ο όρος $\left(\frac{\delta\sigma}{\sigma}\right)^2$ *δεν συμπεριλήφθηκε διότι οι ενεργές διατομές που ελήφθησαν από την διαδικτυακή βιβλιοθήκη της ENDF δεν περιείχαν σφάλματα. Οπότε τα σφάλματα των ροών και της τελικής ενεργού διατομής του θαλλίου είναι* ***υποτιμημένα.***

Για τον προσδιορισμό των **σφαλμάτων των θεωρητικών ροών** που προέκυψαν από την προσομοίωση MCNP συνδιάστηκαν δύο ειδών σφάλματα :

i. Το εκτιμώμενο σφάλμα των κανονικοποιήσεων που έγιναν με βάση την κάθε πειραματική ροή που μετρήθηκε. Η εκτίμηση μας έδωσε 3 % σφάλμα .

ii. Το σφάλμα της πειραματικής ροής στο στόχο Au-11 με βάση την οποία έγινε η τελική κανονικοποίηση (5 %).

Ο συνδιασμός έγινε με τον εξής τρόπο :

$$\delta\Phi_{MCNP} = \Phi_{MCNP} \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta\Phi_{Au}}{\Phi_{Au}}\right)^2 + \left(\Sigma\varphi\alpha\lambda\mu\alpha_{\kappa\alpha\nu o\nu\iota\kappa o\pi o\acute{\iota}\eta\sigma\eta\varsigma}\right)^2} \qquad (A.7)$$

$$\frac{\delta\Phi_{MCNP}}{\Phi_{MCNP}} = 6\ \%$$

Στους *Πίνακες Α.1 , Α.2 , Α.3* παρατίθενται, τα αποτελέσματα των *Εξισώσεων Α.2* και *Α.6* , σε μορφή ποσοστών .

Υπολογισμός σφάλματος ενεργού διατομής σ της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl				
$\frac{\delta N_\gamma}{N_\gamma}$	$\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon}$	$\frac{\delta N_\tau}{N_\tau}$	$\frac{\delta\Phi_{MCNP}}{\Phi_{MCNP}}$	$\frac{\delta\sigma}{\sigma}$
1.1 %	**3.7 %**	**0.3 %**	**6 %**	**7 %**

Πίνακας Α.1: Ποσοστό σφαλμάτων των στοιχείων της *Εξίσωσης Α.2* για εύρεση σφάλματος της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{203}Tl(n,2n)^{202}Tl.

Υπολογισμός σφάλματος πειραματικής ροής Φ στο στόχο Au-11			
$\frac{\delta N_\gamma}{N_\gamma}$	$\frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon}$	$\frac{\delta N_\tau}{N_\tau}$	$\frac{\delta \Phi_{Au}}{\Phi_{Au}}$
2.8 %	**3.8 %**	**0.2 %**	**5 %**

Πίνακας Α.2: Ποσοστό σφαλμάτων των στοιχείων της *Εξίσωσης Α.6* για εύρεση σφάλματος της πειραματικής ροής στο στόχο χρυσού.

Υπολογισμός σφάλματος πειραματικής ροής Φ στο στόχο Al-c			
$\frac{\delta N_\gamma}{N_\gamma}$	$\frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon}$	$\frac{\delta N_\tau}{N_\tau}$	$\frac{\delta \Phi_{Al}}{\Phi_{Al}}$
2.5 %	**5.3 %**	**0.5 %**	**6 %**

Πίνακας Α.2: Ποσοστό σφαλμάτων των στοιχείων της *Εξίσωσης Α.6* για εύρεση σφάλματος της πειραματικής ροής στο στόχο αλουμινίου.

Βιβλιογραφία

[AC00] A. Cole, Statistical Models for Nuclear Decay: From Evaporation to Vaporization. Series in Fundamental and Applied Nuclear Physics, CRC Press, 2000.

[AD73] J.Araminowicz, J.Dresler, "Investigation of the (n,2n) Reaction with 14.6 MeV Neutrons", Prog: Inst.Badan Jadr. (Nucl.Res.), Swierk+Warsaw, Repts, No.1464, p.14, Poland, 1973.

[AK11] A. Kalamara, "Cross Section Measurement on the ^{241}Am(n,2n)^{240}Am reaction", master thesis N.T.U.A. , September (2011).

[AK14] A. Kamal, Nuclear Physics. Murphy, TX, USA: Springer, 2014.

[AK19] A. Kalamara, "Neutron induced reactions on Ir and Au and production of isomeric states", PHD thesis, N.T.U.A. , 2019.

[AS15] A. Σπηλιώτης, "Μέτρηση της ενεργού διατομής των πυρηνικών αντιδράσεων ^{174}Hf(n,2n)^{173}Hf και ^{176}Hf(n,2n)^{175}Hf σε ενέργειες 15.3 και 17.1 MeV", Ε.Μ.Π., 2015.

[AT12] A. Tsinganis, ''Experimental and Theoretical Study of the isomeric state production for 197Au(n,2n) reaction,'' 2012. Master thesis, National Technical University of Athens.

[BC10] B. V. Carlson, ''Elastic scattering and the optical model,'' 2010.

[BC75] O.Bersillon and Cindro, Fifth Int. Sym. On Interactions of Fast Neutrons with Nuclei, Gaussig (1975).

[BF3] " https://www.wikiwand.com/en/Geiger_counter#/Neutron_detection ".

[BG69] F.D.Becchetti, Jr. and G.W.Greenlees, Phys. Rev. 182,1190 (1969).

[BG75] B.P.Bayhurst, J.S.Gilmore, R.J.Prestwood et al. , "Cross Sections for (n,xn) Reactions between 7.5 and 28 MeV", J. Physical Review, Part C, Nuclear Physics, Vol.12, p.451, USA, 1975.

[BW79] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics. Springer-Verlag New York, 1979.

[BW91] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, Theoretical nuclear physics, Dover Publications, Inc., New York, 1991.

[CB71] C. Cline and M. Blann, ''The pre-equilibrium statistical model: Description of the nuclear equilibration process and parameterization of the model,'' Nuclear Physics A, vol. 172, no. 2, pp. 225 – 259, 1971.

[CB91] J.Csikai, Cs.M.Buczko, R.Pepelnik, H.M.Agrawal, "Activation Cross-Sections Related to Nuclear Heating of High T(c) Superconductors", Jour. Annals of Nuclear Energy, Vol.18, Issue.1, p.1, UK, 1991.

[Col00] A. J. Cole, Statistical models for nuclear decay - from evaporation to vaporization, Fundamental and Applied Nuclear Physics Series, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2000.

[DI72] A.A.Druzhinin, N.I.Ivanova, A.A.Lbov, "The (n,2n) Reaction Cross Sections for Tu, Ir, Tl and Pb Isotopes at 14.8 MeV Neutron Energy", Soviet Journal of Nuclear Physics, Vol.14, p.383, USA, 1972.

[DM97] D.G.Madland, OECD/NEA Spec. Mtg. Nucleon-Nucleus Opt.Mod.to 200 MeV,Paris (1997) p.129.

[END] ENDF, ''https://www-nds.iaea.org/exfor/endf.htm.''

[ES75] P.K.Eapen, G.N.Salaita, "Isomeric Cross-Section Ratios for (n,2n) Reactions at 14.8 MeV", Journal of Inorganic and Nuclear Chemistry, Vol.37, p.1121, UK, 1975.

[EW322]''https://www-nds.iaea.org/index-meeting-crp/EmpireWorkshop2013/docs/empire3.2.pdf,'' tech. rep.

[FB02] F. Brown et al. Trans. Am. Nucl. Soc., vol. 87, p. 273, 2002.

[FB80] J.Frehaut, A.Bertin, R.Bois, J.Jary, G.Mosinski, "Status of (n,2n) cross section measurements at Bruyeres-le-Chatel", Conf. U.S. report to the I.N.D.C., No.84, Vol.(1), p.399, Austria, 1980.

[FC77] J.C.Ferrer,J.D.Carlson and J.Rapaport, Nucl.Phys.A275,325(1977).

[FK80] H. Feshbach, A. Kerman, and S. Koonin, ''The statistical theory of multi-step compound and direct reactions,'' Annals of Physics, vol. 125, no. 2, pp. 429 – 476, 1980.

[FP00] A. Fessler, A. J. M. Plompen, D. L. Smith, J. W. Meadows, and Y. Ikeda, ''Neutron Activation Cross-Section Measurements from 16 to 20 MeV for isotopes of F, Na, Mg, Al, Si, P, Cl, Ti, V, Mn, Fe, Nb, Sn, and Ba,'' Nuclear Science and Engineering, vol. 134, no. 2, pp. 171–200, 2000.

[FP54] H. Feshbach, C. E. Porter, and V. F. Weisskopf, ''Model for Nuclear Reactions with Neutrons,'' Phys. Rev., vol. 96, pp. 448–464, Oct 1954.

[FS49] S. Fernbach, R. Serber, and T. B. Taylor, ''The Scattering of High Energy Neutrons by Nuclei,'' Phys. Rev., vol. 75, pp. 1352–1355, May 1949.

[GC65] A. Gilbert, A. G. W. Cameron, "A composite nuclear-level density formula with shell corrections", *Can. J. Phys.*, **43**, pp. 1446-1496 ,1965.

[GG19] Γ.Γκάτης, “Αντιδράσεις Νετρονίων σε Ισότοπα Ge”, Ε.Μ.Π, 2019.

[GH92] E. Gadioli and P. E. Hodgson, Pre- equilibrium nuclear reactions, Oxford Studies in Nuclear Physics, vol. 15, Clarendon Press, Oxford, New York, 1992.

[GK00] G. F. Knoll, Radiation detection and measurement, 3 ed., John Wiley and sons, Inc., New York, 2000.

[GP06] G. Perdikakis, Study of neutron induced reactions (n,2n) on nuclei in the region of Actinides. PhD thesis, National Technical University of Athens, 2006.

[HB37] H. A. Bethe, ‘‘Nuclear Physics B. Nuclear Dynamics, Theoretical,’’ Rev. Mod. Phys., vol. 9, pp. 69–244, Apr 1937.

[HC07] M. Herman, R. Capote, B. Carlson, P. Oblozinsky, M. Sin, A. Trkov, H. Wienke, and V. Zerkin, ‘‘Empire: Nuclear Reaction Model Code System for Data Evaluation,’’ Nuclear Data Sheets, vol. 108, no. 12, pp. 2655 – 2715, 2007. Special Issue on Evaluations of Neutron Cross Sections.

[HF52] W. Hauser and H. Feshbach, ‘‘The Inelastic Scattering of Neutrons,’’ Phys. Rev., vol. 87, pp. 366–373, Jul 1952.

[HF72] A.K.Hankla, R.W.Fink, J.H.Hamilton, “Neutron Activation Cross Sections at 14.4 MeV for Some Naturally Occurring Heavy Elements in the Region 76 < Z < 82”, Jour: Nuclear Physics, Section A, Vol.180, p.157, Netherlands, 1972.

[HF86] P. E. Hodgson, G. M. Field, H. Gruppelaar, and P. Nagel, ‘‘Pre-equilibrium processes in nuclear reactions,’’ Radiation Effects, vol. 95, pp. 1–4, 27–46, 1986.

[IAE87] Handbook on nuclear activation data, Tech. Report 273, IAEA, Vienna, 1987.

[II79] A. V. Ignatyuk, K. K. Istekov, and G. N. Smirenkin Sov. J. Nucl. Phys., vol. 29, p. 450, 1979.

[IW93] A. V. Ignatyuk, J. L. Weil, S. Raman, and S. Kahane, ‘‘Density of discrete levels in 116Sn,’’ Phys. Rev. C, vol. 47, pp. 1504–1513, Apr 1993.

[JC32] J. Chadwick, ‘‘Possible existence of a neutron,’’ Nature, vol. 129, p. 312, 1932.

[JG66] J. J. Griffin, ‘‘Statistical Model of Intermediate Structure,’’ Phys. Rev. Lett., vol. 17, pp. 478–481, Aug 1966.

[JG67] J. Griffin, ‘‘Energy dependence of average direct reaction cross sections and partial nuclear level densities,’’ Physics Letters B, vol. 24, no. 1, pp. 5 – 7, 1967.

[KA98] A. J. Koning and J. M. Akkermans, ‘‘Pre-equilibrium nuclear reactions: An introduction to classical and quantum-mechanical models,’’ 1998.

[KC01] B.Kiraly, J.Csikai, R.Doczi, “Validation of neutron data libraries by differential and integral cross sections”, JAERI Conference proceedings, No.2001-006, p.283, Japan, 2001.

[KD03] A.J.Koning, J.P.Delaroche, Nucl. Phys. A713, 231 (2003) [Global potential].

[KH08] A. Koning, S. Hilaire, and S. Goriely, ‘‘Global and local level density models,’’ Nuclear Physics A, vol. 810, no. 1, pp. 13 – 76, 2008.

[KK88] K. S. Krane, Introductory Nuclear Physics. Wiley, 1988.

[KR12] A. Koning and D. Rochman, ‘‘Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System,’’ Nuclear Data Sheets, vol. 113, no. 12, pp. 2841 – 2934, 2012. Special Issue on Nuclear Reaction Data.

[MB75] M. Blann, ‘‘Preequilibrium Decay,’’ Annual Review of Nuclear Science, vol. 25, no. 1, pp. 123–166, 1975.

[MD11] M. Diakaki, ‘‘Theoretical study of ^{197}Au(n,2n) reaction using the STAPRE-F code,’’ 2011. Master thesis, National Technical University of Athens.

[MG04] M. D. Glascock, ‘‘An Overview of Neutron Activation Analysis,’’ 2004.

[MM06] M. Majerle, ‘‘Experimental studies and simulations of spallation neutron induced production on a thick lead target,’’ in Journal of Physics, vol. 41 of Conference Series, pp. 331–339, 2006.

[MR06] B.Morillon and P.Romain, Phys. Rev. C70, 014601 (2004); Phys. Rev.C74, 014601 (2006).

[MR07] B.Morillon and P.Romain, Phys. Rev. C76, 044601 (2007).

[NB36] N. Bohr, ‘‘Neutron Capture and Nuclear Constitution,’’ Nature, vol. 137, p. 344, Feb 1936.

[ND3] Nudat 3.0 , “https://www.nnde.bnl.gov/nudat3”.

[ND09] E. Birgersson and G. Loevestam, ‘‘NeuSDesc-Neutron Source Description Software Manual,’’ 2009. JRC Scientific and Technical Reports.

[NIST] “ https://www.nist.gov ”.

[PA81] Π. Ασημακόπουλος, Εισαγωγή στην Πυρηνική Φυσική, Τόμος ΙΙ, Εκδόσεις Φάσμα, 1981.

[PCSC] Private communication with Sotiris Chasapoglou.

[PR02] P. Reimer, ‘‘Fast neutron induced reactions leading to activation products: selected cases relevant to development of low activation materials, transmutation and hazard assessment of nuclear wastes,’’ , Thesis, JRC, Geel, 2002.

[QVC] NNDC Q-value calculator, "https://www.nndc.bnl.gov/qcalc/".

[RIPL] Reference Input Parameter Library, " https://www-nds.iaea.org/RIPL-3 ".

[SF06] J. K. Shultis, R. E. Faw, "AN MCNP PRIMER", Dept. of Mechanical and Nuclear Engineering, Kansas State University, Manhattan, 2004-2006.

[SH21] S.Harissopulos, M. Andrianis et al. , "The Tandem Accelerator Laboratory of NCSR "Demokritos" : current status and perspectives", Eur. Phys. J. Plus, 2021.

[SP] S. Pomp, ''Tutorial on Neutron Physics in Dosimetry,'' Uppsala University.

[SP09] https://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/transmutace/studentpraxe/stevenreferat.pdf, S. Peetermans, Neutron Activation Analysis, 2009.

[TAD] " http://tandem.inp.demokritos.gr/".

[TAJ] " https://ttandem.jaea.go.jp/english/koumoku-02/kasokuki.html ".

[TAL] "https://tandem.inp.demokritos.gr/t_accel_description.html".

[TK07] P. Talou, T. Kawano, P. G. Young, M. B. Chadwick, and R. E. MacFarlane, ''Improved Evaluations of Neutron-Induced Reactions on Americium Isotopes,'' Nuclear Science and Engineering, vol. 155, no. 1, pp. 84–95, 2007.

[TV00] A. Fitzlrer, TV User Manual, Institute for Nuclear Physics, University of Cologne, 2000.

[VM21] V.Michalopoulou et al., Measurement of the 232Th(n,f) cross section with quasi-monoenergetic neutron beams in the energy range 2–18 MeV. Eur. Phys. J. A (2021) 57:277.

[VT91] R.L.Varner,W.J.Thompson,T.L.McAbee,E.J.Ludwig,T.B.Clegg, Phys. Rep. 201,57 (1991).

[VW79] V. Weisskopf, ''Statistics and Nuclear Reactions,'' Phys. Rev., vol. 52, pp. 295–303, Aug 1937.

[WE40] V. F. Weisskopf and D. H. Ewing, ''On the Yield of Nuclear Reactions with Heavy Elements,'' Phys. Rev., vol. 57, pp. 472–485, Mar 1940.

[WG86] R.L.Walter and P.P.Guss, Rad. Effects 95, 73 (1986) [1985 Santa Fe Conf. Proc.].

[WH64] D.Wilmore and P.E.Hodgson, Nucl. Phys. 55,673 (1964).

[WP] Wikipedia, "https://en.wikipedia.org/wiki/Thallium".

[XFR] EXFOR, " http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor.htm".

[XMCT05] X-5 Monte Carlo team, MCNP-A General Monte Carlo N-ParticleTransport Code, version 5, April 2003. LA-UR-03-1987, LA-CP-03-0245 and LA-CP-03-0284.

[ZE17] Z.Eleme, "Study of (n,x) reactions for Erbium isotopes at energies higher than 17 MeV", Master thesis, University of Ioannina, 2017.

[ZK18] V. Zelevinsky, S. Karampagia, A. Berlaga, "Constant temperature model for nuclear level density", Physics Letters B, Vol. 783, pp. 428-433, 2018.