

Εθνικο και Καποδιστριακο Πανεπιστημιο Αθηνων
Σχολη Θετικων Επιστημων
Τμημα Φυσικης

Πτυχιακη Εργασια

Πειραματικές μελέτες ενεργών διατομών και γωνιακών κατανομών της ^{112}Cd(p,γ)^{113}In με εφαρμογή στην πυρηνοσύνθεση

Αθανάσιος Ψάλτης
Α.Μ 201000187

Επιβλέπων:
Δρ. Θεόδωρος Μερτζιμέκης,
Επίκουρος Καθηγητής

Αθήνα, VII 2014

"Το σύμπαν είναι μέσα μας. Είμαστε φτιαγμένοι από αστρική ύλη. Ένας τρόπος για το σύμπαν να γνωρίσει τον εαυτό του."

- Carl Sagan

Ευχαριστίες

Όλα ξεκινούν από τον επιβλέποντα, Επίκουρο Καθηγητή Δρ. Θεόδωρο Μερτζιμέκη. Τον ευχαριστώ για όλες τις ευκαιρίες που μου έχει δώσει τα τελευταία τρία χρόνια και θεωρώ τον εαυτό μου πολύ τυχερό που συνεργάζομαι μαζί του. Οι συμβουλές και οι παρατηρήσεις από έναν τόσο οξυδερκή επιστήμονα αποτελούν σημαντικά εφόδια για τη συνέχεια των σπουδών μου.

Θα ήθελα να εκφράσω την αμέριστη ευγνωμοσύνη μου στον Διευθυντή του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος" Δρ. Σωτήριο Χαρισόπουλο για την ευκαιρία που μου έδωσε να εργαστώ στα πλαίσια της παρούσας εργασίας στο εργαστήριο του επιταχυντή Tandem, για την παροχή του στόχου που ακτινοβολήθηκε και για την υποστήριξή του σε όλες τις πτυχές της εργασίας. Ευχαριστώ το ερευνητικό και τεχνικό προσωπικού του εργαστηρίου του επιταχυντή Tandem του Ι.Π.Σ.Φ του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος" για τη στήριξή του κατά τη διάρκεια του πειράματος και στην ολοκλήρωση της εργασίας. Συγκεκριμένα ευχαριστώ τους Δρ. Αναστάσιο Λαγογιάννη, Δρ. Μιχάλη Αξιώτη, Δρ. Γεώργιο Προβατά, τη Δρ. Βαρβάρα Φωτεινού για την εκτέλεση του κώδικα TALYS και την παραχώρηση των αποτελεσμάτων του και τους χειριστές του επιταχυντή Μίλτο Ανδριάνη και Βασίλη Ανδρεόπουλο για τις εξαιρετικές δέσμες που λάβαμε κατά τη διάρκεια του πειράματος.

Δεν θα μπορούσα να ξεχάσω τον υποψήφιο διδάκτορα Γιάννη Μαδέση για την παραχώρηση των προσομοιώσεων της επιταχυντικής γραμμής με το SIMION.

Ευχαριστώ ιδιαίτερα την ομάδα του NuSTRAP και συγκεκριμένα τη Βαρβάρα, την Ελευθερία, την Ιωάννα, τη Μυρτώ και το Τάσο (συγγνώμη που σε έβαλα τελευταίο, αλλά οι κυρίες προηγούνται!). Εκτός από τη βοήθειά τους σε όλη τη διάρκεια του πειράματος, ήταν δίπλα μου σε όποιες απορίες είχα σχετικά με την επεξεργασία των μετρήσεων και τη συγγραφή της εργασίας και μπορώ να πω με σιγουριά ότι αποτελούν την επιστημονική μου οικογένεια.

Τέλος, ευχαριστώ θερμά την οικογένειά μου, τους γονείς μου Ηρακλή και Έφη, και την αδελφή μου Μάρα, για τη φροντίδα και τη στήριξη όλα αυτά τα χρόνια. Αν δεν υπήρχαν αυτοί οι άνθρωποι, θα ήμουν ένα τίποτα (κυριολεκτικά!).

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες **ii**

Περιεχόμενα **iv**

Κατάλογος Σχημάτων **vii**

Κατάλογος Πινάκων **x**

Περίληψη **xi**

Abstract **xii**

Εισαγωγή **xiii**

1 Θεωρητικό Υπόβαθρο **1**
1.1 Πυρηνικές Αντιδράσεις 1
1.1.1 Μηχανισμοί Αντίδρασης 1
1.1.2 Αλληλεπίδραση μεταξύ βλήματος και στόχου 3
1.1.3 Ενεργειακή μελέτη των πυρηνικών αντιδράσεων 4
1.2 Αποδιέγερση γ 6
1.2.1 Ισομερείς Καταστάσεις 7
1.2.2 Γωνιακή κατανομή ακτίνων-γ 8
1.3 Ενεργός Διατομή 9

2 Πυρηνική Αστροφυσική **13**
2.1 Αστρική Πυρηνοσύνθεση 14
2.1.1 Καύση Υδρογόνου 15
2.1.2 Καύση Ηλίου 16
2.1.3 Καύση Άνθρακα, Οξυγόνου και Νέου 17
2.1.4 Καύση Πυριτίου 18
2.1.5 s-διεργασία 19
2.1.6 r-διεργασία 20
2.1.7 l-διεργασία 20
2.2 p-διεργασία 21
2.2.1 νp-διεργασία 23
2.2.2 rp-διεργασία 23
2.3 Μοντέλο Hauser Feshbach 24

2.4 Ο κώδικας TALYS 26

3 Πειραματική Διαδικασία 27
3.1 Πειραματική Διάταξη 27
3.1.1 Ο Επιταχυντής Tandem van de Graaff του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος" 27
3.1.1.1 Πηγή Duoplasmatron 28
3.1.1.2 Γεννήτρια Van de Graaff 29
3.1.1.3 Σύστημα μεταφοράς δέσμης 31
3.1.2 Ανιχνευτικές διατάξεις 33
3.1.2.1 Γωνιομετρική Τράπεζα 33
3.1.2.2 Θάλαμος σκέδασης 34
3.1.2.3 Τάση καταστολής 35
3.1.2.4 Ανιχνευτές 35
3.1.3 Ηλεκτρονικά και λήψη δεδομένων 37
3.1.3.1 Προενισχυτής 37
3.1.3.2 Ενισχυτής 38
3.1.3.3 Διευκρινιστής 39
3.1.3.4 Μετατροπέας αναλογικού σε ψηφιακό (ADC) 40
3.1.3.5 Καλώδια 40
3.1.3.6 Υπολογιστής λήψης δεδομένων (DAQ) 41
3.1.4 Στόχος 41
3.2 Λήψη Δεδομένων 43
3.2.1 Τεχνικές μετρήσεων 43
3.2.1.1 In-beam μέθοδος 44
3.2.1.2 Μέθοδος ενεργοποίησης 44

4 Ανάλυση Δεδομένων και Αποτελέσματα 47
4.1 Μέθοδος Ανάλυσης Δεδομένων 47
4.1.1 Ενεργειακή βαθμονόμηση των φασμάτων 47
4.1.2 Απόδοση Ανιχνευτών 50
4.1.3 Υπολογισμός της έντασης των μεταπτώσεων γ και η αναγωγή τους σε απόλυτη απόδοση 54
4.1.4 Υπολογισμός των γωνιακών κατανομών 55
4.1.5 Υπολογισμός της ενεργούς διατομής 56
4.2 Φάσματα και Γωνιακές Κατανομές 57
4.2.1 Η αντίδραση $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$ 57
4.2.2 Γωνιακές κατανομές και ενεργές διατομές 61
4.3 Σύγκριση των πειραματικών δεδομένων με τις θεωρητικές προβλέψεις της θεωρίας Hauser-Feshbach 68
4.4 Σύγκριση πειραματικών δεδομένων με προηγούμενες μετρήσεις 72

5 Συμπεράσματα και Συζήτηση 73
5.1 Τελικά Συμπεράσματα 73
5.2 Η άλυτη προέλευση του ^{113}In 74

Α΄ Λογισμικό **77**
Α΄.1 Mathematica 77
Α΄.2 SIMION 8.1 77
Α΄.3 SRIM 78
Α΄.4 XSA 78

Βιβλιογραφία **79**

Κατάλογος σχημάτων

1.1 Σχηματική αναπαράσταση της αντίδρασης σχηματισμού σύνθετου πυρήνα. 2
1.2 Διάγραμμα σταθμών ενέργειας που δείχνει την διέγερση του σύνθετου πυρήνα C^* και την ακόλουθη αποδιέγερση 3
1.3 Σχηματισμός του σύνθετου πυρήνα C^* μέσω της σύλληψης ενός σωματιδίου α από έναν πυρήνα τύπου X. 5
1.4 Παραδείγματα πυρήνων που περιέχουν μια ισομερή κατάσταση . . . 8
1.5 Σχηματική αναπαράσταση μιας συνάρτησης W(ϑ) για μετάπτωση E2. 9
1.6 Πυρηνική αντίδραση και σχετικά μεγέθη για την περιγραφή της ενεργού διατομής. 12

2.1 Υπολείμματα υπερκαινοφανούς LMCN 63A. 14
2.2 Αναπαράσταση των αντιδράσεων της καύσης ηλίου στον πίνακα των ισοτόπων. 17
2.3 Σχηματική δομή ενός αστέρα προτού εξελιχθεί σε υπερκαινοφανή (όχι σε κλίμακα). 18
2.4 Ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο ως συνάρτηση του μαζικού αριθμού A. 19
2.5 Η διαδρομή της s-διεργασίας για τα στοιχεία Gd, Tb και Dy. 20
2.6 Η διαδρομή για τη δημιουργία ενός p-πυρήνα. 21
2.7 Μέσος κανονικοποιημένος παράγοντας υπερπαραγωγής των p-πυρήνων. 23
2.8 Η αποσύνθεση των παρατηρούμενων στο ηλιακό σύστημα περιεκτικοτήτων των βαρέων νουκλιδίων στα συστατικά τους που συντίθενται με τις s-,r- και p-διαδικασίες. 24
2.9 Τμήμα του χάρτη των ισοτόπων από το ^{68}Ge έως το ^{213}Bi. 25
2.10 Σύγκριση πειραματικών δεδομένων με έξι διαφορετικούς υπολογισμούς TALYS (καμπύλες) για την ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{104}Pd(p,\gamma)^{105}Ag$. 26

3.1 Μια ευρυγωνική άποψη της αίθουσας του επιταχυντή Tandem. . . . 27
3.2 Απεικόνιση του επιταχυντή Van de Graaff Tandem (T11 5.5 MV) του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος". 28
3.3 Πηγή αρνητικών ιόντων duoplasmatron εκτός άξονος του "Δημοκρίτου". 29
3.4 Η δεξαμενή του επιταχυντικού συστήματος. 30
3.5 Τρισδιάστατη αναπαράσταση της δεξαμενής του επιταχυντή με το SIMION 8.1 31
3.6 Τρισδιάστατη αναπαράσταση της επιταχυντικής γραμμής στην περιοχή του μαγνήτη επιλογής (analyser) με το SIMION 8.1. 32

3.7 Η γωνιομετρική τράπεζα. 33
3.8 Ο θάλαμος σκέδασης επάνω στη γωνιομετρική τράπεζα. 34
3.9 Η πειραματική διάταξη στο "Δημόκριτο". 36
3.10 Διάγραμμα της ηλεκτρονικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκε στο "Δημόκριτο". 37
3.11 Ένας μονοκάναλος αναλυτής με άνω και κάτω διευκρινιστικά επίπεδα ορίζει ένα "παράθυρο" 39
3.12 Πλάγια τομή του ομοαξονικού καλωδίου. 40
3.13 Προφίλ του στόχου. 41
3.14 Προσομοίωση διέλευσης 10000 πρωτονίων ενέργειας E= 3.4 MeV από τον στόχο του πειράματος με τη βοήθεια του κώδικα SRIM2013. . . . 42
3.15 Τρισδιάστατη προσομοίωση διέλευσης 10000 πρωτονίων ενέργειας E= 3.4 MeV από τον στόχο του πειράματος με τη βοήθεια του κώδικα SRIM2013. 43
3.16 Φωτογραφία του πλαισίου του στόχου πριν την ακτινοβόληση. 43

4.1 Ενεργειακή βαθμονόμηση με χρήση πηγής ^{152}Eu. 49
4.2 Τυπικό φάσμα της πηγης ^{152}Eu. Σημειώνονται οι σημαντικότερες κορυφές. 50
4.3 Σκίτσο για την καλύτερη κατανόηση του γεωμετρικού παράγοντα. . . 51
4.4 Αποδόσεις των ανιχνευτών για τις τρεις γωνίες. Με διακεκομμένες γραμμές η εφαρμογή της εκθετικής μείωσης. 53
4.5 Τυπικό φάσμα από την αντίδραση $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$. 58
4.6 Τυπικό φάσμα από την αντίδραση $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$. 59
4.7 Απλοποιημένο ενεργειακό διάγραμμα του πυρήνα ^{113}In που παράγεται από την αντίδραση $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$. 60
4.8 Γωνιακή κατανομή W(θ) για τη φωτοκορυφή *255 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης. 63
4.9 Γωνιακή κατανομή ενεργών διατομών για τη φωτοκορυφή *255 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης. 63
4.10 Γωνιακή κατανομή W(θ) για τη φωτοκορυφή *647 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης. 64
4.11 Γωνιακή κατανομή ενεργών διατομών για τη φωτοκορυφή *647 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης. 64
4.12 Γωνιακή κατανομή W(θ) για τη φωτοκορυφή *1024 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης. 65
4.13 Γωνιακή κατανομή ενεργών διατομών για τη φωτοκορυφή *1024 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης. 65
4.14 Τρισδιάστατη αναπαράσταση της γωνιακής κατανομής W(θ) για όλες τις φωτοκορυφές που μελετήθηκαν για όλες τις ενέργειες δέσμης. . . 67
4.15 Πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$. 69
4.16 Πειραματικά δεδομένα μερικών ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$ στη βασική κατάσταση. 70
4.17 Λόγος της μερικής ενεργού διατομής σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα ^{113}In στη βασική κατάσταση προς την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{112}(p,\gamma)^{113}In$. 70
4.18 Πειραματικά δεδομένα μερικών ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$ στη μετασταθή κατάσταση. 71

4.19 Λόγος της μερικής ενεργού διατομής σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα ^{113}In στη μετασταθή κατάσταση προς την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{112}(p,\gamma)^{113}In$. 71
4.20 Γωνιακή κατανομή ενεργών διατομών για την φωτοκορυφή *1024 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης. 72

5.1 Πυρηνοσύνθεση στην περιοχή Cd-In-Sn 75
5.2 Συνεισφορές της p-διαδικασίας για όλους τους 35 "p-πυρήνες" όπως συνάχθηκαν από προσομοίωση ενός υπερκαινοφανούς τύπου II για έναν αστέρα $25M_{\odot}$ 75
5.3 Λόγοι μαζών p-πυρήνων που παράγονται σε αφθονία από τους πίδακες 76

Κατάλογος πινάκων

1.1 Κανόνες Επιλογής για την εκπομπή ακτινοβολίας γ. 7

3.1 Χαρακτηριστικά Ανιχνευτών 36
3.2 Ημερομηνίες αναπλήρωσης ανιχνευτών HPGe με LN_2 36
3.3 Χαρακτηριστικά ενισχυτών 39
3.4 Συγκεντρωτικός πίνακας πειραματικών μετρήσεων. 46

4.1 Χαρακτηριστικά της πηγής ^{152}Eu. 48
4.2 Κορυφές της πηγής ^{152}Eu και οι σχετικές τους πιθανότητες. 48
4.3 Γεωμετρικός παράγοντας για τους ανιχνευτές HPGe για τις γωνίες 0^o, 90^o και 165^o αντίστοιχα. 52
4.4 Συντελεστές της εκθετικής μείωσης για τον υπολογισμό της απόδοσης των ανιχνευτών. 52
4.5 Ενέργειες των μεταπτώσεων γ που παρατηρήθηκαν στα φάσματα και οφείλονται σε αντιδράσεις είτε της δέσμης με τον στόχο, είτε με υλικά που συνάντησε η δέσμη στην πορεία της. 57
4.6 Ενεργειακά επίπεδα του ^{113}In που καταλήγουν στην θεμελιώδη κατάσταση με ενέργειες μικρότερες από 2 MeV. Τα δεδομένα προέρχονται από το NUDAT2 [1]. 59
4.7 Γωνιακή κατανομή της εκπομπής ακτινοβολίας γ ενέργειας $E = 255\ keV$, $E = 647\ keV$ και $E = 1024\ keV$ ανά δευτερόλεπτο, ανά φορτίο δέσμης. 61
4.8 Ενεργές διατομές εκπομπής ακτινοβολίας γ ενέργειας $E = 255\ keV$, $E = 647\ keV$ και $E = 1024\ keV$ ανά δευτερόλεπτο, ανά φορτίο δέσμης. 62
4.9 Συντελεστές της σχέσης $W(cos\theta) = A_0(1 + a_2P_2(cos\theta) + a_4P_4(cos\theta))$ για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών. 66
4.10 Φαινομενολογικά και (ημι)μικροσκοπικά μοντέλα στην έκδοση 1.6 του κώδικα TALYS που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία [2]. . . 68

Ε.Κ.Π.Α

Περίληψη

Τμήμα Φυσικής
Σχολή Θετικών Επιστημών

Πτυχιακή Εργασία

Πειραματικές μελέτες ενεργών διατομών και γωνιακών κατανομών της ^{112}Cd(p,γ)^{113}In με εφαρμογή στην πυρηνοσύνθεση

του Αθανασίου Ψάλτη

Στην μελέτη της p-διεργασίας για την ερμηνεία των περιεκτικοτήτων των p-πυρήνων στο ηλιακό μας σύστημα εμπλέκεται ένα τεράστιο *δίκτυο αντιδράσεων* (>20.000 αντιδράσεις με >2000 πυρήνες), το οποίο υπολογίζεται θεωρητικά με τη χρήση τού στατιστικού μοντέλου Hauser-Feshbach (H-F). Οι πειραματικές μετρήσεις ενεργών διατομών αντιδράσεων (p,γ), (α,γ) και (n,γ) είναι απαραίτητες γιατί χρησιμοποιούνται ως ρυθμιστές του μοντέλου H-F, βελτιώνοντας τις προβλέψεις του.

Σε αυτή την κατεύθυνση, πραγματοποιήθηκε για πρώτη φορά πειραματικός προσδιορισμός των γωνιακών κατανομών και ενεργών διατομών της αντίδρασης:

$$^{112}\text{Cd(p,}\gamma)^{113}\text{In},\ Q_{value} = 6078.07\ keV$$

Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν στο εργαστήριο του επιταχυντή Tandem του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος" στην περιοχή ενεργειών E= $2.8 - 3.4\ MeV$. Η αντίδραση μελετήθηκε με δυο μεθόδους, in-beam και ενεργοποίησης, λόγω της ύπαρξης της ισομερούς κατάστασης του ^{113}In (391.7 keV, $t_{1/2}$=99.5 m).

Τα πειραματικά αποτελέσματα συγκρίθηκαν με τις θεωρητικές προβλέψεις της τελευταίας έκδοσης του κώδικα TALYS (v1.6), και βρίσκονται σε αρκετά καλή συμφωνία.

U.o.A

Abstract

Faculty of Physics
School of Science

Senior Thesis

Experimental studies of cross sections and angular distributions of ^{112}Cd$(p,\gamma)^{113}$In with application in nucleosynthesis

by Athanassios Psaltis

In the study of p-process for the explanation of the abundances of p-nuclei in our solar system a huge *reaction network* is involved (>20.000 reaction with >2000 nuclei), which is computed theoretically using the Hauser Feshbach model (H-F). Experimental cross section measurements of (p,γ), (α,γ) and (n,γ) reactions are necessary because they act as regulators of the H-F model, by improving its predictions.

Towards this direction, we deduced the first experimental measurements of angular distributions and cross sections of the reaction:

$$^{112}\text{Cd(p,}\gamma)^{113}\text{In, } Q_{value} = 6078.07\ keV$$

The measurements were carried out in the Tandem accelerator lab of N.S.C.R "Demokritos" in the energy range of E$= 2.8 - 3.4\ MeV$. The reaction was studied using two different methods, in-beam and activation, due to the isomeric state of ^{113}In (391.7 keV, $t_{1/2}$=99.5 m).

Our experimental data were compared with the theoretical predictions of the latest version of code TALYS (v1.6), and are in fairly good agreement.

Εισαγωγή

Σχεδόν οτιδήποτε βλέπουμε στην καθημερινή μας ζωή αποτελείται από *άτομα*. Ήδη από την εποχή του Δημόκριτου, το 5ο αιώνα π.Χ οι άνθρωποι είχαν προβληματιστεί σχετικά με τη ύπαρξη των ατόμων. Η πραγματική επανάσταση άρχισε στις αρχές του 20ου αιώνα με την εμφάνιση του κλάδου της *Πυρηνικής Φυσικής*. Μέσα σε περίπου πενήντα χρόνια, το ανθρώπινο είδος κατάφερε να εξερευνήσει το βασίλειο του πολύ μικρού. Βέβαια, η γνώση που αποκόμισε δεν χρησιμοποιήθηκε μόνο για την ευημερία των κοινωνιών, και αυτό οδήγησε στις δυο πυρηνικές βόμβες στη Hiroshima και το Nagasaki (1945).

Λίγο πολύ θεωρούμε τα άτομα δεδομένα, όμως υπάρχουν τόσα πολλά διαφορετικά είδη, όμορφα και χρήσιμα ταυτόχρονα. Υπάρχουν περίπου 92 χημικά διακριτά είδη ατόμων που υπάρχουν φυσιολογικά στη Γη (τα υπόλοιπα έχουν παραχθεί από τον άνθρωπο), τα οποία ονομάζονται *χημικά στοιχεία*. Όλη η ομορφιά του φυσικού κόσμου, προέρχεται από αυτά τα λίγα είδη ατόμων. Σχεδόν κάθε στοιχείο στη Γη έχει σχηματιστεί στην καρδιά ενός αστεριού, όπως αυτά που βλέπουμε κάθε βράδυ στον ουρανό.

Παραλάσσοντας τον C. Sagan, το άζωτο στο DNA μας, το ασβέστιο στα δόντια μας, ο σίδηρος στο αίμα μας, το οξυγόνο που αναπνέουμε, ακόμα και ο άνθρακας στο χαρτί που κρατάτε τώρα, όλα δημιουργήθηκαν στο εσωτερικό καταρρέοντων αστέρων. Είμαστε φτιαγμένοι από *αστερόσκονη*.

Η παρούσα εργασία διαπραγματεύεται την πειραματική μελέτη της πυρηνοσύνθεσης ενός σχετικά σπάνιου πυρήνα του ^{113}In, που ανήκει στους λεγόμενους "*p-πυρήνες*" και τη σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων με το στατιστικό μοντέλο Hauser-Feshbach.

Η δομή της έχει την παρακάτω μορφή: στο πρώτο κεφάλαιο εισάγονται κάποιες βασικές έννοιες Πυρηνικής Φυσικής, όπως η *πυρηνική αντίδραση*, η *αποδιέγερση-γ* και η *ενεργός διατομή*, που είναι απαραίτητες για την κατανόηση της εργασίας. Οι έννοιες εισάγονται με τρόπο τέτοιο, ώστε να μην κουράσουν τον αναγνώστη, αξίζει όμως να δοθεί προσοχή στην *ενεργό διατομή* και την *ισομερή κατάσταση* γιατί αποτελούν καίρια θεωρητικά μέρη της εργασίας.

Το δεύτερο κεφάλαιο αποτελεί μια σύντομη εισαγωγή στην *Πυρηνική Αστροφυσική* και συγκεκριμένα στην αστρική πυρηνοσύνθεση. Δίνεται ιδιαίτερη έμφαση στην *p-διεργασία* και στο θεωρητικό μοντέλο Hauser-Feshbach, χωρίς να αναπτυχθεί ο φορμαλισμός του. Στην Παράγραφο 2.4 εισάγουμε τον αναγνώστη στον κώδικα TALYS, του οποίου οι θεωρητικές προβλέψεις θα συγκριθούν με τα πειραματικά μας αποτελέσματα.

Το τρίτο κεφάλαιο αποτελείται από δυο μέρη: στο πρώτο πραγματοποιούμε μια περιγραφή της πειραματικής διάταξης, αρχίζοντας από την επιταχυντική γραμμή και καταλήγοντας στη λήψη δεδομένων και στο δεύτερο εξηγούμε τις δυο διαφορετικές μεθόδους που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα, την in-beam και τη μέθοδο ενεργοποίησης. Η ανάλυση των τμημάτων πειραματικής διάταξης έχει ως στόχο την κατανόηση της λειτουργίας τους, και για το λόγο αυτό αποφεύγονται οι πολύ τεχνικές λεπτομέρειες που δεν θα προσφέρουν κάτι ουσιαστικό στον αναγνώστη. Σε κάθε περίπτωση, η βιβλιογραφία στο τέλος της εργασίας παρέχει χρήσιμες βιβλιογραφικές πηγές επί των θεμάτων που μελετώνται.

Στο τέταρτο κεφάλαιο πραγματοποιούμε την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων, εξάγουμε τα αποτελέσματα και τα συγκρίνουμε με τις θεωρητικές προβλέψεις του κώδικα TALYS. Δίνεται ιδιαίτερη έμφαση στην εξαγωγή των ενεργών διατομών και των γωνιακών κατανομών. Στο τέλος του κεφαλαίου γίνεται μια σύνθεση αποτελεσμάτων από προηγούμενη πειραματική μελέτη της ομάδας του NuSTRAP [3].

Το πέμπτο και τελευταίο κεφάλαιο περιέχει τα τελικά συμπεράσματα της εργασίας και μια συζήτηση σχετικά με την άλυτη προέλευση του πυρήνα που μελετήσαμε, του ^{113}In.

Η εργασία τελειώνει με το Παράρτημα Α' στο οποίο γίνεται μια σύντομη αναφορά στο λογισμικό που χρησιμοποιήθηκε.

Κεφάλαιο 1

Θεωρητικό Υπόβαθρο

Το πρώτο βήμα είναι ο διαχωρισμός ενός θέματος στα συστατικά του. Έπειτα, ορίζοντας και ανακαλύπτοντας περισσότερα για τα μέρη του, κάποιος μπορεί να κατανοήσει όλο το θέμα.

-Σωκρατική διαλεκτική διαδικασία

1.1 Πυρηνικές Αντιδράσεις

Ένα μεγάλο μέρος της γνώσης μας για τις ιδιότητες του πυρήνα προέρχεται από τις πυρηνικές αντιδράσεις. Όταν ένα εισερχόμενο σωμάτιο σκεδάζεται από τον πυρήνα του στόχου, το αποτέλεσμα εξαρτάται από το συνδυασμό τριών παραγόντων: του μηχανισμού της αντίδρασης, της αλληλεπίδρασης μεταξύ του βλήματος και του στόχου, και της εσωτερικής δομής του πυρήνα που εμπλέκεται [4]. Παρακάτω θα αναλυθούν και οι τρεις παράγοντες.

1.1.1 Μηχανισμοί Αντίδρασης

Οι πυρηνικές αντιδράσεις με βάση το μηχανισμό της αντίδρασης χωρίζονται σε:

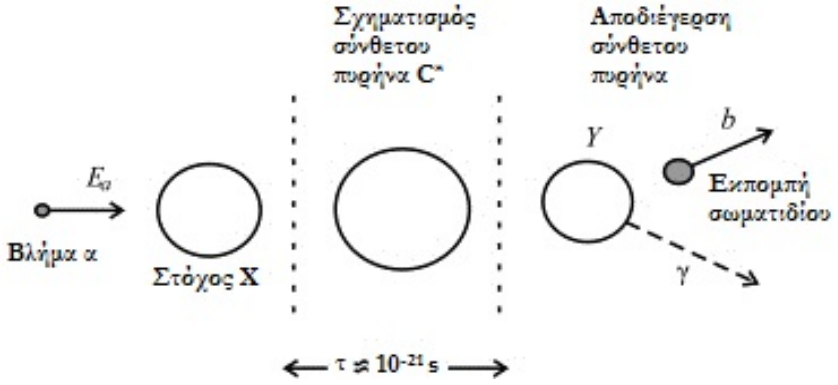
- άμεσες αντιδράσεις (*direct reactions*) και
- αντιδράσεις σχηματισμού σύνθετου πυρήνα (*compound nucleus formation reactions)*

Οι *άμεσες αντιδράσεις* μπορούν να πραγματοποιηθούν σε ένα στάδιο, όπως για παράδειγμα η πρώτη πυρηνική αντίδραση που πραγματοποιήθηκε σε εργαστήριο και παρατηρήθηκε από τον Rutherford το 1919:

$$\alpha + {}^{14}_{7}\mathrm{N} \rightarrow {}^{17}_{8}\mathrm{O} + p$$

Οι *αντιδράσεις σχηματισμού σύνθετου πυρήνα*, που θα μας απασχολήσουν στην παρούσα εργασία, είναι οι αντιδράσεις αυτές όπου το βλήμα καθίσταται ελαφρά δεσμευμένο στον πυρήνα και μοιράζεται την ενέργειά του με όλα τα πυρηνικά συστατικά. Πρόκειται για μια *σύνθετη πυρηνική αντίδραση*[1]. Σχηματικά η αντίδραση φαίνεται παρακάτω, και συμβολίζεται ως εξής:

$$\alpha + \mathrm{X} \rightarrow \mathrm{C}^{*} \rightarrow \mathrm{Y} + b \tag{1.1}$$



Σχημα 1.1: Σχηματική αναπαράσταση της αντίδρασης σχηματισμού σύνθετου πυρήνα [6].

Συγκρίνοντας χρονικά τις δυο κατηγορίες, οι άμεσες αντιδράσεις πραγματοποιούνται σε τάξη χρόνου[2] $10^{-22}s$. Για τις αντιδράσεις σχηματισμού σύνθετου πυρήνα, που πραγματοποιούνται σε δυο στάδια, το στάδιο σχηματισμού διαρκεί περίπου όσο χρόνο χρειάζεται το βλήμα για να ταξιδέψει μέσα από τη διάμετρο του πυρήνα του στόχου, δηλαδή:

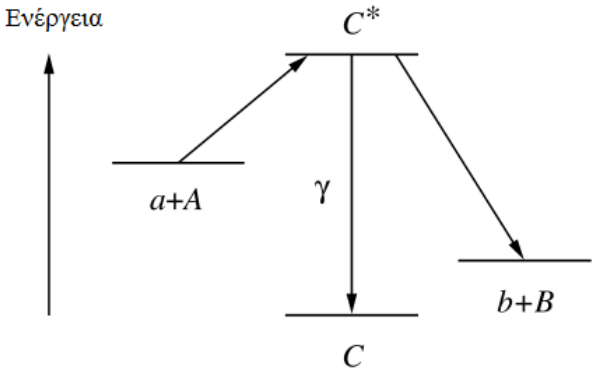
$$\Delta t \sim \frac{R}{c} \sim 10^{-21}s$$

Ο χρόνος για να φτάσει το σύστημα σε στατιστική ισορροπία εξαρτάται από το είδος του πυρήνα, τον τύπο του βλήματος και την ενέργειά του, αλλά θα είναι πάντα πολύ περισσότερος από τον χρόνο διέλευσης και είναι τυπικά αρκετές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερος. Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό αυτών των αντιδράσεων είναι ότι οι ιδιότητες του σύνθετου πυρήνα καθορίζουν την ακόλουθη συμπεριφορά

1 Προτάθηκε το 1936 από τον Δανό Φυσικό Niels Bohr για να εξηγήσει τις πυρηνικές αντοδράσεις ως διαδικασία δυο σταδίων, που περιλαμβάνει τον σχηματισμό ενος σχετικά μακρόβιου ενδιάμεσου πυρήνα και την επερχόμενη αποδιέγερσή του [5].

2 Αυτή η τάξη μεγέθους προκύπτει κάνοντας χρήση την αρχή της αβεβαιότητας ενέργειας-χρόνου $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$.

του και όχι ο μηχανισμός από τον οποίο σχηματίστηκε. Ο σύνθετος πυρήνας είναι σε μια διεγερμένη κατάσταση και είναι εγγενώς ασταθής. Τελικά, από μια στατιστική διακύμανση (μετά από περίπου $10^{-19} - 10^{-15} s$), ένα ή περισσότερα νουκλεόνια θα αποκτήσουν επαρκή ενέργεια για να διαφύγουν και ο πυρήνας είτε θα εκπέμψει σωμάτια ή θα αποδιεγερθεί με εκπομπή ακτίνων-γ, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 1.3 [7, 8].



Σχημα 1.2: Διάγραμμα σταθμών ενέργειας που δείχνει την διέγερση του σύνθετου πυρήνα C^* και την ακόλουθη αποδιέγερση [7].

1.1.2 Αλληλεπίδραση μεταξύ βλήματος και στόχου

Σύμφωνα με το δεύτερο παράγοντα, δηλαδή την αλληλεπίδραση μεταξύ βλήματος και στόχου, οι πυρηνικές αντιδράσεις χωρίζονται σε:

- ελαστικές (*elastic reactions*) και
- ανελαστικές αντιδράσεις (*inelastic reactions*)

Στις *ελαστικές* αντιδράσεις η στροφορμή και η ενεργειακή κατάσταση βλήματος και στόχου καθώς και η ολική ενέργεια του συστήματος δε μεταβάλλονται, δηλαδή υπάρχει μόνο μεταφορά κινητικής ενέργειας μεταξύ του βλήματος και του στόχου. Παράδειγμα τέτοιας αντίδρασης είναι η παρακάτω:

$$p + {}^{16}\mathrm{O} \rightarrow p + {}^{16}\mathrm{O}$$

Στις *ανελαστικές* αντιδράσεις τουλάχιστον ένας από τους αντιδρώντες πυρήνες μεταβαίνει σε μια διεγερμένη κατάσταση κατά τη διάρκεια της αλληλεπίδρασης. Στην περίπτωση αυτή, το σύστημα βλήμα-στόχος χάνει ενέργεια μέσω της ακτινοβολίας γ που θα εκπεμφθεί κατά την αποδιέγερση του εν λόγω πυρήνα [2]. Μια τέτοια αντίδραση είναι και η παρακάτω:

$$n + {}^{16}\mathrm{O} \rightarrow n + {}^{16}\mathrm{O}^{*}$$

όπου μέρος της κινητικής ενέργειας του συστήματος χρησιμοποιείται για την διέγερση του ^{16}O.

Είναι ουσιώδες να υπογραμμίσουμε ότι, σε αντίθεση με μια χημική αντίδραση, τα προϊόντα που προκύπτουν από μια πυρηνική αντίδραση δεν προσδιορίζονται μονοσήμαντα: αρχίζοντας από δυο ή περισσότερα αντιδρώντα υπάρχουν πολλές πιθανότητες για τη σύνθεση των τελικών προϊόντων με απεριόριστο αριθμό κβαντικών καταστάσεων. Αυτή ακριβώς την ιδιότητα της *απουσίας μνήμης* στο σύστημα θα αξιοποιήσουμε για να παρουσιάσουμε τις δυο επόμενες κατηγορίες αντιδράσεων. Η σύγκρουση ενός δευτερίου με έναν πυρήνα ^{238}U μπορεί να καταλήξει στις ακόλουθες αντιδράσεις:

$$\begin{aligned} d + {}^{238}\mathrm{U} &\rightarrow {}^{240}\mathrm{Np}^{*} + \gamma \\ &\rightarrow {}^{239}\mathrm{Np} + n \\ &\rightarrow {}^{239}\mathrm{U} + p \\ &\rightarrow {}^{237}\mathrm{U} + t \end{aligned}$$

Στην πρώτη αντίδραση το δευτέριο απορροφάται από τον στόχο ουρανίου, σχηματίζοντας έναν διεγερμένο πυρήνα ^{240}Np που αποδιεγείρεται με την εκπομπή μιας ακτίνας-γ. Οι δυο επόμενες αντιδράσεις είναι παραδείγματα *αντίδρασης απογύμνωσης (stripping reaction)*, όπου ένα νουκλεόνιο μεταφέρεται από το βλήμα στον πυρήνα. Η τελευταία αντίδραση εξηγεί την αντίστροφη διαδικασία: ένα δευτέριο συλλαμβάνει ένα νετρόνιο από τον στόχο και προκύπτει από την αντίδραση ως ^{3}H (τρίτιο). Αυτό αναφέρεται ως *αντίδραση πρόσληψης (pick-up reaction)* [8].

1.1.3 Ενεργειακή μελέτη των πυρηνικών αντιδράσεων

Για κάθε πυρηνική αντίδραση της μορφής:

$$\alpha + X \rightarrow \beta + Y \tag{1.2}$$

ορίζουμε την Q-τιμή (*Q-value*) της αντίδρασης που αντιπροσωπεύει το ποσό ενέργειας που αποκτήθηκε (ή χάθηκε) λόγω της διαφοράς μεταξύ των αρχικών και των τελικών μαζών :

$$Q = (m_\alpha + m_A - m_\beta - m_B)c^2 \tag{1.3}$$

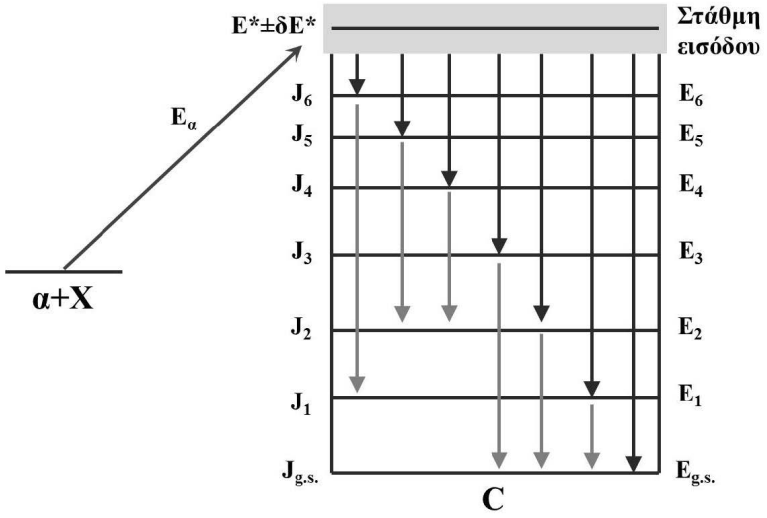
Στην περίπτωση που $Q > 0$ η αντίδραση ονομάζεται *εξώθερμη*, ενώ εάν $Q < 0$ η αντίδραση ονομάζεται *ενδόθερμη* [8].

Όσον αφορά τις αντιδράσεις σχηματισμού σύνθετου πυρήνα, η αντίδραση είναι της μορφής που παρουσιάσαμε στην εξίσωση 1.1. Ο πυρήνας Y είναι σε διεγερμένη κατάσταση, με ενέργεια η οποία δεν είναι αρκετή για εκπομπή σωματιδίου, με αποτέλεσμα την αποδιέγερσή του μέσω εκπομπής ακτίνων γ[3]. Η ενέργεια διέγερσης E^* του σύνθετου πυρήνα C^* είναι ίση με το άθροισμα της κινητικής ενέργειας E_{cm} του συστήματος στο κέντρο μάζας και της Q τιμής της αντίδρασης, δηλαδή ισχύει:

$$E^* = E_{cm} + Q \tag{1.4}$$

Αξίζει να σημειώσουμε ότι, ανάλογα με την ενέργεια E^*, ο σύνθετος πυρήνας είναι δυνατό να αποδιεγερθεί με έναν ή περισσότερους τρόπους, ακολουθεί δηλαδή, ένα ή περισσότερα *κανάλια αποδιέγερσης (decay channels)* [6].

Μια σχηματική αναπαράσταση μιας τέτοιας αντίδρασης παρατίθεται παρακάτω:



Σχημα 1.3: Σχηματισμός του σύνθετου πυρήνα C^* μέσω της σύλληψης ενός σωματιδίου α από έναν πυρήνα τύπου X. Στην περίπτωση του σχήματος αυτού, ο σύνθετος πυρήνας αποδιεγείρεται μέσω ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας [2].

3 Περισσότερα για την αποδιέγερση γ στην Παράγραφο 1.2.

1.2 Αποδιέγερση γ

Όπως αναφέραμε στην Παράγραφο 1.1.1 η αντίδραση σχηματισμού σύνθετου πυρήνα πραγματοποιείται σε δύο στάδια. Το δεύτερο στάδιο, ή στάδιο της αποδιέγερσης, μπορεί να πραγματοποιηθεί είτε με την εκπομπή ακτίνων-γ, είτε με την εκμπομπή σωματιδίων. Στην παρούσα εργασία θα μελετήσουμε την πρώτη περίπτωση, διότι θα τη συναντήσουμε στην πειραματική διαδικασία.

Η ακτινοβολία-γ είναι μια μορφή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που προκαλείται από αλληλεπίδραση του πυρήνα με ένα εξωτερικό ηλεκτρομαγνητικό πεδίο [4]. Υπάρχουν δυο ενδεχόμενα, που ονομάζονται ηλεκτρική (E) και μαγνητική (M) ακτινοβολία. Αυτά τα ονόματα προκύπτουν από την ημικλασική θεωρία για την ακτινοβολία, σύμφωνα με την οποία το πεδίο ακτινοβολίας προκύπτει λόγω της χρονικής μεταβολής κατανομών φορτίου και ρεύματος. Η ταξινόμηση της προκύπτουσας ακτινοβολίας βασίζεται στο γεγονός ότι η ολική στροφορμή και ομοτιμία διατηρούνται καθ'όλη τη διάρκεια της αντίδρασης, η δεύτερη επειδή είναι μια ηλεκτρομαγνητική διαδικασία.

Το φωτόνιο, ή αλλιώς ο *φορέας* της ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης, μεταφέρει μακριά μια συνολική στροφορμή, που δίνεται από τον κβαντικό αριθμό L, ο οποίος πρέπει να εμπεριέχει το γεγονός ότι είναι μεσόνιο με σπιν 1 (spin-1 vector meson) [7]. Η ελάχιστη τιμή είναι L=1. Αυτό συμβαίνει επειδή ένα πραγματικό φωτόνιο έχει δυο πιθανές καταστάσεις πόλωσης που αντιστοιχούν σε $L_z = \pm 1$. Έτσι, στη μετάπτωση πρέπει να υπάρχει αλλαγή του L_z για τον εκμπεμπόμενο πυρήνα ± 1 και αυτό δεν μπορεί να συμβεί εάν $L = 0$. Συνεπώς, αν τα σπιν της αρχικής και τελικής κατάστασης του πυρήνα συμβολιστούν με J_i και J_f αντίστοιχα, η μετάπτωση $J_i = 0 \rightarrow J_f = 0$ είναι αυστηρά απαγορευμένη. Γενικά, τα φωτόνια έχουν πολυπολικότητα L και έτσι μιλάμε για *πολυπολική ακτινοβολία*. Οι μεταπτώσεις λέγονται διπολικές (L=1), τετραπολικές (L=2), οκταπολικές (L=3) κλπ. Άρα, για παράδειγμα, η M2 αντιπροσωπεύει μια μαγνητική τετραπολική ακτινοβολία. Οι επιτρεπόμενες τιμές του L είναι περιορισμένες από την εξίσωση διατήρησης που συνδέει την ολική στροφορμή του φωτονίου **L** και το σπιν της αρχικής και τελικής κατάστασης του πυρήνα, δηλαδή:

$$J_i = J_f + L. \tag{1.5}$$

Οπότε το L μπορεί να βρεθεί στο διάστημα:

$$J_i + J_f \geq L \geq \mid J_i - J_f \mid \tag{1.6}$$

Είναι ακόμα αναγκαίο να λάβουμε υπόψιν μας και την ομοτιμία. Στην Κλασική Φυσική, ένα ηλεκτρικό δίπολο q **r** σχηματίζεται έχοντας δυο ίσα και αντίθετα φορτία q που βρίσκονται σε απόσταση **r**. Άρα έχει αρνητική ομοτιμία υπό την **r** $\rightarrow$ -**r**. Παρόμοια, ένα μαγνητικό δίπολο είναι ισοδύναμο με ένα φορτίο που περιφέρεται με ταχύτητα **ν** σχηματίζοντας έναν βρόγχο ακτίνας **r**. Το μαγνητικό δίπολο είναι τότε της μορφής q **r** $\times$ **ν**, η οποία δεν αλλάζει πρόσημο όταν υπόκεινται σε αναστροφή ομοτιμίας και άρα έχει θετική ομοτιμία. Το γενικό αποτέλεσμα, που αναφέρουμε δίχως απόδειξη, είναι ότι το ηλεκτρικό δίπολο έχει ομοτιμία $(-1)^L$, ενώ το μαγνητικό δίπολο έχει ομοτιμία $(-1)^{L+1}$. Συνεπώς καταλήγουμε στους *κανόνες επιλογής* για τη γ-εκπομπή, όπως φαίνονται στον παρακάτω πίνακα.

Πολυπολικότητα	Δίπολο	Τετράπολο	Οκτάπολο
Τύπος Εκπομπής	E1 M1	E2 M2	E3 M3
L	1 1	1 1	1 1
ΔP	Ναι Όχι	Όχι Ναι	Ναι Όχι

Πινακας 1.1: Κανόνες Επιλογής για την εκπομπή ακτινοβολίας γ.

1.2.1 Ισομερείς Καταστάσεις

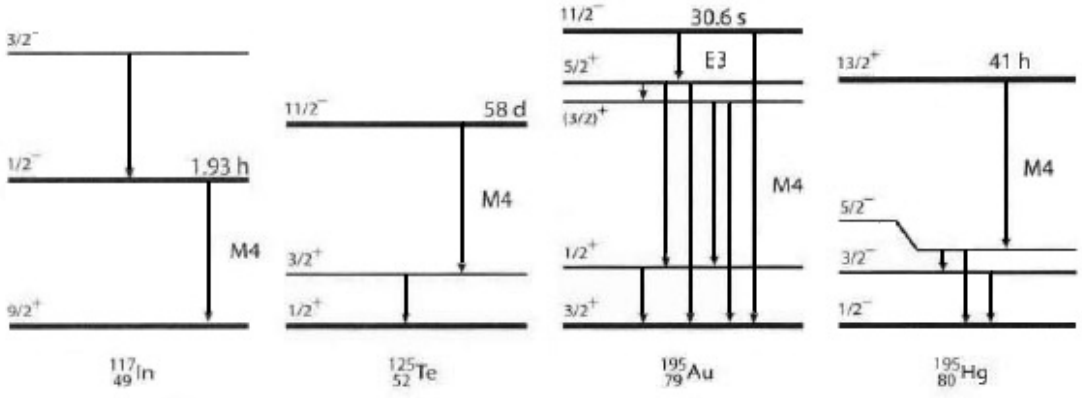
Αφότου ένας ραδιενεργός πυρήνας υποστεί μια ισοβαρή μετάπτωση (β-εκπομπή, εκπομπή ποζιτρονίου ή σύλληψη ηλεκτρονίου), συνήθως περιέχει πολύ περισσότερη ενέργεια για να είναι στην τελική σταθερή ή θυγατρική κατάσταση. Πυρήνες με αυτές τις ενδιάμεσες και τελικές καταστάσεις είναι ισομερείς, εφόσον έχουν τον ίδιο ατομικό και μαζικό αριθμό. Οι πυρήνες στην ενδιάμεση κατάσταση θα υποστούν μια ισομερή μετάπτωση εκπέμποντας ενέργεια και καταλήγοντας στην βασική στάθμη.

Σε αντίθεση με μια συνήθη εκπομπή-γ που συμβαίνει με εκπομπή διπόλου ή τετραπόλου (M1 ή E2), οι ισομερείς μεταπτώσεις πρέπει να συμβαίνουν με υψηλότερης τάξης πολυπολικές μεταπτώσεις, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 1.4, που συμβαίνουν σε μεγαλύτερη χρονική κλίμακα. Εάν ο χρόνος ημιζωής για την εκπομπή-γ υπερβαίνει το ένα νανοδευτερόλεπτο (10^{-9} s), ο διεγερμένος πυρήνας ορίζεται ότι βρίσκεται σε μια *μετασταθή* ή *ισομερή κατάσταση*. Η διαδικασία αποδιέγερσης για

τη διεγερμένη κατάσταση είναι γνωστή ως *ισομερής μετάπτωση*[4]. Ένα παράδειγμα είναι η αποδιέγερση της μετασταθούς (ή ισομερούς) κατάστασης του Pa:

$$^{234m}_{91}\mathrm{Pa} \rightarrow ^{234}_{91}\mathrm{Pa} + \gamma$$

με χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 1.17\ m$ [9]. Την ισομερή μετάπτωση του $^{113}\mathrm{In}^*$ με χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 99.476(23)\ m$ θα μελετήσουμε στην πειραματική διαδικασία.



Σχημα 1.4: Παραδείγματα πυρήνων που περιέχουν μια ισομερή κατάσταση [8].

1.2.2 Γωνιακή κατανομή ακτίνων-γ

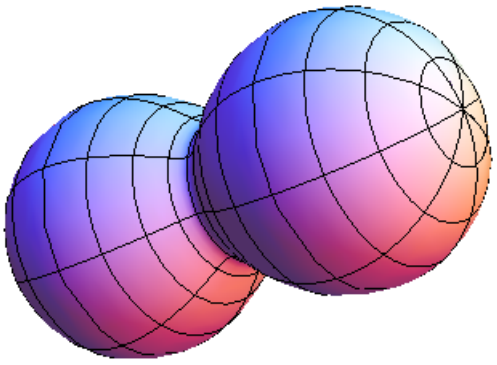
Οι Alder και Winther [10] (από το 1955), χρησιμοποιώντας μια ημικλασική προσέγγιση, κατέληξαν σε σαφείς εκφράσεις για την γωνιακή κατανομή της ακτινοβολίας-γ που προέρχεται από διέγερση Coulomb. Βρήκαν ότι η γωνιακή κατανομή της ακτινοβολίας-γ σε σχέση με τα προσπίπτοντα σωμάτια είναι παρόμοια με την γωνιακή σχέση μεταξύ δυο ακτίνων-γ σε σειρά. Η συνάρτηση κατανομής είναι:

$$W(\theta) = 1 + \sum \nu A_\nu \alpha_\nu(\xi) P_\nu(cos(\theta)) \tag{1.7}$$

όπου οι συντελεστές A_ν είναι οι συντελεστές γάμμα-γάμμα γωνιακής σχέσης κατεύθυνσης που συνοψίζονται από τους Biedenharn και Rose για την ακολουθία spin $j_1(E2)j(L_2)j_2$ και τα j είναι τα σπιν του στόχου-πυρήνα, η διεγερμένη κατάσταση Coulomb, και η τελική κατάσταση μετά την εκπομπή-γ, αντίστοιχα. Οι συντελεστές $\alpha_\nu(\xi)$ εξαρτώνται από την διαδικασία διέγερσης μέσω μιας παραμέτρου ξ και έχουν υπολογιστεί από αριθμητικές μεθόδους για διέγερση ηλεκτρικών τετραπόλων από τους Alder και Winther [11].

4 (IT) εκ του αγγλικού *Isomeric Transition*.

Η γωνιακή κατανομή μιας πυρηνικής ακτινοβολίας εξαρτάται από τον προσανατολισμό της πυρηνικής κατάστασης τη στιγμή που εκπέμπεται η ακτινοβολία. Σε πολλές πειραματικές περιπτώσεις, ο χρόνος που πέρασε μεταξύ του σχηματισμού της προσανατολισμένης κατάστασης και του χρόνου εκπομπής της ακτινοβολίας είναι αρκετά μεγάλος για να προκαλέσει μια υπολογίσιμη αλλαγή στον προσανατολισμό του πυρηνικού συνόλου λόγω των αλληλεπιδράσεων των στατικών ηλεκτρομαγνητικών ροπών των πυρήνων με εξωπυρηνικά ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία [12].



Σχημα 1.5: Σχηματική αναπαράσταση μιας συνάρτησης W(θ) για μετάπτωση E2.

Μέσω της μελέτης της γωνιακής κατανομής των ακτίνων-γ μπορούμε να λάβουμε σημαντικές πληροφορίες για το σχήμα και το μέγεθος ενός πυρήνα, δηλαδή για τη *δομή* του. Με πειράματα γωνιακών κατανομών ο Rutherford και οι συνεργάτες του κατέληξαν στο συμπέρασμα για την ύπαρξη του πυρήνα. Η ερμηνεία είναι ευκολότερη στην περίπτωση που το βλήμα δεν έχει εσωτερική δομή, είναι δηλαδή στοιχειώδες σωμάτιο. Σε αυτή την περίπτωση η υπεύθυνη δύναμη είναι η ηλεκτρομαγνητική και μαθαίνουμε την *κατανομή φορτίου* του πυρήνα. Τα πρώτα πειράματα τέτοιου τύπου πραγματοποιήθηκαν από τον Hofstader και τους συνεργάτες του στα τέλη της δεκαετίας του 1950 [7].

1.3 Ενεργός Διατομή

Η πιθανότητα για ένα βλήμα να σκεδαστεί από έναν πυρήνα του στόχου συνήθως εκφράζεται σε όρους μιας ποσότητας που ονομάζεται "ενεργός διατομή" (*cross section*) [4].

Κλασικά, η ενεργός διατομή σ ισούται με τη συνδυασμένη γεωμετρική επιφάνεια του βλήματος και του στόχου-πυρήνα. Αν το βλήμα και ο πυρήνας έχουν ακτίνες R_p και R_t, αντίστοιχα, η ενεργός διατομή γράφεται ως $\sigma = \pi(R_p + R_t)^2$. Έρευνα σε πειράματα σκέδασης με ηλεκτρόνια ή αδρόνια έχει αποκαλύψει ότι η μέση ακτίνα R ενός πυρήνα συνδέεται με το μαζικό αριθμό σύμφωνα με τη σχέση $R = AR_0^{1/3}$, όπου R_0 είναι μια σταθερά που ισούται με $1.3 \times 10^{-13} cm$ [13].

Με αυτή τη σχέση η γεωμετρική ενεργός διατομή τριών ακραίων περιπτώσεων είναι:

- $^1\mathrm{H} + {}^1\mathrm{H} : \sigma = 0.2 \times 10^{-24}\ cm^2$
- $^1\mathrm{H} + {}^{238}\mathrm{U} : \sigma = 2.8 \times 10^{-24}\ cm^2$
- $^{238}\mathrm{U} + {}^{238}\mathrm{U} : \sigma = 4.8 \times 10^{-24}\ cm^2$

Σημειώστε ότι όλες οι ενεργές διατομές είναι της τάξης του $10^{-24}\ cm^2$. Έτσι για διευκόλυνση, μια νέα μονάδα επιφάνεια, το $barn\ (b)$, ισούται με $10^{-24}\ cm^2$ έχει οριστεί για τις ενεργές διατομές[5].

Με την παραπάνω κλασική αντιμετώπιση, η ενεργός διατομή εξαρτάται μόνο από τη γεωμετρική επιφάνεια του βλήματος και του στόχου-πυρήνα. Στην πραγματικότητα, εφόσον οι πυρηνικές αντιδράσεις διέπονται από τους νόμους της Κβαντικής Μηχανικής, η γεωμετρική ενεργός διατομής $\sigma = \pi(R_p + R_t)^2$ πρέπει να αντικατασταθεί με την ενεργειακά εξαρτούμενη ποσότητα $\sigma = \pi\lambda\!\!\!^{-2}$, όπου το $\lambda\!\!\!^{-}$ αναπαριστά το μήκος de Broglie, αντανακλώντας την κυματική άποψη των κβαντομηχανικών διαδικασιών.

$$\lambda\!\!\!^{-} = \frac{m_p + m_t}{m_p} \frac{\hbar}{(2m_t E_l)^{1/2}} \tag{1.8}$$

με E_l την ενέργεια εργαστηρίου του βλήματος μάζας m_p και m_t τη μάζα του στόχου-πυρήνα. Σε κάποιες περιπτώσεις τα "Coulomb και φυγοκεντρικά φράγματα" που σχετίζονται με το πυρηνικό φορτίο και τη στροφορμή δρουν για να αναστείλουν την διείσδυση του βλήματος στον πυρήνα. Αυτή η κατάσταση οδηγεί επίσης σε μια ισχυρή εξάρτηση της ενεργούς διατομής από την ενέργεια. Άλλα φαινόμενα που σχετίζονται με την ενέργεια μπορεί να διαδραματίζουν κάποιο ρόλο, και η κατάσταση μπορεί να γίνει αρκετά πολύπλοκη. Επιπρόσθετα στα φαινόμενα που μόλις αναφέραμε, η ενεργός διατομή για μια συγκεκριμένη πυρηνική αντίδραση

5 Θεωρείται μη αποδεκτή μονάδα μέτρησης (εκτός S.I). Ειδική Έκδοση NIST 811, έκδοση 2008, Κεφάλαιο 5.2.

εξαρτάται από τη φύση της δύναμης που εμπλέκεται και μπορεί να ποικίλουν πολλές τάξεις μεγέθους.

Ισχυρή (πυρηνική) δύναμη:
$^{15}\mathrm{N}(p,\alpha)^{12}\mathrm{C},\ \sigma \simeq 0.5\ b$ για $E_p = 2.0\ MeV$

Ηλεκτρομαγνητική δύναμη:
$^{3}\mathrm{He}(\alpha,\gamma)^{7}\mathrm{Be},\ \sigma \simeq 10^{-6}\ b$ για $E_p = 2.0\ MeV$

Ασθενής δύναμη:
$p(p,e^{+}\nu)d,\ \sigma \simeq 10^{-20}\ b$ για $E_p = 2.0\ MeV$

Καθώς η ενεργός διατομή μειώνεται, η πρόκληση του πειραματικού για να πραγματοποιήσει ακριβείς μετρήσεις ενεργών διατομών αυξάνονται πάρα πολύ [13].

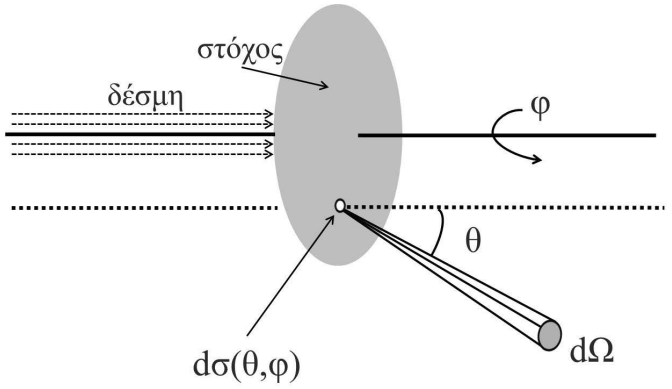
Η *ολική* ενεργός διατομή σ σε μια αντίδραση ορίζεται με τον ακόλουθο τρόπο: Φανταστείτε ένα σωμάτιο να κινείται έξω από το εύρος οποιασδήποτε αλληλεπίδρασης κατά μήκος μιας ευθείας γραμμής προς το στόχο. Εάν η ταχύτητα είναι v, το σωματίδιο σαρώνει σε χρόνο t έναν κύλινδρο όγκου $v \cdot t \cdot A$, όπου A είναι η επιφάνεια που καλύπτεται από το σωματίδιο. Η πιθανότητα σκέδασης P δίνεται από τον λόγο της επιφάνειας που μπλοκάρεται από τα σωματίδια του στόχου και του A. Εάν ο αριθμός των σωματιδίων του στόχου ανά μονάδα όγκου είναι n και ο στόχος έχει πυκνότητα T, ο αριθμός των σωματιδίων του στόχου που τους "βλέπει" η δέσμη των σωματιδίων είναι $n \cdot A \cdot T$. Η πιθανότητα σκέδασης είναι τότε:

$$P = \frac{nAT\sigma}{A} = \sigma nT. \tag{1.9}$$

Εφόσον τα n και T έχουν, αντίστοιχα, διαστάσεις αντιστρόφου μήκους στην τρίτη δύναμη και μήκους, η ολική ενεργός διατομή σ πρέπει να έχει μονάδες αντιστρόφου μήκους, ή αλλιώς επιφάνειας, καθώς το P είναι αδιάστατο.

Η ολική ενεργός διατομή συχνά δεν είναι η ποσότητα που μετριέται σε ένα πείραμα, καθώς απαιτεί όλα τα σκεδαζόμενα σωμάτια να ανιχνευτούν (εξού, και ο όρος *ολική* ενεργός διατομή). Η γωνιακή κατανομή των σκεδαζόμενων σωματιδίων είναι πράγματι μια πιο χρήσιμη ποσότητα, διότι μας παρέχει περισσότερη πληροφορία. Με τον ίδιο τρόπο όπως παραπάνω, μπορούμε να ορίσουμε την διαφορική ενεργό διατομή $d\sigma/d\Omega$ σε όρους πιθανότητας P(θ,φ) για ένα σκεδαζόμενο σωμάτιο που φτάνει σε έναν ανιχνευτή που βρίσκεται σε γωνίες (θ,φ) και κείται έναντι στερεάς γωνίας ΔΩ στο κέντρο του στόχου με τη σχέση:

$$P(\theta,\phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega} nT \tag{1.10}$$



Σχημα 1.6: Πυρηνική αντίδραση και σχετικά μεγέθη για την περιγραφή της ενεργού διατομής [2].

Η σχέση μεταξύ διαφορικής και ολικής ενεργού διατομής δίνεται με ολοκλήρωση σε όλες τις στερεές γωνίες:

$$\sigma = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} sin\theta \ d\theta \ d\phi \tag{1.11}$$

Μια πολύ εύχρηστη έκφραση για τον πειραματικό προσδιορισμό της ενεργού διατομής μιας αντίδρασης δίνεται από την παρακάτω σχέση, η απόδειξη της οποίας υπάρχει στην εργασία [6] :

$$\sigma = \frac{A \cdot I_\beta}{N_b \cdot N_A \cdot \xi} \tag{1.12}$$

όπου:

- I_β είναι ο αριθμός των εκπεμπόμενων σωματιδίων τύπου β,
- Α είναι το ατομικό βάρος των πυρήνων του στόχου σε g/mol,
- N_b είναι ο συνολικός αριθμός των προσπίπτοντων σωματιδίων της δέσμης,
- N_A ο αριθμός Avogardo και
- ξ το πάχος του στόχου σε g/cm^2

Κεφάλαιο 2

Πυρηνική Αστροφυσική

Να είστε ταπεινοί που είστε φτιαγμένοι από κοπριά. Να είστε ευγενείς που είστε φτιαγμένοι από αστέρια.[1]

-Σέρβικη παροιμία

Μια ηλιόλουστη μέρα, δε γίνεται να μην εκπλαγείτε από το τεράστιο ποσό ενέργειας που προέρχεται από τον Ήλιο. Σε ασπόσταση $1.5 \times 10^{11}\ m$, το ποσό της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας[2] που δέχεται η Γη είναι $1.4\ kW/m^2$, που αντιστοιχεί σε εναπόθεση ενέργειας $10^{26}\ J/s$. Η κύρια πηγή αυτής της ενέργειας είναι η σύντηξη του υδρογόνου σε ήλιο. Ο Ήλιος είναι ένα μόνο από τα δισεκατομμύρια άστρα στο γαλαξία μας και, με τη σειρά του, ένα από τα δισεκατομμύρια στο σύμπαν. Πέρα από την καύση του υδρογόνου, κάποια αστέρια μετατρέπουν το ήλιο σε ^{12}C, και έτσι σε βαρύτερα στοιχεία. Η εξέλιξη των άστρων είναι ευθέως συνδεδεμένη με τις *θερμοπυρηνικές αντιδράσεις* που λαμβάνουν χώρα μέσα τους. Εκτός από το υδρογόνο, ένα μέρος από το ήλιο, μικρές ποσότητες δευτερίου και λίγους ακόμα ελαφρείς πυρήνες, όλοι οι άλλοι πυρήνες δημιουργούνται στα άστρα. Η κατανόηση, λοιπόν, της αστρικής εξέλιξης απαιτεί καλή γνώση Πυρηνικής Φυσικής. Ταυτόχρονα, η Πυρηνική Φυσική είναι ελλιπής χωρίς μια σαφή ιδέα για το πώς δημιουργήθηκαν όλοι οι πυρήνες. Αυτό το πρόβλημα προσπαθεί να λύσει, ο σχετικά σύγχρονος κλάδος της Πυρηνικής Αστροφυσικής. Η Πυρηνική Αστροφυσική συνδυάζει την Αστρονομία/Αστροφυσική με την Πυρηνική Φυσική και στοχεύει να αποκαλύψει την προέλευση των χημικών στοιχείων και τα αστροφυσικά μέρη όπου αυτά σχηματίζονται. Έχει μια μακρά παράδοση, από τις πρώτες μέρες της Πυρηνικής Φυσικής όταν οι αντιδράσεις άρχισαν να θεωρούνται ως πηγή

1 The Seven Mysteries of Life: An Exploration in Science and Philosophy by Guy Murchie (1981), σελ. 402, Houghton Mifflin Company, Boston, Massachusetts.

2 Πρόκειται για τη λεγόμενη *ηλιακή σταθερά*.

για την παραγωγή ενέργειας στα άστρα. Ο κλάδος έχει ως έτος-ορόσημο το 1957 με τις δυο εργασίες που δημοσιεύτηκαν, από τους J. και M. Burbidrge, W. A. Fowler και F. Hoyle (B^2FH) [14] και ανεξάρτητα από τον A. Cameron [15]. Τα τελευταία χρόνια παρατηρείται τεράστια πρόοδος σε πανίσχυρα αστεροσκοπεία, εργαστήρια που μελετάνε πυρηνικές αντιδράσεις, εγκαταστάσεις ραδιενεργών δεσμών που παρέχουν εξαιρετικά ασταθείς πυρήνες και σε αστροφυσικά και πυρηνικά μοντέλα, γεγονός που έχει σημαντικό αντίκτυπο στον κλάδο [4, 16, 17].



Σχημα 2.1: Υπολείμματα υπερκαινοφανούς LMCN 63A.NASA, ESA, HEIC, και The Hubble Heritage Team (STScI/AURA).

Όταν ένα ογκώδες άστρο εκρύγνηται εκπέμποντας τα αεριώδη του στρώματα σε μια ταραγμένη περιοχή σχηματισμού άστρων, όπως το Μέγα Νέφος του Μαγγελάνου, αφήνει πίσω του ένα χαοτικό νέφος από αέρια και σκόνη. Το άστρο που προκάλεσε τον υπερκαινοφανή της φωτογραφίας 2.1 είχε πιθανόν 50 φορές τη μάζα του Ήλιου.

2.1 Αστρική Πυρηνοσύνθεση

Οι θερμοπυρηνικές αντιδράσεις διαδραματίζουν έναν πολύ σημαντικό ρόλο στην κατανόηση της παραγωγής ενέργειας και της πυρηνοσύνθεσης των στοιχείων στους αστέρες. Ένας αστέρας γεννάται όταν το μεσοαστρικό αέριο, κυρίως Υδρογόνο και Ήλιο, συμπυκνώνεται και ως αποτέλεσμα της μετατροπής βαρυτικής σε θερμική ενέργεια, θερμαίνεται. Όταν η θερμοκρασία και η πίεση στο κέντρο γίνουν αρκετά υψηλές, οι πυρηνικές αντιδράσεις ξεκινούν με το πιο εύκολο πυρηνικό καύσιμο, το υδρογόνο. Η ενέργεια που απελευθερώνεται από τις πυρηνικές αντιδράσεις σταθεροποιεί τον αστέρα, καθιερώνοντας μια ισορροπία μεταξύ θερμικής πίεσης και

βαρυτικής δύναμης, η οποία συνεχίζει χωρίς μεγάλη αλλαγή θερμοκρασίας μέχρι την εξάντληση του συγκεκριμένου πυρηνικού καυσίμου. Ο αστέρας τότε συστέλλεται, μετατρέποντας ξανά βαρυτική ενέργεια σε θερμική, μέχρι η θερμοκρασία και η πίεση να γίνουν αρκετά υψηλές ώστε να ενεργοποιηθεί το επόμενο καύσιμο. Μια εξέταση των δεδομένων περιεκτικότητας και μελέτες για τη διέλευση από το φράγμα Coulomb οδήγησε τους J. και M. Burbidrge, W. A. Fowler[3], F. Hoyle (B^2FH) και Cameron να δηλώσουν ότι μια σειρά από πολύ ή λίγο διακεκριμένες διεργασίες μπορεί να λαμβάνουν χώρα. Αυτά τα αξιώματα έχουν αντέξει σε πειραματικές και θεωρητικές διερευνήσεις με την πάροδο των χρόνων με σημαντικές, αλλά όχι βασικές αλλαγές [13]. Αυτές οι διαδικασίες είναι:

1. Καύση Υδρογόνου (μετατροπή του Υδρογόνου σε Ήλιο)
2. Καύση Ηλίου (μετατροπή του Ηλίου σε Άνθρακα, Οξυγόνο, και ούτω καθεξής)
3. Καύση Άνθρακα, Οξυγόνου και Νέου (παραγωγή $16 \leqslant A \leqslant 28$)
4. Καύση Πυριτίου (παραγωγή $28 \leqslant A \leqslant 60$)
5. οι s- r- και p- διεργασίες (παραγωγή $A \geqslant 60$) και
6. l- διεργασία (παραγωγή των ελαφρών στοιχείων D, Li, Be και B)

Στη συνέχεια, θα αναφέρουμε τα βασικά χαρακτηριστικά κάθε διεργασίας και θα επιμείνουμε στην *p-διεργασία (p-process)*, την οποία θα μελετήσουμε στην παρούσα εργασία.

2.1.1 Καύση Υδρογόνου

Το υδρογόνο είναι το πιο άφθονο ισότοπο στο Σύμπαν. Η σύντηξη τεσσάρων πυρήνων ^1H σε έναν πυρήνα ^4He ονομάζεται *καύση υδρογόνου*. Η ακριβής αντίδραση είναι:

$$4p \rightarrow {}^4\mathrm{He} + 2e^+ + 2\nu$$

Ανεξάρτητα από τις λεπτομέρειες αυτού του μετασχηματισμού, η διεργασία απελευθερώνει ενέργεια:

$$Q = 4(M.E.)_{\mathrm{H}} - (M.E.)_{^4\mathrm{He}} = 3 \cdot (7288.97\ keV) - (2424.92\ keV) = 26.731\ MeV$$

3 Βραβείο Nobel Φυσικής 1983, "για τις θεωρητικές και πειραματικές μελέτες των πυρηνικών αντιδράσεων με σημασία στον σχηματισμό των χημικών στοιχείων στο σύμπαν".

Το πρώτο βήμα, η αντίδραση $p + p \rightarrow^2 He$, δεν παράγει σταθερό πυρήνα μέσω ισχυρής ή ηλεκτρομαγνητικής αλληλεπίδρασης, αλλά φέρει μια στατιστική ισορροπία μεταξύ ^{2}He και δυο πρωτονίων. Υποθέτουμε ότι ακολούθως, η αντίδραση $p + {}^2\text{He} \rightarrow {}^3\text{Li}$ δεν βελτιώνει την κατάσταση, εφόσον το ^{3}Li είναι ένας ασταθής πυρήνας. Αυτό το φαινομενικό αδιέξοδο λύθηκε όταν οι Bethe και Critchfield [18] έδειξαν ότι η ασθενής αλληλεπίδραση μπορεί να δημιουργήσει την διεργασία:

$$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu \ (Q = 1.44MeV),$$

όπου $K = Q - 2m_e c^2 = 0.42 \ MeV$ είναι η κινητική ενέργεια που μοιράζονται το ποζιτρόνιο και το νετρίνο. Σημειώστε ότι η ποσότητα Q είναι η ολική ενέργεια που απελευθερώνεται κατά τη διεργασία, συμπεριλαμβανομένης της ενέργειας εξαΰλωσης από τα εκπεμπόμενα ποζιτρόνια. Αφού η διεργασία προχωράει μέσω της ασθενούς αλληλεπίδρασης, η ενεργός διατομή είναι περίπου 20 τάξεις μεγέθους μικρότερη σε σχέση με τις ενεργές διατομές που σχετίζονται με τις πυρηνικές αλληλεπιδράσεις. Ως επακόλουθο, η ενεργός διατομή αυτής της αντίδρασης δεν μπορεί να μετρηθεί, και είναι διαθέσιμες μόνο θεωρητικές τιμές [13, 19].

2.1.2 Καύση Ηλίου

Το δεύτερο σε αφθονία νουκλίδιο στο Σύμπαν είναι το ^{4}He. Στην παράγραφο 2.1.1 συζητήσαμε το πώς συντίθεται το ^{4}He κατά την καύση του υδρογόνου. Όταν όλο το οξυγόνο καταναλωθεί στον πυρήνα ενός άστρου, αυτό θα συσταλεί και η θερμοκρασία του θα αυξηθεί. Σε κάποιο σημείο, το ήλιο στον πυρήνα αναφλέγεται και υπόκεινται σε πυρηνικούς μετασχηματισμούς. Τα τελικά προϊόντα αυτών των διαδικασιών είναι ^{12}C και ^{16}O, τα οποία αντιπροσωπεύουν το τέταρτο και το τρίτο ποιο άφθονα νουκλίδια, αντίστοιχα, στο Σύμπαν [19].

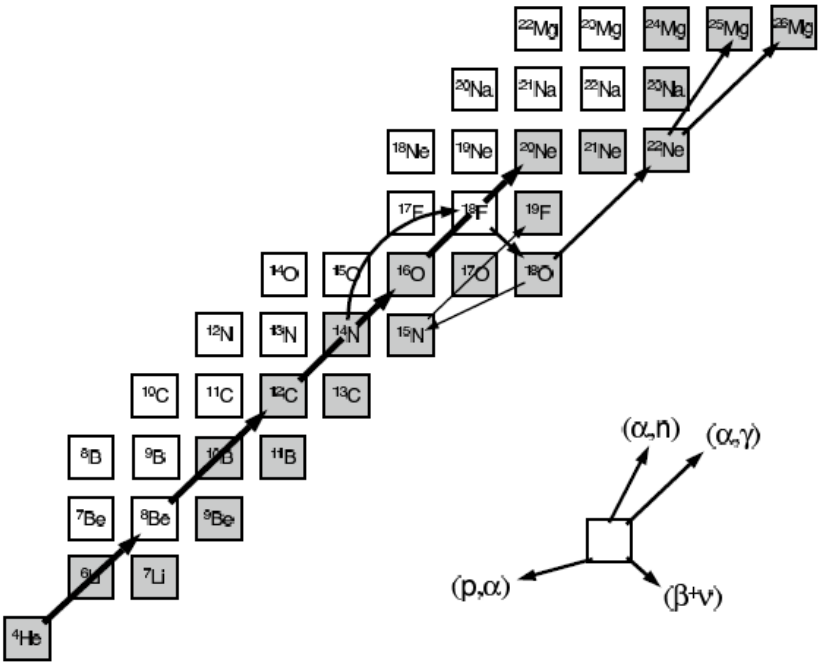
Οι παρακάτω αντιδράσεις πραγματοποιούνται κατά τη διάρκεια της καύσης ηλίου:

$$^4\text{He}(\alpha\alpha, \gamma)^{12}\text{C} \ (Q = 7274.7 \ keV)$$

$$^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O} \ (Q = 7161.9 \ keV)$$

$$^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne} \ (Q = 4729.8 \ keV)$$

$$^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg} \ (Q = 9316.6keV)$$



Σχημα 2.2: Αναπαράσταση των αντιδράσεων της καύσης ηλίου στον πίνακα των ισοτόπων. Τα σταθερά ισότοπα φαίνονται με σκιασμένα τετράγωνα. Κάθε βέλος αντιστοιχεί σε μια συγκεκριμένη αλληλεπίδραση [19].

2.1.3 Καύση Άνθρακα, Οξυγόνου και Νέου

Ο αστέρας, αφού εξαλείψει όλο το ^{4}He, συνεχίζει την καύση βαρύτερων στοιχείων στον πυρήνα του με τον ^{12}C, το ^{20}Ne και το ^{16}O με την εξης σειρά [20] :

- Καύση άνθρακα ($T \sim 10^9 K$, $t \sim 1000y$[4])

$$\begin{aligned} {}^{12}\mathrm{C} + {}^{12}\mathrm{C} &\rightarrow {}^{24}\mathrm{Mg}^* \rightarrow {}^{20}\mathrm{Ne} + \alpha + 4.6\ MeV \\ &\rightarrow {}^{23}\mathrm{Na} + p + 2.2\ MeV \\ &\rightarrow {}^{23}\mathrm{Mg} + n - 2.6\ MeV \end{aligned}$$

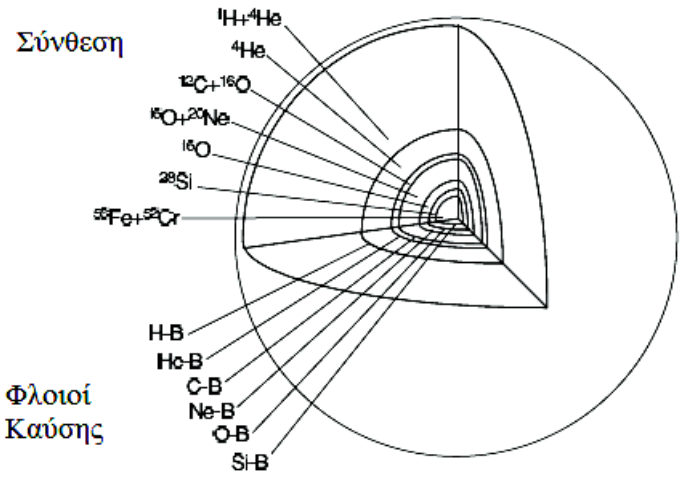
- Καύση νέου ($T \sim 1.5 \times 10^9 K$, $t \sim 1y$)

$$^{20}\mathrm{Ne}(\gamma,\alpha)^{16}\mathrm{O},\ {}^{20}\mathrm{Ne}(\alpha,\gamma)^{24}\mathrm{Mg},\ {}^{24}\mathrm{Mg}(\alpha,\gamma)^{28}\mathrm{Si}$$

- Καύση Οξυγόνου ($T \sim 2 \times 10^9 K$, $t \sim 1/2y$)

$$\mathrm{O} + \mathrm{O} \rightarrow \mathrm{Si}, \mathrm{S}\ \text{κλπ.}$$

4 Η κλίμακα του χρόνου αφορά αστέρες με μάζα $M = 25\ M_\odot$



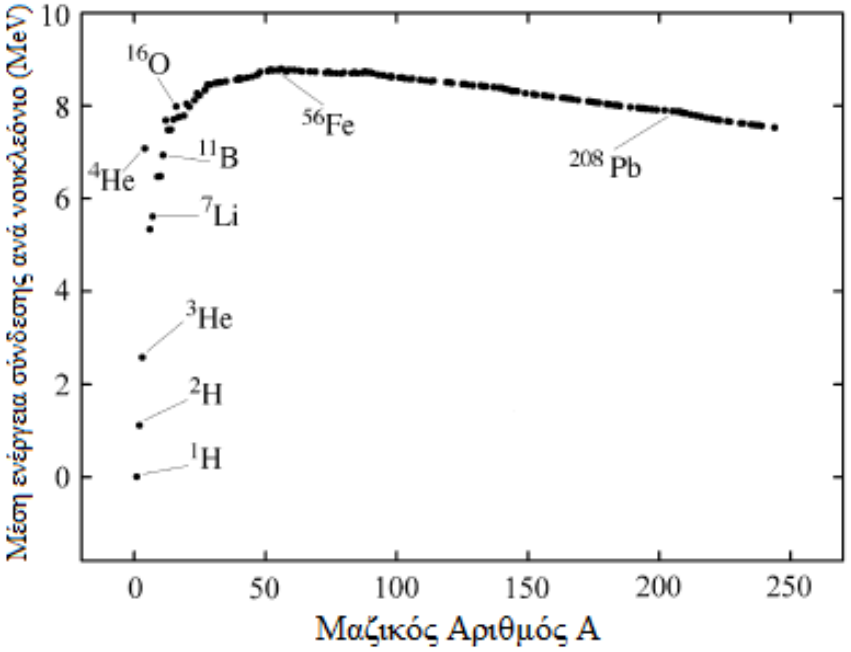
Σχημα 2.3: Σχηματική δομή ενός αστέρα προτού εξελιχθεί σε υπερκαινοφανή (όχι σε κλίμακα). Το επάνω αριστερά μέρος δείχνει τα ένα ή δυο πιο άφθονα πυρηνικά είδη σε κάθε περιοχή [21]. Οι πυρηνικές αντιδράσεις είναι πολύ ευαίσθητες από τη θερμοκρασία. Έτσι η πυρηνική καύση συμβαίνει σε σχετικά λεπτά κελύφη στην διεπαφή μεταξύ των στρωμάτων με διαφορετική σύσταση. Αυτό το μοντέλο αναφέρεται συχνά και ως η "δομή κρεμμυδιού" ενός συμπαγούς αστέρα [19].

2.1.4 Καύση Πυριτίου

Μετά την καύση του οξυγόνου, ο εναπομένων πυρήνας του άστρου αποτελείται κυρίως από ^{28}Si. Καθώς ο πυρήνας ακολούθως συστέλλεται και θερμοκρασία και πυκνότητα αυξάνονται ξανά, κάποιος ίσως περίμενε ότι, σε αναλογία με τα προηγούμενα, το ^{28}Si θα αρχίσει να αντιδρά με τον εαυτό του, καταλήγοντας στην φάση καύσης του πυριτίου με την επακόλουθη σύνθεση στοιχείων στην περιοχή του σιδήρου. Στην πραγματικότητα, άμεση καύση Si ($^{28}\mathrm{Si} + {}^{28}\mathrm{Si}$) δε συμβαίνει στα άστρα λόγω της εξαιρετικά υψηλής αστρικής θερμοκρασίας, της τάξης των $T \geq 3.5\times10^{9}\ K$, που απαιτείται για επαρκή διείσδυση στο φράγμα Coulomb. Προτού επιτευχθούν αυτές οι υψηλές θερμοκρασίες, η διεργασία φωτοαποσύνθεσης που καταστρέφει το πυρίτιο ξεκινά. Εφόσον ο αριθμός των φωτονίων αυξάνεται με την τέταρτη δύναμη της θερμοκρασίας, οι πυρήνες ^{28}Si βασικά "κολυμπούν" σε μια θάλασσα ακτίνων-γ υψηλής ενέργειας. Σε αυτό το στάδιο και στην περαιτέρω εξελικτική διεργασία, η φωτοαποσύνθεση διαδραματίζει κυρίαρχο ρόλο στην πυρηνοσύνθεση. Εδώ, σωμάτια-α, πρωτόνια και νετρόνια εκτοξεύονται από φωτοδιασπάσεις από τους πιο άφθονους πυρήνες που υπάρχουν και είναι διαθέσιμα για την κατασκευή πυρήνων που βρίσκονται ελαφρά πάνω από την κορυφή του σιδήρου στην καμπύλη αφθονίας. Η διεργασία αυτή ονομάζεται *καύση πυριτίου*, και συνοψίζεται στην παρακάτω εξίσωση:

$$^{28}Si + \alpha + p + n \rightarrow iron\ peak\ elements$$

Πέρα από την κορυφή του σιδήρου, περισσότερη ενέργεια καταναλώνεται από τη διεργασία φωτοδιάσπασης παρά κερδίζεται προσθέτοντας νουκλεόνια στον πυρήνα, εφόσον στον σίδηρο η ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο είναι μέγιστη[5], όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.4. Γι᾽ αυτό το λόγο και λόγω των πολύ μεγάλων φραγμάτων Coulomb που εμφανίζονται όσο αυξάνεται το πυρηνικό φορτίο, η πυρηνοσύνθεση με επαγωγή φορτισμένων σωματιδίων πρέπει, για το μεγαύτερο μέρος, να τερματιστεί με την καύση πυριτίου, και τα βαρύτερα του σιδήρου στοιχεία πρέπει να παράγονται κυρίως με αντιδράσεις σύλληψης νετρονίου [13].

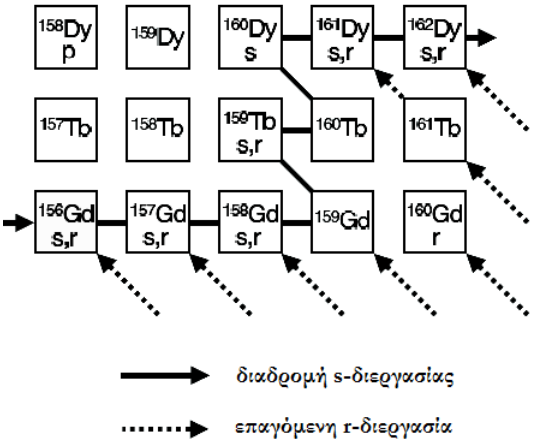


Σχημα 2.4: Ενέργεια σύνδεσης ανά νουκλεόνιο ως συνάρτηση του μαζικού αριθμού A για σταθερούς και μακρόβιους πυρήνες [7].

2.1.5 s-διεργασία

Η *διεργασία s (s-process)* εκφράζει σύλληψη νετρονίου με ταυτόχρονη εκπομπή ακτινοβολίας-γ (n, γ), που λαμβάνει χώρα σε μακρά χρονική κλίμακα, που κυμαίνεται από $\sim 100\ y$ μέχρι $\sim 10^5\ y$ για κάθε σύλληψη. Η σύλληψη νετρονίου συμβαίνει σε βραδύ (*slow* στα αγγλικά) ρυθμό συγκρινόμενο με τις παρεμβαλλόμενες β-διασπάσεις. Αυτός ο τρόπος σύνθεσης είναι υπεύθυνος για την παραγωγή της πλειονότητας των ισοτόπων στην περιοχή $(63 \leqslant A \leqslant 209)$. Η s-διεργασία παράγει τις κορυφές αφθονίας για A=90, 138 και 208 [14].

5 Στην πραγματικότητα,το ^{60}Ni είναι ο πιο δέσμιος πυρήνας [22].



Σχημα 2.5: Η διαδρομή της s-διεργασίας για τα στοιχεία Gd, Tb και Dy (συμπαγής γραμμή). Τα σκιασμένα τετράγωνα δείχνουν τα σταθερά ισότοπα. Τα ισότοπα που φτάνουν με s-διεργασία είναι σημειωμένα με "s". Τα σταθερά ισότοπα που φτάνουν με r-διεργασία (παράγραφος 2.1.6) (εστιγμένη γραμμή) είναι σημειωμένα με "r" [19].

2.1.6 r-διεργασία

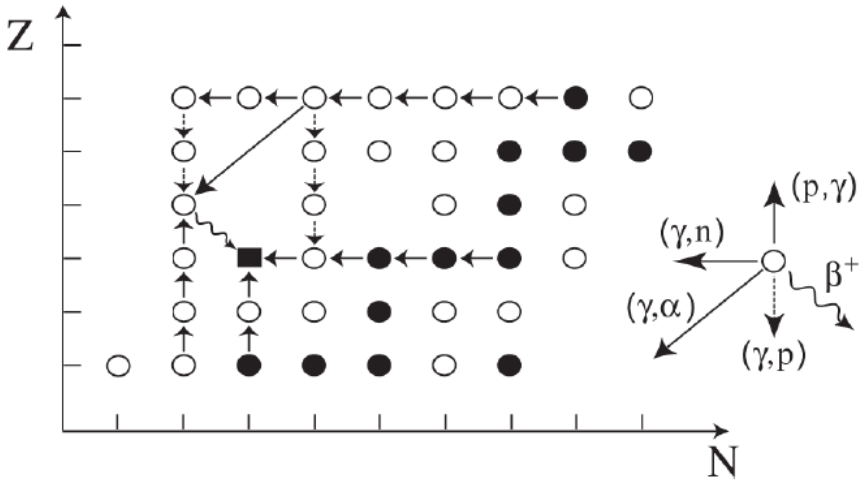
Περιγράφει τη σύλληψη νετρονίου σε πολύ μικρή χρονική κλίμακα $\sim 0.01 - 10\ s$ για τις διαδικασίες β-αποδιέγερσης που διασπείρονται ανάμεσα στις συλλήψεις νετρονίων. Η σύλληψη νετρονίων συμβαίνει με ταχύ (*rapid* στα αγγλικά) ρυθμό συγκρινόμενο με της β-αποδιέγερσης. Αυτός ο τρόπος σύνθεσης είναι υπεύθυνος για την παραγωγή ενός μεγάλου αριθμού ισοτόπων στην περιοχή $70 \leqslant A \leqslant 209$, και για τη σύνθεση του ουρανίου και του θορίου. Αυτή η διεργασία είναι επίσης πιθανώς υπεύθυνη για τη σύνθεση κάποιων ελαφρών πυρήνων, για παράδειγμα ^{36}S, ^{46}Ca, ^{48}Ca και ίσως για τα ^{47}Ti, ^{49}Ti και ^{50}Ti. Η r-διεργασία παράγει κορυφές αφθονίας για A=80, 130 και 194 [14].

2.1.7 l-διεργασία

Αυτή η διεργασία είναι υπεύθυνη για τη σύνθεση του δευτερίου, του λιθίου του βηρυλλίου και του βορίου. Περισσότερες από μια διαδικασίες μπορούν να απαιτηθούν (παλαιότερα ονομαζόταν και x-διεργασία), αλλά το χαρακτηριστικό όλων αυτών των στοιχείων είναι ότι είναι πολύ ασταθή στις θερμοκρασίες των εσωτερικών των αστέρων, έτσι ώστε να φαίνεται πιθανό ότι έχουν παραχθεί σε περιοχές με μικρότερη πυκνότητα και θερμοκρασία. Υπάρχουν, όμως, κάποια παρητηρησιακά δεδομένα που αντικρούουν αυτή την άποψη [14].

2.2 p-διεργασία

Υπάρχουν περίπου 30 νουκλίδια σχετικά πλούσια σε πρωτόνια με μάζες $A \geq 74$ (μεταξύ ^{74}Se και ^{196}Hg) τα οποία δεν μπορούν να σχηματιστούν με καμία γνωστή διεργασία σύλληψης νετρονίου. Αυτό το είδος ονομάζεται *p-πυρήνας*, και όλοι περιέχουν λιγότερα νετρόνια σχετικά με άλλα σταθερά ισότοπα του ίδιου στοιχείου. Ο μηχανισμός που είναι υπεύθυνος για τη σύνθεση των p-πυρήνων ονομάζεται *p-διεργασία*. Αποδεικνύεται ότι οι p-πυρήνες είναι οι σπανιότεροι ανάμεσα στα σταθερά νουκλίδια. Στην πραγματικότητα, κανένα στοιχείο δεν έχει ισότοπο που παράγεται με p-διεργασία ως κυρίαρχη συνιστώσα. Κατ' αρχήν, υπάρχουν δυο είδη αντιδράσεων τα οποία θα μπορούσαν να επιτρέψουν την παραγωγή πυρήνων φτωχών σε νετρόνια ξεκινώντας από έναν βαρύ αρχικό πυρήνα: σύλληψη πρωτονίου (p,γ), και εκπομπή φωτονίου-νετρονίου (p,n). Ο πρώτος μηχανισμός απαιτεί υψηλές πυκνότητες, θερμοκρασίες και σχετικά μεγάλο χρονικό διάστημα, που είναι απίθανο να υφίστανται σε οποιαδήποτε ζώνη πλούσια σε υδρογόνο στα κοινά αστέρια [23]. Έτσι είναι γενικά αποδεκτό ότι ο κύριος μηχανισμός της παραγωγής p-πυρήνων συμπεριλαμβάνει φωτοδιάσπαση των βαρέων αρχικών πυρήνων σε ένα θερμό περιβάλλον φωτονίων (θερμοκρασίες κοντά στους $T \sim 2 - 3\ GK$), μια αστρική ζώνη με εξαντλημένο το υδρογόνο και σε μικρή χρονική κλίμακα. Η ροή της αφθονίας φτάνει από το μόλυβδο ως το σίδηρο, όπου περαιτέρω φωτοδιασπάσεις γίνονται ενεργειακά δυσμενείς, στο ίδιο θερμό περιβάλλον φωτονίων.



Σχημα 2.6: Η διαδρομή για τη δημιουργία ενός p-πυρήνα [24].

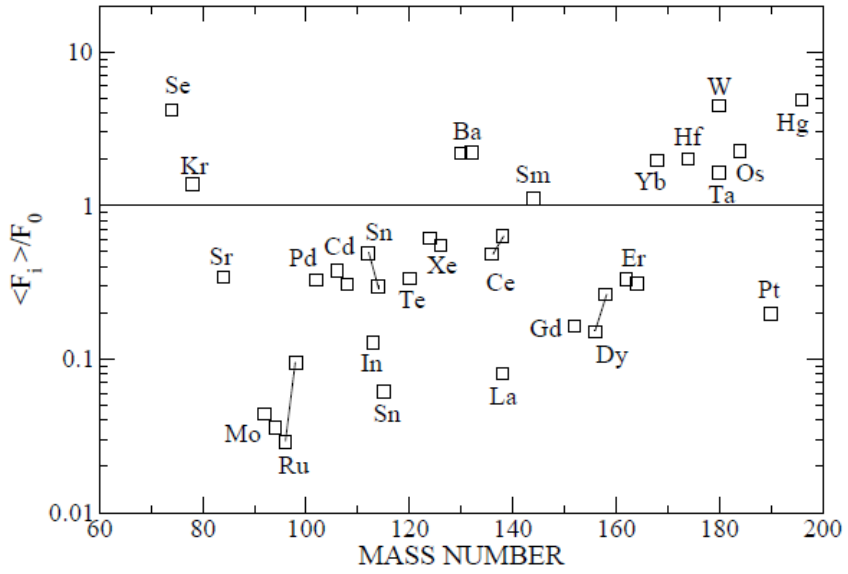
Κατά τη διάρκεια αυτής της διεργασία, ο αρχικός πυρήνας έχει πρώτα καταστραφεί από αρκετές αντιδράσεις (γ,n) κατά μήκος μιας δεδομένης ισοτοπικής αλυσίδας. Αυτό συνεχίζεται μέχρι να επιτευχθεί ένας πυρήνας ελλειπής σε νετρόνια που προτιμά μια (γ,p) ή μια (γ,α) αντί για μια (γ,n) αντίδραση, έτσι διακλαδώνοντας

τη ροή αφθονίας σε μια ισοτοπική αλυσίδα ενός ελαφρύτερου στοιχείου. Οι αφθονίες έχουν την τάση να συσσωρεύονται σε αυτά τα σημεία διακλάδωσης, ειδικά σε νουκλίδια με κλειστή δομή φλοιού νετρονίων ή πρωτονίων. Αυτά τα σημεία γίνονται είτε απευθείας p-πυρήνες, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.6 (στην περιοχή του ελαφρύτερων p-πυρήνων), είτε μεταλλάσσονται μέσω β^+ αποδιεγέρσεων σε p-πυρήνες ύστερα από ψύξη, επέκταση και εκτόξευση υλικού (στην περιοχή των βαρέων p-πυρήνων) [25] .

Είναι σημαντικό για οποιαδήποτε ρεαλιστική περιοχή υπεύθυνη για τη σύνθεση των p-πυρήνων ότι ο συνδυασμός θερμοκρασίας και χρονικής κλίμακας εγγυάται την εμφάνιση κάποιων φωτοδιασπάσεων, όχι τόσο έντονων ώστε να μειώσει όλους τους πυρήνες στα είδη της κορυφής του σιδήρου. Αυτά τα επιχειρήματα υποστηρίζουν το συμπέρασμα ότι η p-διεργασία συμβαίνει κατά τη διάρκεια αστρικών εκρήξεων που συνδέονται σε ταχεία επέκταση και ψύξη του υλικού. Παρότι η/οι περιοχή/ές της p-διεργασίας δεν έχουν προσδιοριστεί με σαφήνεια ακόμα, πολλές έρευνες έχουν υποθέσει ότι συμβαίνει σε υπερκαινοφανείς λόγω της κατάρρευσης του πυρήνα ενός άστρου, όταν το κρουστικό κύμα περνάει τη ζώνη οξυγόνου-νέου (Σχήμα 2.3) και θερμαίνει το υλικό σε θερμοκρασία μεταξύ $2-3\ GK$ [23]. Κατά τη διάρκεια της έκρηξης, διαφορετικά επίπεδα αυτής της ζώνης υπόκεινται σε διαφορετικές θερμοδυναμικές διαδικασίες και έτσι επιτυγχάνονται διαφορετικές μέγιστες θερμοκρασιών. Η ασθενής συνιστώσα της s-διεργασίας που λειτουργεί κατά τη διάρκεια του πυρήνα ηλίου και των σταδίων καύσης φλοιών άνθρακα ενισχύει έντονα την p-διεργασία στην περιοχή μαζών $A \sim 60-90$. Έχει δειχθεί ότι οι p-πυρήνες με μάζες $A \lesssim 92$, $A \sim 92-144$ και $A \gtrsim 144$ παράγονται κυρίως σε αστρικές ζώνες με μέγιστη θερμοκρασία $T \geq 3\ GK$, $T \sim 2.7-3.0\ GK$ και $\leqslant 2.5\ GK$, αντίστοιχα. Στην πραγματικότητα, κάθε p-πυρήνας συντίθεται σε μια σχετικά στενή θερμοκρασιακή περιοχή [26].

Οι προσομοιώσεις αναπαράγουν τις αφθονίες που παρατηρούνται στο ηλιακό σύστημα για τους περισσότερους p-πυρήνες με έναν παράγοντα 2-3. Ωστόσο, υπάρχει μια σημαντική υποπαραγωγή για τους ελαφρείς p-πυρήνες ^{92}Mo, ^{94}Mo, ^{96}Ru και ^{98}Ru, όπως και για τα σπάνια είδη ^{113}In[6], ^{115}In και ^{138}La. Περιοχές εκτός των μαζικών αστέρων έχουν ληφθεί υπόψιν και, περιέργως, παρόμοιες αφθονίες p-πυρήνων έχουν εξαχθεί σε κάθε περίπτωση. Κάποιοι υποπαραγόμενοι p-Πυρήνες μπορεί κατά κύριο λόγο να συντίθενται με διαφορετικό μηχανισμό (π.χ την $\nu p-process$ που θα αναφέρουμε παρακάτω).

6 Η προέλευση του ^{113}In,που μελετήσαμε στην παρούσα εργασία, θα συζητηθεί εκτενώς στο Κεφάλαιο 5.



Σχημα 2.7: Μέσος κανονικοποιημένος παράγοντας υπερπαραγωγής των p-πυρήνων από δίκτυο υπολογισμών με σταθερούς ρυθμούς αντιδράσεων [27].

2.2.1 νp-διεργασία

Την τελευταία δεκαετία έχουν προταθεί νέες διαδικασίες πυρηνοσύνθεσης, με σκοπό να λύσουν προβλήματα που προέκυπταν από τις ήδη υπάρχουσες. Μια από αυτές τις διαδικασίες, που πλέον θεωρείται υποκατηγορία της p-διεργασίας είναι η λεγόμενη νp-διεργασία (νp-process) που προτάθηκε από τον Fröhlich και άλλους το 2006 [28]. Η νp-διεργασία λαμβάνει χώρα σε υπερκαινοφανείς (και πιθανόν σε gamma-ray bursts - GRB) όταν ισχυρές ροές νετρίνων δημιουργούν εκτοξεύσεις πλούσιες σε πρωτόνια. Οι απορροφήσεις αντινετρίνων στο πλούσιο σε πρωτόνια περιβάλλον δημιουργούν νετρόνια, τα οποία συλλαμβάνονται αμέσως από πυρήνες φτωχούς σε νετρόνια. Αυτή η διεργασία επιτρέπει την πυρηνοσύνθεση πυρήνων με μαζικούς αριθμούς A>64, και αποτελεί πιθανή εξήγηση για την προέλευση των ηλιακών περιεκτικοτήτων των ^{92,94}Mo και ^{96,98}Ru. Ακόμα, προσφέρει μια φυσική εξήγηση για την μεγάλη περιεκτικότητα Sr σε αστέρες φτωχούς σε υπερ-μέταλλα.

2.2.2 rp-διεργασία

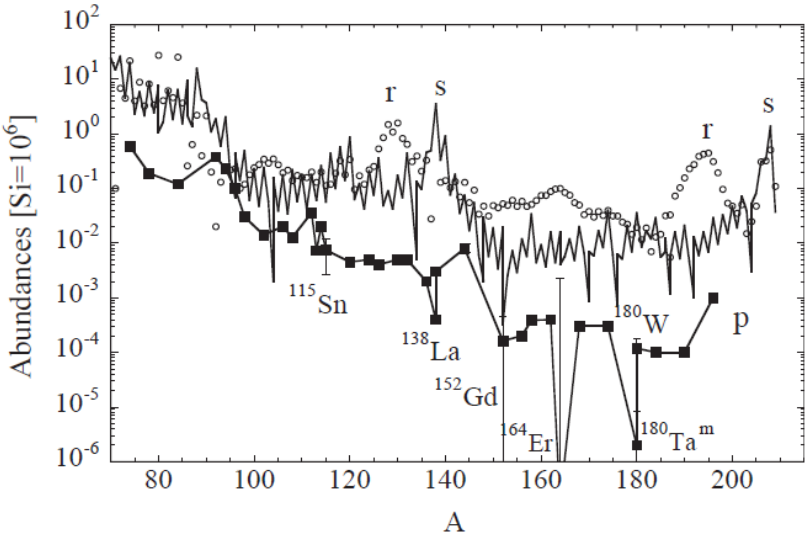
Η διεργασία ταχείας σύλληψης πρωτονίου (rp-process) είναι η κυρίαρχη διεργασία πυρηνοσύνθεσης και παραγωγής ενέργειας σε σενάρια εκρηκτικής καύσης υδρογόνου. Αρχίζοντας από το ξέσπασμα ενός κύκλου CNO, βαρύτεροι πυρήνες σχηματίζονται από μια σειρά πρωτονικών συλλήψεων και β-αποδιεγέρσεων. Η διεργασία

αυτή διαδραματίζει έναν σημαντικό ρόλο για τα X-ray bursters, τα οποία αποτελούνται από έναν αστέρα νετρονίων και έναν συνοδό. Όταν υλικά πλούσια σε υδρογόνο και ήλιο από το συνοδό προσαρτώνται στην επιφάνεια του αστέρα νετρονίων, ενεργοποιείται τελικά μια εκρηκτική καύση υδργογόνου σε κρίσιμες θερμοκρασίες και πυκνότητες.

2.3 Μοντέλο Hauser Feshbach

Η θεωρία Hauser-Feshbach (HF) περιγράφει το μηχανισμό σχηματισμού και αποδιέγερσης ενός σύνθετου πυρήνα και χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών τέτοιων αντιδράσεων [6]. Μια πολύ σημαντική εφαρμογή της θεωρίας αντιδράσεων Hauser-Feshbach στην Πυρηνική Αστροφυσική σχετίζεται με τις διεργασίες πυρηνοσύνθεσης των βαρύτερων στοιχείων, και συγκεκριμένα των *p-πυρήνων*. Όλοι οι υπολογισμοί για την p-διεργασία βασίζονται στο στατιστικό μοντέλο HF [24].

Για να εξηγήσουμε τις παρατηρούμενες στο Ηλιακό Σύστημα περιεκτικότητες των p-πυρήνων που είναι καθαρά σημάδια του μηχανισμού δημιουργίας τους, μοντέλα p-διαδικασιών χρησιμοποιούν ένα εκτεταμένο δίκτυο πυρηνικών αντιδράσεων [29].

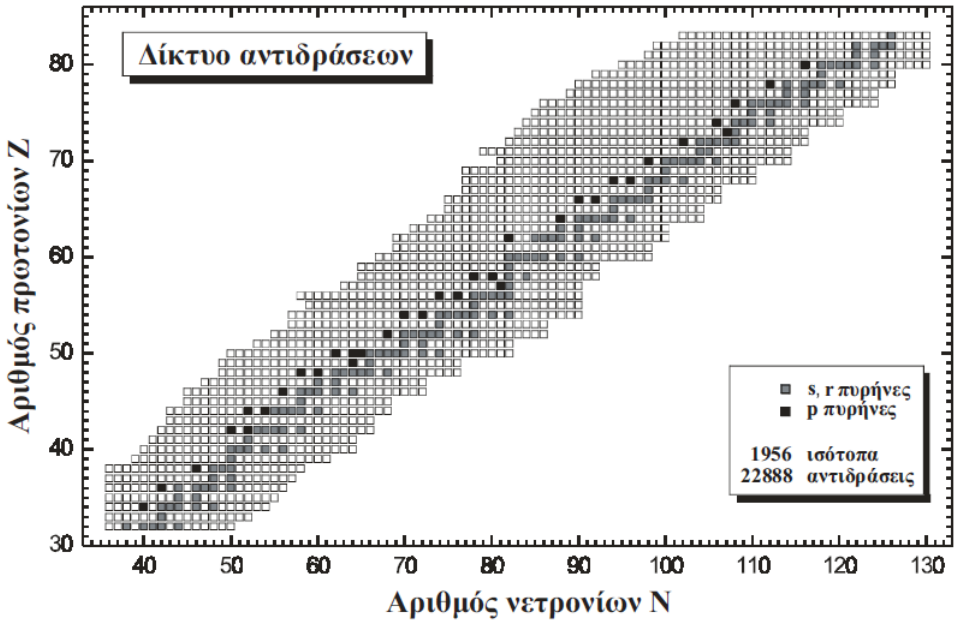


Σχημα 2.8: Η αποσύνθεση των παρατηρούμενων στο ηλιακό σύστημα περιεκτικοτήτων των βαρέων νουκλιδίων στα συστατικά τους που συντίθενται με τις s-,r- και p-διαδικασίες βασισμένα σε κλίμακα Si=10^6 (μετεωρική) κλίμακα [24].

Με μερικές εξαιρέσεις, σχεδόν όλες οι αντιδράσεις ($>$ 20.000) στην περιοχή της p-διεργασίας, συμπεριλαμβανομένων των σημαντικών φωτοδιασπάσεων (γ,n), (γ,p)

και (γ,α), πρέπει να υπολογιστούν θεωρητικά χρησιμοποιώντας το μοντέλο Hauser-Feshbach για τις πυρηνικές αντιδράσεις, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.9. Έχει δειχθεί ότι διαφορετικοί τύπου του μοντέλου Hauser-Feshbach (α-πυρήνας και οπτικά δυναμικά πυρήνα-πυρήνα, και πυκνότητα καταστάσεων) επηρεάζουν ευαίσθητα τις τελικές προβλέψεις για τις αφθονίες των p-πυρήνων [25]. Πειραματικοί ρυθμοί για αντιδράσεις (n,γ), (p,γ) και (α,γ) από σταθερούς πυρήνες-στόχους σε περιοχή μαζών $A > 60$ διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο από αυτή την άποψη. Οι πειραματικές ενεργές διατομές αξιοποιούνται ως ρυθμιστικές παράμετροι του μοντέλου Hauser-Feshbach, και συνεπώς βελτιώνουν τους θεωρητικούς ρυθμούς για ένα πλήθος μη μετρήσιμων αντιδράσεων [25].

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας δεν είμαστε σε θέση να αναλύσουμε τον φορμαλισμό της συγκεκριμένης θεωρίας, αλλά θα συγκρίνουμε τις προβλέψεις της για τις ενεργές διατομές με τα πειραματικά μας δεδομένα.

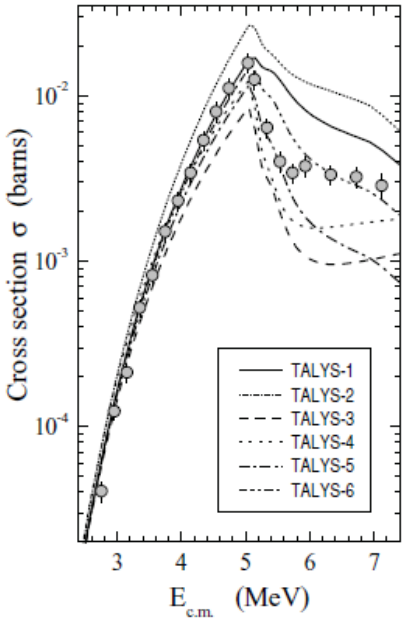


Σχημα 2.9: Τμήμα του χάρτη των ισοτόπων από το ^{68}Ge έως το ^{213}Bi. Με μαύρα τετράγωνα παριστάνονται οι p-πυρήνες, με γκρι τετράγωνα οι σταθεροί πυρήνες και με λευκά τετράγωνα οι ασταθείς ραδιενεργοί πυρήνες. Τα 1956 ισότοπα που φαίνονται στο χάρτη αυτό συμμετέχουν στο δίκτυο των 22888 αντιδράσεων που πρέπει να ληφθούν υπόψη κατά την πραγματοποίηση αστροφυσικών υπολογισμών περιεκτοτήτων των p-πυρήνων στο σύμπαν [6].

2.4 Ο κώδικας TALYS

Ο TALYS [30] είναι ένας κώδικας πυρηνικών αντιδράσεων που υπολογίζει τις κατά Maxwell μέσες ταχύτητες αντίδρασης που έχουν αστροφυσικό ενδιαφέρον. Επιτρέπει τον υπολογισμό των ρυθμών αντίδρασης με αυξημένη ακρίβεια και αξιοπιστία καθώς και την εξέταση των προσεγγίσεων από προηγούμενους κώδικες, όπως για παράδειγμα τους MOST [31] και NON-SMOKER [32]. Οι προβλέψεις του TALYS για τους θερμοπυρηνικούς ρυθμούς με σημασία στην αστροφυσική είναι λεπτομερείς και συγκρίνονται με αυτές που προκύπτουν από κώδικες που χρησιμοποιούνται ευρέως για τα ίδια πυρηνικά συστατικά. Οι προβλέψεις του TALYS μπορεί να διαφέρουν σημαντικά από παλαιότερους κώδικες, συγκεκριμένα για πυρήνες των οποίων υπήρχαν λίγα ή και καθόλου διαθέσιμα δεδομένα. Η διεργασία προισορροπίας φαίνεται να επηρεάζει σημαντικά τους αστροφυσικούς ρυθμούς των εξωτικών πυρήνων πλούσιων σε νετρόνια. Ο κώδικας TALYS παρέχει ένα εργαλείο για την εκτίμηση όλων των πυρηνικών ρυθμών με σημασία στην αστροφυσική με βελτιωμένη ακρίβεια και αξιοπιστία.

Η χρησιμότητα του κώδικα TALYS είναι ότι μας παρέχει τις απαραίτητες θεωρητικές προβλέψεις, δίνοντάς μας την δυνατότητα να τις συγκρίνουμε με τα πειραματικά μας δεδομένα, γεγονός που θα αξιοποιήσουμε στην παράγραφο 4.3, με τον ίδιο τρόπο που έχει γίνει και στο Σχήμα 2.10.



Σχημα 2.10: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων με έξι διαφορετικούς υπολογισμούς TALYS (καμπύλες) για την ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{104}Pd(p,\gamma)^{105}Ag$ [33].

Κεφάλαιο 3

Πειραματική Διαδικασία

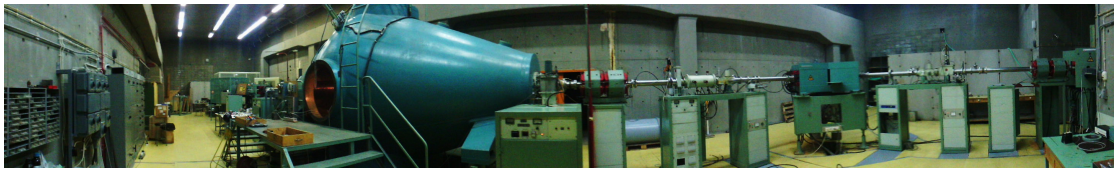
Τα πειράματα είναι τα μόνα μέσα της γνώσης. Οτιδήποτε άλλο είναι ποίηση και φαντασία.

-Max Planck

3.1 Πειραματική Διάταξη

3.1.1 Ο Επιταχυντής Tandem van de Graaff του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος"

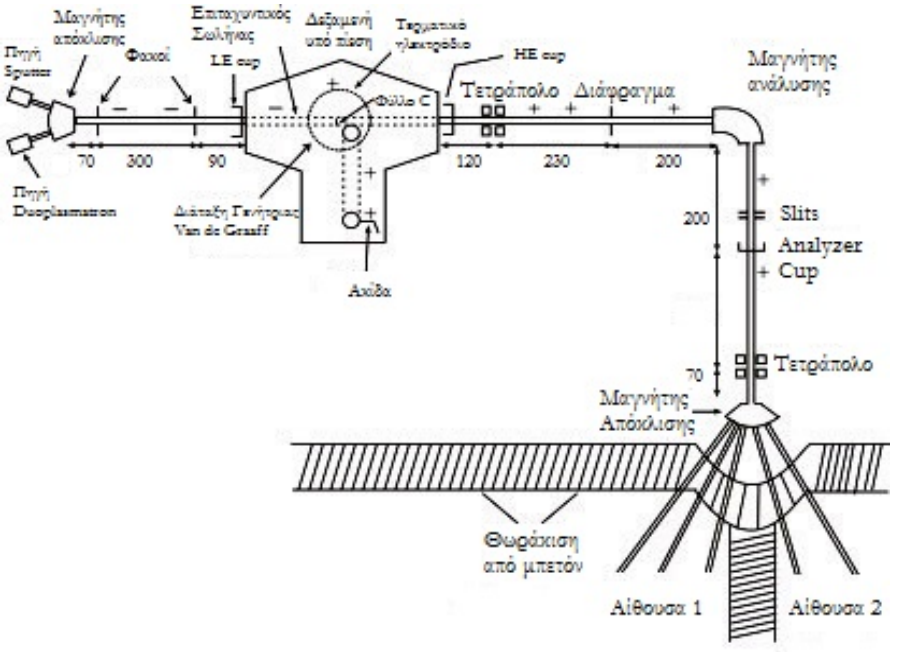
Οι μετρήσεις της παρούσας εργασίας πραγματοποιήθηκαν στο εργαστήριο του επιταχυντή Tandem[1] του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος". Οι εικόνες και τα σχήματα από τον επιταχυντή που παρατίθενται στοχεύουν στην καλύτερη κατανόηση των λειτουργιών του.



Σχημα 3.1: Μια ευρυγωνική άποψη της αίθουσας του επιταχυντή Tandem.

Τα κυριότερα μέρη του επιταχυντή φαίνονται στο Σχήμα 3.2. Έχοντας το παρακάτω σχήμα ως γνώμονα, θα περιγράψουμε τα στοιχεία του επιταχυντικού συστήματος που αφορούν άμεσα το πείραμα της εργασίας.

1 tandem - λατινική λέξη από το tam ("so") + κατάληξη -dem. Ως επίρρημα δηλώνει: "το ένα πίσω από το άλλο".



Σχημα 3.2: Απεικόνιση του επιταχυντή Van de Graaff Tandem (T11 5.5 MV) του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής στο ΕΚΕΦΕ "Δημόκριτος". Διακρίνονται οι πηγές ιόντων, το σύστημα μεταφοράς της δέσμης, η γεννήτρια Van de Graaff μέσα σε δεξαμενή υπό πίεση, τα στοιχεία εστίασης και οι μαγνήτες ανάλυσης και απόκλισης. Οι αριθμοί που δίνονται στο σχήμα αντιστοιχούν στα μήκη (σε cm) των διαφόρων τμημάτων που απεικονίζονται [6].

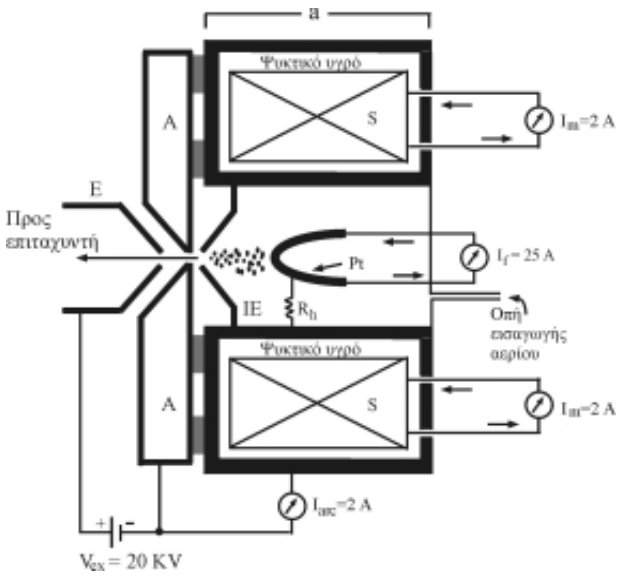
3.1.1.1 Πηγή Duoplasmatron

Η Duoplasmatron είναι ένα είδος *πηγής ιόντων* που εφευρέθηκε από τον Manfred von Ardenne. Η λειτουργία της είναι η ακόλουθη: ένα νημάτιο στην κάθοδο εκπέμπει ηλεκτρόνια σε έναν θάλαμο κενού[2]. Ένα αέριο, όπως το αργόν, εισάγεται σε μικρές ποσότητες μέσα στο θάλαμο, όπου φορτίζεται ή ιονίζεται μέσω αλληλεπιδράσεων με τα ελεύθερα ηλεκτρόνια από την κάθοδο, δημιουργώντας *πλάσμα*[3]. Το πλάσμα ακολούθως επιταχύνεται μέσω μιας σειράς τουλάχιστον δυο εντόνως φορτισμένων πλεγμάτων, σχηματίζοντας μια πηγή ιόντων, που κινείται με αρκετά υψηλή ταχύτητα από το άνοιγμα της συσκευής. Το πιο σημαντικό χαρακτηριστικό αυτής της πηγής είναι η συγκέντρωση ενός έντονου ακτινικού μαγνητικού πεδίου στην περιοχή αποφόρτισης (έξοδο) με έναν έξυπνο συνδυασμό ενός ηλεκτρομαγνήτη και ηλεκτροδίων. Σε αυτή τη δομή τα ηλεκτρόδια που σχηματίζουν το πλάσμα είναι επίσης πόλοι ενός μικρού ηλεκτρομαγνήτη (Σχήμα 3.3). Αυτό το ανομοιογενές

2 Το κενό στον θάλαμο είναι της τάξης των 10^{-2} $torr$ [13].

3 Ηλεκτρικά αγώγιμο μέσο στο οποίο υπάρχει περίπου ίσος αριθμός θετικά και αρνητικά φορτισμένων σωματιδίων, που παράγονται όταν τα άτομα σε ένα αέριο ιονίζονται. Αναφέρεται μερικές φορές και ως η τέταρτη κατάσταση της ύλης, διαχωρίζοντάς την από την στερεή, την υγρή και την αέρια κατάσταση. Encyclopaedia Britannica-Plasma.

μαγνητικό πεδίο συμπιέζει περαιτέρω τον όγκο του πλάσματος, και έτσι αυτό έχει σχηματίζεται μόνο σε μια περιοχή γύρω από την άνοδο. Συνεπώς επιτυγχάνεται η εξαγωγή μιας καλώς εστιασμένης δέσμης ιόντων. Το υψηλό μαγνητικό πεδίο έχει επίσης εστιακή επίδραση στα ιόντα. Αυτή η πηγή ιόντων παρέχει δέσμες με υψηλό ρεύμα (π.χ. $0.5\ mA\ H^+$), τέλεια οπτική, και μικρή ενεργειακή διασπορά. Τα προβλήματα είναι η ψύξη της πηγής και ο χρόνος ζωής της καθόδου [13, 34].



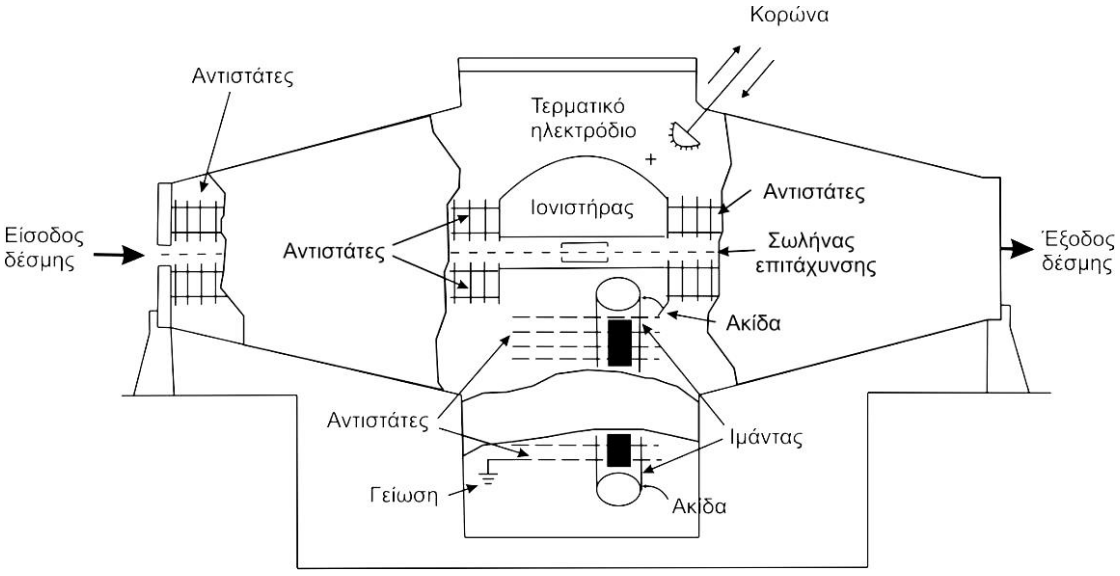
Σχημα 3.3: Πηγή αρνητικών ιόντων duoplasmatron εκτός άξονος (off axis duoplasmatron) του "Δημοκρίτου". Τα σύμβολα σημαίνουν: S σωληνοειδές πηνίο, IE ενδιάμεσο ηλεκτρόδιο, A η άνοδος και E το ηλεκτρόδιο εξαγωγής. Τα γκρι τμήματα αντιστοιχούν σε μονώσεις [6].

3.1.1.2 Γεννήτρια Van de Graaff

Στον επιταχυντή Van de Graaff η υψηλή τάση παράγεται από μηχανικά μετακινούμενα θετικά φορτία από το έδαφος σε μονωμένο τερματικό υψηλής τάσης. Αυτό επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας έναν περιστρεφόμενο *ιμάντα* από μονωτικό υλικό που κινείται με τη βοήθεια ενός κινητήρα. Η επιφάνεια του ιμάντα φορτίζεται με τη βοήθεια μιας *ακίδας*. Η καίρια καινοτομία στο σχεδιασμό του επιταχυντή Van de Graaff είναι ότι ο θόλος του τερματικού λειτουργεί ως κλωβός Faraday και έτσι στο εσωτερικό *δεν υπάρχουν πεδία*. Το υψηλό δυναμικό V στο τερματικό δίνεται από τη σχέση $V = Q/C$, όπου Q είναι το φορτίο που μεταφέρεται και αποθηκεύεται στο θόλο του τερματικού και C είναι η χωρητικότητα του τερματικού. Η τάση λειτουργίας του επιταχυντή αυξάνεται ανάλογα με το μεταφερόμενο φορτίο στον ιμάντα, άρα εναποτίθεται περισσότερο φορτίο στο τερματικό ηλεκτρόδιο. Ο ρυθμός αύξησης dV/dt της τερματικής τάσης V είναι $dV/dt = I_{belt}/C$. Για τη διατήρηση της επιθυμητής τάσης V, το φορτίο που μεταφέρεται από τον ιμάντα πρέπει να

είναι σε ισορροπία με το ολικό φορτίο που διαφεύγει μέσω των ρευμάτων διαρροής (current drains). Τέτοια ρεύματα διαρροής συναντώνται:

- στους μονωτές,
- στη σειρά των αντιστατών με μεγάλη τιμή αντιστάσεων και
- στην κορώνα (Σχήμα 3.16)



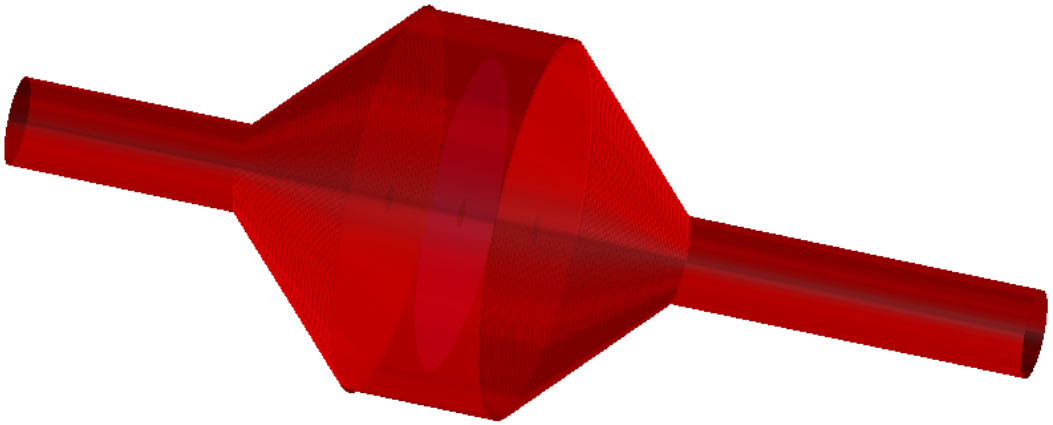
Σχημα 3.4: Η δεξαμενή του επιταχυντικού συστήματος. Διακρίνονται τα βασικά της χαρακτηριστικά [35].

Τα παραπάνω ρεύματα διαρροής συμβολίζονται ως εξής: I_{ins}, I_{res} και I_{corona}. Η κορώνα είναι ένα ημισφαίριο που φέρει στην επιφάνειά του οπές από τις οποίες εξέρχονται ακίδες ηλεκτρικά μονωμένες με το ημισφαίριο. Η κορώνα μπορεί να πλησιάζει το τερματικό ηλεκτρόδιο ή να απομακρύνεται από αυτό. Οι ακίδες της χρησιμεύουν στην πρόκληση ηλεκτρικής εκκένωσης ανάμεσα σ'αυτές και το τερματικό ηλεκτρόδιο. Με αυτό τον τρόπο αφαιρείται φορτίο από το τερματικό ηλεκτρόδιο, οπότε δημιουργείται ένα ρεύμα διαρροής στην κορώνα I_{corona}, τέτοιο, ώστε να διατηρεί σταθερό το ρεύμα του ιμάντα I_{belt}. Έτσι το ρεύμα I_{belt} που δημιουργείταθ λόγω των φορτίων που μεταφέρει ο ιμάντας είναι άθροισμα των ρευμάτων της δέσμης I_{belt} και των ρευμάτων διαρροής, δηλαδή:

$$I_{belt} = I_{beam} + I_{ins} + I_{res} + I_{corona} \tag{3.1}$$

Από την παραπάνω σχέση προκύπτει ότι η διατήρηση σταθερού ρεύματος δέσμης I_{beam} επιτυγχάνεται με κατάλληλη ρύθμιση των ρευμάτων I_{belt},I_{ins},I_{res} και I_{corona}.

Προφανώς, η αύξηση του ρεύματος στην κορώνα συνοδεύεται από ελάττωση των ρευμάτων στις αντιστάσεις και αντίστροφα. Η ελάττωση του ρεύματος στην κορώνα πραγατοποιείται με αύξηση της απόστασης της κορώνας από το τερματικό ηλεκτρόδιο, αφού το SF_6[4] που υπάρχει εντός της γεννήτριας Van de Graaff για την προστασία των αντιστατών από τις ηλεκτρικές εκκενώσεις, είναι κακός αγωγός και έτσι λίγα φορτία από το τερατικό ηλεκτρόδιο θα κατορθώσουν να φθάσουν στην κορώνα. Για μια δεδομένη τάση λειτουργίας, οι τρεις τελευταίοι όροι της σχέσης 3.1 αποτελούν σταθερές ποσότητες και το ρεύμα της δέσμης προσδιορίζεται ουσιαστικά από την ποσότητα του φορτίου που μπορεί να μεταδοθεί από τον ιμάντα [6, 13].

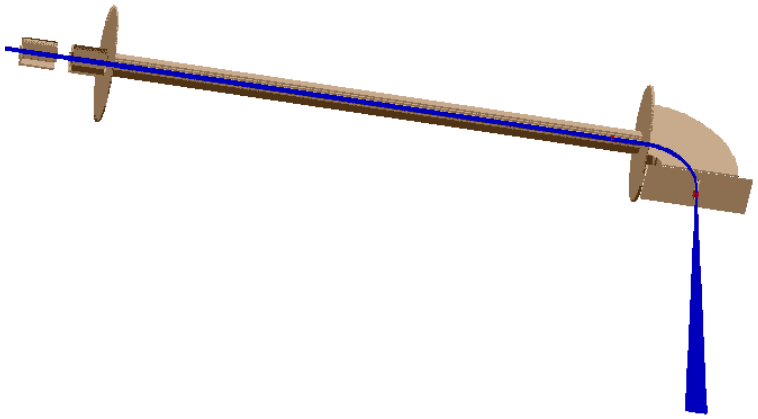


Σχημα 3.5: Τρισδιάστατη αναπαράσταση της δεξαμενής του επιταχυντή με το SIMION 8.1 [36]. Η διαφάνεια είναι αυξημένη για την εμφάνιση των εσωτερικών λεπτομερειών της [37].

3.1.1.3 Σύστημα μεταφοράς δέσμης

Είναι γενικά αναγκαίο για την δέσμη ιόντων να διατρέξει μια σχετικά μεγάλη απόσταση, αρχίζοντας από την πηγή και περνώντας μέσα από τον επιταχυντή και πάνω στο στόχο. Ο βασικός σκοπός για το σύστημα μεταφοράς της δέσμης είναι να μεταφέρει τη δέσμη από ένα σημείο του χώρου σε ένα άλλο σημείο με τη μέγιστη απόδοση. Ένας δευτερεύων σκοπός είναι να μειώσει την εκπομπή της δέσμης ευθυγραμμίζοντάς την με καθορισμένες οπές κατά μήκος της διαδρομής. Τελικά, το σύστημα μεταφοράς της δέσμης μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να μειώσει τη "μόλυνση" της δέσμης, επιλέγοντας ποια είδη επιτρέπεται να περάσουν (μείωση της διασποράς μάζας) [13].

4 Το αέριο έχει πίεση περίπου 6 *bar* [35].



Σχημα 3.6: Τρισδιάστατη αναπαράσταση της επιταχυντικής γραμμής στην περιοχή του μαγνήτη επιλογής (switcher) με το SIMION 8.1 [36, 37].

Η διατήρηση υψηλού κενού, για να μην αλληλεπιδρά η δέσμη με τα μόρια του στόχου, σε όλο το μήκος της επιταχυντικής γραμμής είναι ζωτικής σημασίας για τη σωστή λειτουργία του επιταχυντή. Στο σύστημα της Tandem χρησιμοποιούνται τεσσάρων ειδών αντλίες [35]:

- αντλία διαχύσεως λαδιού (*oil difussion pump*)
- περιστροφική αντλία (*rotary pump*)
- αντλία turbo και
- ιοντική αντλία

Το *διάφραγμα (collimator)* είναι υπεύθυνο για τη συγκέντρωση και παραλληλοποίησης της δέσμης των σωματιδίων. Συγκεκριμένα ευθυγραμμίζει τη δέσμη στη διεύθυνση που συνδέει το διάφραγμα με το θάλαμο του στόχου και μειώνει τη χωρική ενεργό διατομή της δέσμης [38].

Οι μαγνήτες έχουν έναν πολύ σημαντικό ρόλο στην Tandem, όπως και σε όλα τα επιταχυντικά συστήματα, αφού χρησιμεύουν στην καθοδήγηση και την εστίαση των ιόντων.
Οι βασικοί μαγνήτες της επιταχυντικής γραμμής είναι:

- ο *μαγνήτης επιλογής ιόντων (inflector)* μετά τις πηγές,
- ο *μαγνήτης επιλογής ενέργειας (analyser)* μετά τη δεξαμενή και,
- ο *μαγνήτης επιλογής πειραματικής γραμμής (switcher)* στο τέλος της κύριας γραμμής και πριν τους χώρους ακτινοβόλησης (Σχήμα 3.2)

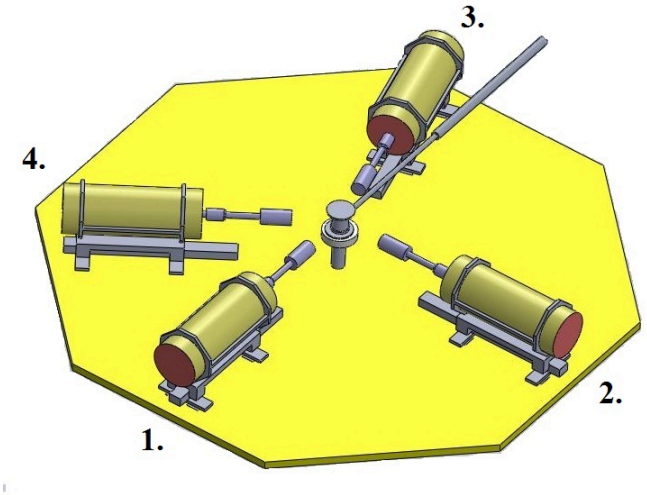
Υπάρχουν επίσης *τετραπολικοί μαγνήτες (quadrupoles)* που χρησιμεύουν για την εστίαση της δέσμης και λιγότερο για τη μετατόπισή της [35].

3.1.2 Ανιχνευτικές διατάξεις

Η δέσμη ύστερα από την παραγωγή της, την επιτάχυνσή της στη γεννήτρια Van de Graaff και την καθοδήγηση/εστίαση από τους μαγνήτες κατά μήκος της γραμμής, θα καταλήξει στην ανιχνευτική διάταξη του πειράματος. Η διάταξη βρίσκεται στην αίθουσα 2 του Σχήματος 3.2 και αποτελείται κυρίως από τη γωνιομετρική τράπεζα και τους ανιχνευτές Γερμανίου.

3.1.2.1 Γωνιομετρική Τράπεζα

Πρόκειται για βαθμονομημένη, επίπεδη οκταγωνική τράπεζα μέγιστης ακτινικής διάστασης *2.40 m*. Συνδέεται με ελεγχτή (controller) ο οποίος ελέγχει τις λειτουργίες στροφής, πέδησης και επιτάχυνσής της. Στο τραπέζι έχουν τοποθετηθεί αισθητήρες οι οποίοι επιτρέπουν τη στρέψη της τραπέζης εντός οριοθετημένου εύρους γωνιών, το οποίο ορίζεται από τις ανάγκες του πειράματος [38]. Με τη χρήση laser πραγματοποιήθηκαν η οριζοντίωση της τραπέζης και η ευθυγράμμιση του θαλάμου του στόχου. Στη τράπεζα τοποθετούνται οι ανιχνευτές γερμανίου σε γωνίες θ_i σε σχέση με την εισερχόμενη. Μια τρισδιάστατη απεικόνιση της διάταξης με τη χρήση του προγράμματος SolidWorks φαίνεται στο Σχήμα 3.7 [39].



Σχημα 3.7: Η γωνιομετρική τράπεζα. Ο ανιχνευτής 4. δεν ήταν διαθέσιμος στο παρόν πείραμα [39].

3.1.2.2 Θάλαμος σκέδασης

Ο στόχος τοποθετείται σε ένα θάλαμο κενού, ο οποίος αντιπροσωπεύει την τοποθεσία όπου θα λάβουν χώρα οι πυρηνικές αντιδράσεις. Ο ιδιαίτερος σχηματισμός του θαλάμου εξαρτάται από τον τύπο του στόχου (στόχος beamstop, στόχος μετάδοσης ή ακτινοβολούμενο δείγμα) και του ανιχνευτή (ανιχνευτής ακτίνων-γ, ανιχνευτής φορτισμένων σωματιδίων, ή μετρητής νετρονίων) που θα χρησιμοποιηθούν. Για μελέτη αντιδράσεων που προκαλούνται από φορτισμένα σωμάτια, ο θάλαμος ιονισμού πρέπει να παρέχει μια ακριβή μέτρηση του ολοκληρωμένου φορτίου της δέσμης ιόντων και ακόμα να διευκολύνει τους ανιχνευτές ακτινοβολίας. Ακόμα πρέπει να έχει κατάλληλο υλικό (συνήθως Al), και μικρό πάχος, ώστε να υπάρχει μικρή απορρόφηση. Ο θάλαμος πρέπει να βρίσκεται σε κενό $\approx 10^{-6}\ torr$ ή και μικρότερο έτσι ώστε να ελαχιστοποιηθεί η αλληλεπίδραση της δέσμης ιόντων με τα υπόλοιπα μόρια του αερίου και να μειώσει την συμπύκνωση προσμίξεων στην επιφάνεια του στόχου.

Ο θάλαμος ιονισμού αναπαριστά επίσης έναν κλωβό Faraday για να ολοκληρώνει το ρεύμα της δέσμης ιόντων. Εάν το φορτίο της δέσμης, q, είναι γνωστό, ο ολικός αριθμός των ιόντων που προσπίπτουν στον στόχο, N_i, μπορεί εύκολα να υπολογιστεί από τη σχέση $N_i = Q/(qe)$, όπου Q είναι η το ολικό συσσωρευμένο φορτίο. Το πιο σημαντικό συστηματικό σφάλμα στην ολοκλήρωση του ρεύματος της δέσμης προκύπτει από τα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια που εκπέμπονται από επιφάνειες που έχουν πετύχει τη δέσμη [19]. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιούμε τη λεγόμενη *τάση καταστολής (suppression)*.



Σχημα 3.8: Ο θάλαμος σκέδασης επάνω στη γωνιομετρική τράπεζα. Διακρίνονται οι τέσσερις ανιχνευτές HPGe που χρησιμοποιήθηκαν στο πείραμα.

3.1.2.3 Τάση καταστολής

Πρόκειται για εφαρμογή τάσης στη διάταξη (για τις ανάγκες του πειράματος χρησιμοποιούμε τάση V=-300 V), η οποία απωθεί τα ηλεκτρόνια που δημιουργούνται κατά τη πρόσπτωση της δέσμης στο στόχο μακριά από την περιοχή μετρήσεων και επομένως αφαιρεί το επιπλέον ρεύμα, το οποίο θα αλλοίωνε τις μετρήσεις εάν καταμετρούνταν από τους ανιχνευτές [38].

3.1.2.4 Ανιχνευτές

Για τη λήψη δεδομένων χρησιμοποιήθηκαν τρεις ανιχνευτές γερμανίου υψηλής καθαρότητας (HPGe[5]) σχετικής απόδοσης 100%. Στη διάταξη, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.9 υπαρχει και ένας τέταρτος ανιχνευτής ο οποίος δεν ήταν διαθέσιμος για λήψη δεδομένων.

Οι ανιχνευτές γερμανίου είναι *ημιαγωγικοί* δίοδοι με δομή p-i-n στην οποία η εγγενής (I) περιοχή είναι ευαίσθητη στην ιονίζουσα ακτινοβολία, ειδικά στις ακτίνες X και γ [40]. Χρησιμοποιούνται ευρέως στην φασματοσκοπία-γ για τους εξής λόγους:

- μπορούν να κατασκευαστούν υπερ-καθαροί και συνεπώς μπορούν να απεμπλουτιστούν μεγάλοι κρύσταλλοι,
- το γερμάνιο έχει υψηλό Z (32) σε σύγκριση με ένα άλλο ευρέως χρησιμοποιούμενο ημιαγωγικό στοιχείο, το πυρίτιο (14), και συνεπώς μεγαλύτερη ενεργό διατομή για φωτοηλεκτρική απορρόφηση[6],
- έχουν πολύ καλύτερη ενεργειακή ανάλυση, σε σύγκριση με τους ανιχνευτές σπινθηρισμού, λόγω της χαμηλής ενέργειας ιονισμού ($3\ eV$) [41].

Λόγω του μικρού εύρους ζώνης ($0.75\ eV$), η λειτουργία σε θερμοκρασία δωματίου για οποιοδήποτε τύπο ανιχνευτή γερμανίου είναι αδύνατη λόγω του μεγάλου θερμικά επαγώμενου ρεύματος διαρροής που θα προκληθεί. Αντ'αυτού, οι ανιχνευτές γερμανίου πρέπει να ψύχονται για να μειώσουν το ρεύμα διαρροής σε σημείο τέτοιο, ώστε ο σχετικός θόρυβος να μην φθείρει την τέλεια ενεργειακή τους ανάλυση. Συνήθως, η θερμοκρασία μειώνεται στους $77\ K$ μέσω της χρήσης ενός μονωμένου dewar στο οποίο ένα δοχείο με υγρό άζωτο (LN_2), χωρητικότητας περίπου 30 λίτρων, φυλάσσεται σε θερμική επαφή με τον ανιχνευτή [42].

5 HP εκ του High Purity, ημιαγωγός τύπου-n.
6 Θυμίζουμε ότι η ενεργός διατομή για φωτοηλεκτρική απορρόφηση είναι ανάλογη του Z^4.



Σχημα 3.9: Η πειραματική διάταξη στο "Δημόκριτο". Ο ανιχνευτής 4. δεν ήταν διαθέσιμος στο παρόν πείραμα.

Οι ανιχνευτές είναι αρχικά τοποθετημένοι σε τρια σημεία πάνω στη γωνιομετρική τράπεζα: στις 0^o, 90^o και στις -15^o σε σχέση με την εισερχόμενη δέσμη, και κινούνται *μόνο 15 μοίρες αριστερόστροφα*[7]. Είναι επίσης τοποθετημένοι πάνω σε ένα πλαίσιο, με τη βοήθεια του οποίου μπορούν να κινηθούν οριζόντια και κατακόρυφα, κάνοντας έτσι πιο εύκολο τον έλεγχό τους.[8]

	1ος	**2ος**	**3ος**
Σειριακός Αριθμός (S/N)	7765	35-N40694A	33-N40483A
Αρχική Γωνία	0^o	90^o	-15^o
Τάση Λειτουργίας (V)	-3500 $\pm$ 1	-4500 $\pm$ 1	-3500 $\pm$ 1
Κωδικός	L1	L2	L3
Απόσταση από το στόχο (cm)	36.0	30.0	30.0
Διάμετρος Κρυστάλλου (cm)	9.0	9.0	9.0
Μήκος Κρυστάλλου (cm)	17.8	17.8	17.8

Πινακας 3.1: Χαρακτηριστικά Ανιχνευτών

Ημερομηνίες αναπλήρωσης των ανιχνευτών HPGe με LN_2
30.01.2014
31.01.2014
03.02.2014
06.02.2014

Πινακας 3.2: Ημερομηνίες αναπλήρωσης ανιχνευτών HPGe με LN_2

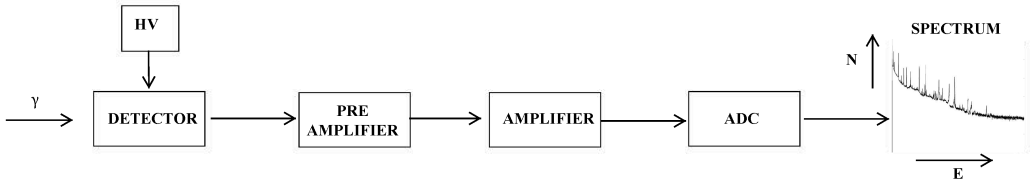
7 Οι 15 μοίρες είναι η επιλογή των διακοπτών πέδησης. Θεωρητικά όλες οι γωνίες είναι εφικτές.

8 Η διαδικασία "φόρτισης" των ανιχνευτών πριν την έναρξη των μετρήσεων είναι η εξής: Αρχικά βάζουμε τάση 100 V και συνεχίζουμε με 500 V, 1000 V μέχρι να φτάσουμε στις επιθυμητές τάσεις λειτουργίας. (Ο ρυθμός αύξησης της τάσης ήταν σε κάθε περίπτωση 1 V/s και ελεγχόταν μέσω H/Y).

3.1.3 Ηλεκτρονικά και λήψη δεδομένων

Οι ανιχνευτές που αναφέραμε παραπάνω συλλέγουν την ακτινοβολία γ ή X και την μετατρέπουν σε ηλεκτρικό σήμα. Αυτό το σήμα πρέπει να μεταφερθεί μέσω ηλεκτρικών οργάνων σε έναν Η/Υ, όπου και θα γίνει η επεξεργασία του φάσματος. Ο στόχος της μεταφοράς σήματος είναι διττός: 1) να μεταφερθεί το σήμα από το σημείο Α στο σημείο Β και 2) να διατηρηθεί η πληροφορία στο σήμα. Το ηλεκτρικό σήμα από τον ανιχνευτή θα περάσει μέσα από τα ακόλουθα όργανα, για τα οποία θα συζητήσουμε παρακάτω:

- προενισχυτής (pre-amplifier)
- ενισχυτής (amplifier)
- διευκρινιστής (discriminator)
- μετατροπέας αναλογικού σήματος σε ψηφιακό (ADC)
- ηλεκτρονικός υπολογιστής (on-line computer)



Σχημα 3.10: Διάγραμμα της ηλεκτρονικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκε στο "Δημόκριτο". Διακρίνεται η τάση λειτουργίας του ανιχνευτή (HV), ο ανιχνευτής (detector), ο προενισχυτής (pre-amplifier), ο ενισχυτής (amplifier) και ο μετατροπέας αναλογικού σήματος σε ψηφιακό (ADC).

3.1.3.1 Προενισχυτής

Η βασική λειτουργία του προενισχυτή είναι να ενισχύει ασθενή σήματα από τον ανιχνευτή και να τα οδηγήσει μέσω του καλωδίου που συνδέει τον προενισχυτή με την υπόλοιπη διάταξη. Την ίδια στιγμή, πρέπει να προσθέτει το λιγότερο δυνατό θόρυβο. Εφόσον το εισαγόμενο σήμα στον προενισχυτή είναι γενικά ασθενές, οι προενισχυτές συνήθως τοποθετούνται όσο το δυνατόν πιο κοντά στον ανιχνευτή, έτσι ώστε να μειώθεί το μήκος του καλωδίου. Με αυτόν τον τρόπο μειώνονται τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία που δεν προέχονται από το πείραμα, και ελαχιστοποιείται η χωρητικότητα των καλωδίων, η οποία μειώνει τον λόγο σήματος/θορύβου [43].

3.1.3.2 Ενισχυτής

Ο ενισχυτής υπηρετεί δυο κύριους σκοπούς:

- να ενισχύσει το σήμα από τον προενισχυτή, και
- να τον διαμορφώσει σε κατάλληλη μορφή για περαιτέρω επεξεργασία.

Και στις δυο περιπτώσεις, ο ενισχυτής πρέπει πάντα να διατηρεί την πληροφορία που μας ενδιαφέρει. Εάν απαιτούνται πληροφορίες για το ύψος των παλμών, πρέπει να διατηρηθεί μια αυστηρά αναλογική σχέση μεταξύ πλατών εισόδου-εξόδου (γραμμικός ενισχυτής).

Για φασματοσκοπικούς ενισχυτές ένας από τους πιο σημαντικούς παράγοντες είναι ο χρόνος διαμόρφωσης του παλμού (pulse shaping time). Γενικά ο παλμός από τον προενισχυτή μπορεί να χαρακτηριστεί από ένα εκθετικό με μακριά "ουρά" που διαρκεί από μερικά τ= μs έως $100\ \mu s$. Το πλάτος του παλμού είναι ανάλογο με την ενέργεια. Εάν ένα δεύτερο σήμα φθάσει μέσα στον χρόνο τ, θα "ανέβει στην ουρά" του πρώτου και το πλάτος του θα αυξηθεί. Συνεπώς η ενεργειακή πληροφορία του δεύτερου παλμού θα αλλοιωθεί. Αυτό είναι γνωστό ως *pile-up*. Για να αποφύγουμε αυτό το φαινόμενο, πρέπει να περιορίσουμε τον ρυθμό καταγραφής σε λιγότερο από 1/τ γεγονοτα/s ή να μειώσουμε την ουρά με επανασχηματισμό. Η τελευταία είναι, φυσικά, η προτιμότερη επιλογή. Για τους ενισχυτές που χρησιμοποιήθηκαν στην πειραματική μας μελέτη, οι ρυθμίσεις δίνονται στον Πίνακα 3.3.

Ένας δεύτερος λόγος για σχηματισμό παλμού είναι η βελτιστοποίηση του λόγου σήματος-θορύβου (*Signal to Noise Ratio*). Για δεδομένο φάσμα θορύβου, συνήθως υπάρχει ένα βέλτιστο σχήμα παλμού κατά το οποίο το σήμα αλλοιώνεται λιγότερο από αυτόν [43].

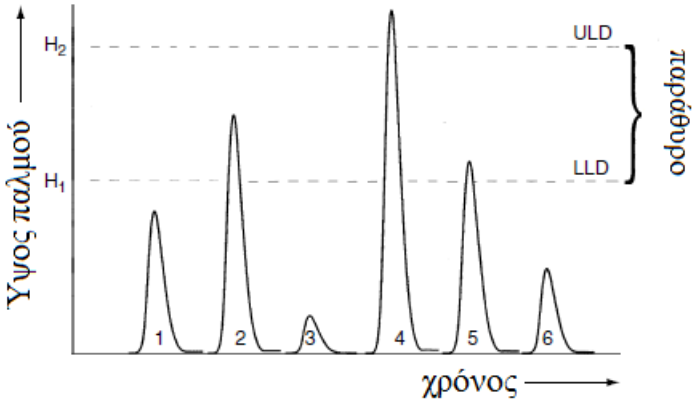
Σύμφωνα με τον αρχικό σχεδιασμό του πειράματος, θα χρησιμοποιούσαμε έξι ενισχυτές, δηλαδή δυο για κάθε ανιχνευτή. Τρεις θα αξιοποιούνταν για μελέτη φασμάτων στις ενέργειες $E < 3\ MeV$ (*high gain*) και τρεις για μελέτη φασμάτων στις ενέργειες $E > 12MeV$ (*low gain*). Τελικά στο πείραμα χρησιμοποιήθηκαν μόνο οι ενισχυτές high gain (L1, L2 και L3 του πίνακα 3.3).

Γραμμή	Μοντέλο	Coarse Gain	Shaping Time (μs)
L1	Canberra 2022	100	2
L2	Spectroscopy Amplifier N968	500	2
L3	Canberra 2022	30	2
L5	Spectroscopy Amplifier N968	20	2
L6	Spectroscopy Amplifier N968	20	2
L7	Spectroscopy Amplifier N968	20	2

Πινακας 3.3: Χαρακτηριστικά ενισχυτών

3.1.3.3 Διευκρινιστής

Ο διευκρινιστής είναι μια συσκευή που αποκρίνεται μόνο σε σήματα εισόδου με ύψος παλμού μεγαλύτερο από μια συγκεκριμένη τιμή κατωφλίου. Εάν ικανοποιείται αυτό το κριτήριο, ο διευκρινιστής αποκρίνεται εκπέμποντας ένα λογικό σήμα, αν όχι, δεν υπάρχει απόκριση. Η τιμή του κατωφλίου μπορεί εύκολα να ρυθμιστεί με χρήση ειδικού κοχλία στον πίνακα ελέγχου του.



Σχημα 3.11: Ένας μονοκάναλος αναλυτής με άνω και κάτω διευκρινιστικά επίπεδα ορίζει ένα "παράθυρο" [44].

Η πιο κοινή χρήση του διευκρινιστή είναι να φράξει τα χαμηλά πλάτη λόγω θορύβου από ανιχνευτές. Οι "καλοί" παλμοί, που πρέπει κατ'αρχήν να είναι αρκετά μεγάλοι για να ενεργοποιήσουν τον διευκρινιστή, μετατρέπονται σε λογικούς παλμούς για περαιτέρω επεξεργασία από τα ηλεκτρονικά που ακολουθούν. Σε αυτό τον ρόλο, ο διευκρινιστής είναι κατ'ουσίαν ένας απλός μετατροπέας αναλογικού σήματος σε ψηφιακό [43].

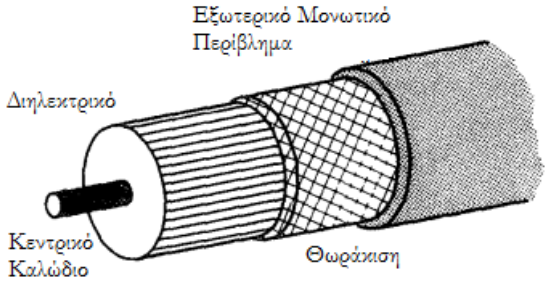
3.1.3.4 Μετατροπέας αναλογικού σε ψηφιακό (ADC)

Το ADC είναι μια συσκευή που μετατρέπει την πληροφορία που εμπεριέχεται σε ένα αναλογικό σήμα στην ισοδύναμη ψηφιακή μορφή. Αυτό το όργανο είναι ο βασικός σύνδεσμος μεταξύ αναλογικών και ψηφιακών ηλεκτρονικών [43]. Το πιο σημαντικό μέγεθος που καθορίζει ένα ADC είναι η *ανάλυσή* του (ADC resolution), που εκφράζει το συνολικό αριθμό διαθέσιμων καναλιών σε αυτό. Περισσότερα διαθέσιμα κανάλια μας παρέχουν καλύτερη ψηφιοποίηση και συνεπώς υψηλότερη ανάλυση [43]. Διαφέρει από μοντέλο σε μοντέλο, αλλά σε πολυκάναλους αναλυτές (MCA) για συστήματα γερμανίου ενσωματώνονται 16k (16.384), 8k (8192) και 4k (4096) κανάλια ADC [44]. Στο πείραμά μας χρησιμοποιήθηκαν 4k κανάλια.

Για να μην αλλοιωθεί η πληροφορία στο σήμα και να μεταδοθεί στον κεντρικό υπολογιστή πρέπει να χρησιμοποιηθούν τα κατάλληλα *καλώδια*.

3.1.3.5 Καλώδια

Στα πυρηνικά ηλεκτρονικά, η πρότυπη γραμμή μετάδοσης δεδομένων είναι το ομοαξονικό καλώδιο. Αυτά τα καλώδια προσφέρουν αρκετά πλεονεκτήματα σε αντίθεση με άλλα σχέδια. Η βασική γεωμετρία ενός ομοαξονικού καλωδίου μετάδοσης αποτελείται από δυο ομόκεντρους κυλινδρικούς αγωγούς που χωρίζονται από ένα διηλεκτρικό υλικό. Μια τομή ενός τυπικού καλωδίου που δείχνει την κατασκευή του απεικονίζεται στο Σχήμα 3.12. Ο εξωτερικός κύλινδρος, ο οποίος μεταφέρει το ρεύμα, είναι συνήθως κατασκευασμένος από υπό τη μορφή πλεκτού σύρματος, ενώ το διηλεκτρικό υλικό είναι συνήθως πολυαιθυλενικό πλαστικό ή τεφλόν, παρά το γεγονός ότι χρησιμοποιούνται και άλλα υλικά. Ολόκληρο το καλώδιο είναι προφυλαγμένο από ένα πλαστικό περίβλημα. Ένα πλεονέκτημα αυτού του κατασκευαστικού τύπου είναι ότι ο εξωτερικός κυλινδρικός αγωγός, εκτός από τη λειτουργία του ως γείωση, θωρακίζει το κεντρικό καλώδιο από τυχαία ηλεκτρομαγνητικά πεδία [43].



Σχημα 3.12: Πλάγια τομή του ομοαξονικού καλωδίου [42].

Για να συνδεθούν τα καλώδια με όλες τις συσκευές που αναφέραμε παραπάνω χρειάζεται ειδικά *βύσματα*. Αυτή η σύνδεση επιτυγχάνεται με τα βύσματα τύπου BNC[9]. Τα BNC χρησιμοποιούνται για συχνότητες μικρότερες από 4 GHz και για τάσεις μικρότερες από 500 V [45].

3.1.3.6 Υπολογιστής λήψης δεδομένων (DAQ)

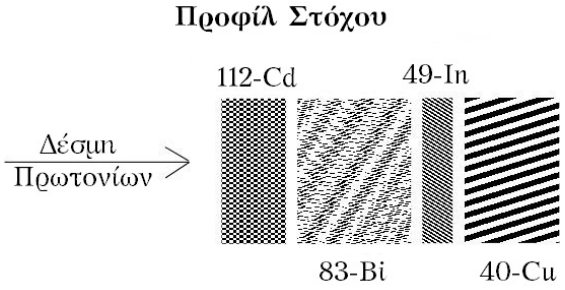
Το διαμορφωμένο ηλεκτρικό σήμα τελικά καταλήγει στον ηλεκτρονικό υπολογιστή που είναι υπεύθυνος για τη λήψη δεδομένων (DAQ on-line computer). Τα ADC συνδέονται με τον υπολογιστή λήψης δεδομένων μέσω ενός πολυπαραμετρικού συστήματος MPA-3, το οποίο ελέγχεται στον υπολογιστή από το πρόγραμμα MPA-NT [46]. Τα φάσματα που λάβαμε επεξεργάστηκαν με το λογισμικό *XSA*[10][47].

3.1.4 Στόχος

Ο στόχος που ακτινοβολήθηκε στα πλαίσια του πειράματος αποτελείται από:

Εμπρόσθιο φύλλο καδμίου (^{112}Cd), 99.7% εμπλουτισμένο και ισοδύναμου πάχους $1.2\ mg/cm^2$ και οπίσθια φύλλα:

- $^{nat}_{83}$Bi ισοδύναμου πάχους $40\ mg/cm^2$
- $^{nat}_{49}$In ισοδύναμου πάχους $1\ mg/cm^2$ και
- $^{nat}_{29}$Cu ισοδύναμου πάχους $18\ mg/cm^2$



Σχημα 3.13: Προφίλ του στόχου [38].

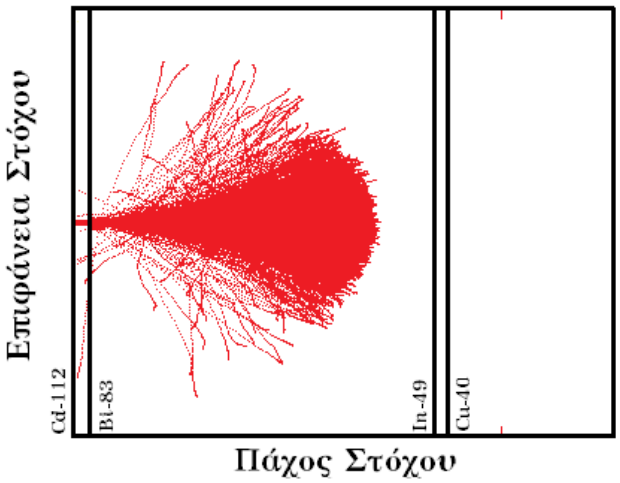
Ο στόχος τοποθετήθηκε σε πλαίσιο (frame) για να εισαχθεί στον θάλαμο σκέδασης (chamber), όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.13.

9 Υπάρχουν δυο εκδοχές για τα αρχικά του ονόματος αυτού. Η πρώτη είναι "British Naval Connector" και η δεύτερη "Bayonet Neil-Concelman" από τα ονόματα των κατασκευαστών της.

10 Περισσότερα για το λογισμικό που χρησιμοποιήθηκε στο Παράρτημα Α΄.

Αξίζει να σημειώσουμε ότι ο συγκεκριμένος στόχος έχει ακτινοβοληθεί ξανά, στα πλαίσια πειράματος της διπλωματικής εργασίας [38, 48]. Συνεπώς τα προαναφερθέντα ισοδύναμα πάχη είναι πιθανόν να έχουν απόκλιση από τα πραγματικά. Τη λύση σε αυτό το πρόβλημα μπορεί να μας δώσει μια ανάλυση του στόχου μέσω φασματομετρίας οπισθοσκέδασης Rutherford (Rutherford Backscattering Spectrometry - RBS). Μια τέτοια ανάλυση βρίσκεται σε εξέλιξη από την Κ. Τσαμπά [49].

Παρόλα αυτά, η πρόοδος της τεχνολογίας, και συγκεκριμένα της επιστήμης των υπολογιστών, μας δίνει τη δυνατότητα να πραγματοποιήσουμε *προσομοιώσεις*, οι οποίες μπορούν να μας δώσουν σημαντικές πληροφορίες για το στόχο. Τυπική εικόνα της δέσμης μέσα στο στόχο παρουσιάζουμε στα Σχήματα (3.14 και 3.15), όπου απεικονίζονται προσομοιώσεις Monte Carlo της πορείας μιας δέσμης πρωτονίων στον στόχο για τη μεγαλύτερη από τις ενέργειες λειτουργίας του πειράματος που έγινε με τον κώδικα SRIM2013 [50].

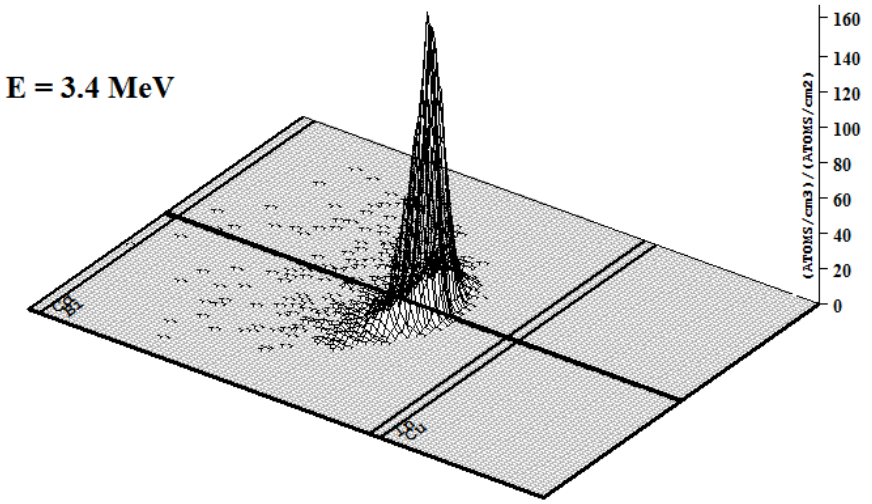


Σχημα 3.14: Προσομοίωση διέλευσης 10000 πρωτονίων ενέργειας E= 3.4 MeV από τον στόχο του πειράματος με τη βοήθεια του κώδικα SRIM2013.

Η δέσμη, σύμφωνα με τις προσομοιώσεις, για τις ενέργειες $2.8MeV \leq E \leq 3.4MeV$ καταλήγει στο υπόστρωμα Bi, όπως φαίνεται και στα παραπάνω σχήματα.

Ένα πολύ σημαντικό στοιχείο, που θα αξιοποιηθεί σε υπολογισμούς στη συνέχεια της εργασίας, είναι ότι το πλαίσιο του στόχου τοποθετήθηκε σε γωνία 30^o από τη δέσμη, τόσο για να αυξηθεί η ενεργός περιοχή που προσκρούει η δέσμη πρωτονίων, όσο και για να δώσουμε τη δυνατότητα στον ανιχνευτή που βρίσκεται στις 90^o να καταράφει γεγονότα. Συνεπώς το *διαφορικό πάχος* του στόχου θα είναι:

$$\text{πάχος/sin(30)= 120.4 } mg/cm^3$$



Σχημα 3.15: Τρισδιάστατη προσομοίωση διέλευσης 10000 πρωτονίων ενέργειας E= 3.4 MeV από τον στόχο του πειράματος με τη βοήθεια του κώδικα SRIM2013.



Σχημα 3.16: Φωτογραφία του πλαισίου του στόχου πριν την ακτινοβόληση. Από πάνω διακρίνονται: θερμικό χαρτί για εντοπισμό της δέσμης, στόχος, φύλλο αλουμινίου για βαθμονόμηση.

3.2 Λήψη Δεδομένων

3.2.1 Τεχνικές μετρήσεων

Η λήψη των μετρήσεων στο πείραμα της παρούσας εργασίας πραγματοποιήθηκε με δυο τεχνικές: την in-beam μέθοδο, και τη μέθοδο ενεργοποίησης.

3.2.1.1 In-beam μέθοδος

Εφόσον τα προϊόντα των πυρηνικών αντιδράσεων γενικά παράγονται σε διεγερμένες καταστάσεις, οι in-beam μετρήσεις των ακτίνων-γ μπορούν να συνεισφέρουν σημαντικά στην πυρηνική φασματοσκοπία. Τα επίπεδα που επιτυγχάνονται στις πυρηνικές αντιδράσεις δεν είναι απαραίτητα ίδια με αυτά από μια ραδιενεργή αποδιέγερση (αν και υπάρχει συνήθως μια επικάλυψη), έτσι η in-beam φασματοσκοπία και η φασματοσκοπία ραδιενεργών αποδιεγέρσεων αλληλοσυμπληρώνονται [51].

Στην in-beam μέθοδο έχουμε ακτινοβόληση του στόχου με την παροχή δέσμης και ταυτόχρονη λήψη των φασμάτων αποδιέγερσης. Οι περισσότερες από τις κορυφές ενδιαφέροντος του ^{113}In έχουν χρόνους ημιζωής της τάξης των *ps (*10^{-12} *s)* οπότε οι αποδιεγέρσεις είναι πολύ γρήγορες. Ο χρόνος ακτινοβόλησης του στόχου ήταν σχετικά μεγάλος (όπως φαίνεται στον Πίνακα 3.4), για να υπάρχει η βέλτιστη στατιστική στα φάσματα που λαμβάνουμε.

3.2.1.2 Μέθοδος ενεργοποίησης

Βασίζεται στον σχηματισμό ραδιενεργών ισοτόπων ως καθαρό αποτέλεσμα των αντιδράσεων μεταξύ πυρηνικών σωματίων και ισοτόπων των στοιχείων που μας ενδιαφέρουν. Αυτά τα ισότοπα μετασχηματίζονται σε διαφορετικά ισότοπα είτε του ίδιου είτε διαφορετικού στοιχείου. Υπάρχουν πολλές πυρηνικές αντιδράσεις οι οποίες, θεωρητικά, μπορούν να χρησιμοποιηθούν γι᾽αυτό το σκοπό. Ωστόσο μόνο μερικές από αυτές τις αντιδράσεις έχουν πρακτικό ενδιαφέρον. Στις περισσότερες περιπτώσεις, χρησιμοποιούνται αντιδράσεις δυο σωματίων. Ένα σωμάτιο είναι το αντιδραστήριο και το άλλο το προϊόν [52].

Η μέθοδος της ενεργοποίησης (activation method) έπαιται της in-beam αφού έχουν ενεργοποιηθεί οι δυνατές αποδιεγέρσεις του συστήματος και πραγματοποιείται χωρίς ακτινοβόληση του στόχου. Στην περίπτωσή μας, αξιοποιείται για τη μελέτη των αποδιεγέρσεων που καταλήγουν στην ισομερή κορυφή 392 keV του ^{113}In (Σχήμα 4.7). Η συγκεκριμένη κορυφή, λόγω του μεγάλου χρόνου ημιζωής της ($t_{1/2} = 99.476\ m$), είναι δύσκολο[11] να εμφανιστεί στα φάσματα που λαμβάνουμε στην in-beam μέθοδο. Για το λόγο αυτό, λαμβάνουμε μετρήσεις για περίπου 3 χρόνους

11 Σε σύγκριση με τις υπόλοιπες κορυφές ενδιαφέροντος, ο χρόνος ημιζωής της είναι 10^{15} φορές μεγαλύτερος. Αν φανταστούμε τις κορυφές ως πηγάδια που γεμίζουν με νερό, η κορυφή των 392 keV είναι σαν μια μεγάλη λίμνη, και οι υπόλοιπες κορυφές απλά μπουκάλια!

ημιζωής[12] της ισομερούς κορυφής ($\approx 300\ m$). Όλες οι μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν στη διάρκεια της πειραματικής διαδικασίας δίνονται στον παρακάτω πίνακα.

$$^{112}Cd + \ p \rightarrow ^{113m}\ In$$

$$^{113m}In \rightarrow ^{113}\ In\ , E_{\gamma}(IT) = 392\ keV$$

12 Η αποδιέγερση ακολουθεί έναν εκθετικό νόμο $I = I_0 e^{\lambda t}$, οπότε σε 3 χρόνους ημιζωής έχει ολοκληρωθεί περίπου το 95% του φαινομένου.

Date	Starting Time	Stopping Time	Energy (keV)	Scale (nA)	Intensity (enA)	Pulses	File name	Comments
03.02.2014	19:00	20:00	3400	200	1ˆ00	140084	3400_setA_run1.mpa	
03.02.2014	20:00	01:00	-	-	-	-	392_overnight	
04.02.2014	12:39	13:45	3400	200	150	300000	3400_setA_42run1.mpa	
04.02.2014	13:46	15:49	3400	600	200	205029	3400_setA_42run2.mpa	
04.02.2014	15:57	18:48	3400	600	200	301244	3400_setB_42_run1.mpa	Γυρίσαμε το τραπέζι σε set B (15,105,150).
04.02.2014							392_overnight2.mpa	Επιστρέψαμε το τραπέζι σε set A (0,90,165).
05.02.2014	11:05	13:45	2800	200	100	400807	2800_setA_52run1.mpa	
05.02.2014	13:50	16:50	2800	200	100	400443	2800_setB_52run1.mpa	Γυρίσαμε το τραπέζι σε set B (15,105,150).
05.02.2014	16:51	19:27	2800	200	100	352082	2800_setB_52run2.mpa	
05.02.2014							392_overnight3.mpa	Επιστρέψαμε το τραπέζι σε set A (0,90,165).
06.02.2014	10:12	13:10	2800	600	200	213645	2800_setA_62run1.mpa	
06.02.2014	13:11	14:08	2800	600	150	90047	2800_setA_62run2.mpa	
06.02.2014	14:10	19:30					392_overnight4.mpa	Τέλος για την ενέργεια 2.8 MeV.
07.02.2014	10:26	11:54	3000	200	150	301125	3000_setA_72run1.mpa	
07.02.2014	11:54	14:35	3000	600	200	299985	3000_setA_72run2.mpa	Γυρίσαμε το τραπέζι σε set B (15,105,150).
07.02.2014	14:55	16:26	3000	600	300	230311	3000_setB_72run1.mpa	Gain shift στον 90. Το run σταμάτησε λόγω διπλοκορυφών.
07.02.2014	16:28	16:51	3000	600	300	51528	3000_setB_72run2.mpa	Ξανά διπλοκορυφές .
07.02.2014	17:05	18:29	3000	600	300	200026	3000_setB_72run3.mpa	Αλλαγή ενισχυτή
07.02.2014							392_overnight5.mpa	Ο υπολογιστής λήψης δεδομένων βρέθηκε κλειστός.

Πινακας 3.4: Συγκεντρωτικός πίνακας πειραματικών μετρήσεων.

Κεφάλαιο 4

Ανάλυση Δεδομένων και Αποτελέσματα

Αν το πείραμά σας χρειάζεται στατιστική, θα έπρεπε να είχατε σχεδιάσει ένα καλύτερο πείραμα.[1]
-Ernest Rutherford

4.1 Μέθοδος Ανάλυσης Δεδομένων

Οι υπολογισμοί για τις γωνιακές κατανομές και τις ενεργές διατομές που θα αναλυθούν στη συνέχεια του κεφαλαίου προέκυψαν από φάσματα που λάβαμε από πείραμα που πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο του επιταχυντή Tandem του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος". Η αντίδραση που μελετήθηκε ήταν η ^{112}Cd(p,γ)^{113}In[2]. Προτού προχωρήσουμε όμως στην ανάλυση των δεδομένων, είναι απαραίτητο να πραγματοποιηθούν δυο υπολογισμοί: η ενεργειακή βαθμονόμηση των φασμάτων και η απόδοση των ανιχνευτών HPGe. Για τους παραπάνω υπολογισμούς χρησιμοποιήσαμε μια ραδιενεργή πηγή ^{152}Eu, της οποίας τα βασικά χαρακτηριστικά παρουσιάζονται στον Πίνακα 4.1.

4.1.1 Ενεργειακή βαθμονόμηση των φασμάτων

Το αντικείμενο της ενεργειακής βαθμονόμησης είναι να εξάγουμε μια σχέση μεταξύ της θέσης μια κορυφής στο φάσμα και της αντίστοιχης ενέργειας της ακτίνας-γ.

1 Χωρίς πηγή.
2 Περισσότερα για την αντίδραση στην Παράγραφο 4.2.1.

Αυτό συνήθως πραγματοποιείται πριν την μέτρηση, έστω και σε προκαταρκτικό επίπεδο, αλλά συνήθως τα προγράμματα ανάλυσης φασμάτων περιέχουν περισσότερες εξελιγμένες επιλογές βαθμονόμησης.

Η ενεργειακή βαθμονόμηση επιτυγχάνεται μετρώντας το φάσμα μια πηγής με γνωστές ενέργειες και συγκρίνοντας τη μετρούμενη θέση της κορυφής με την ενέργεια. Δεν έχει σημασία εάν η πηγή περιέχει ένα ή περισσότερα ισότοπα [44]. Όπως αναφέραμε και παραπάνω, χρησιμοποιήσαμε μια πηγή ^{152}Eu (Πίνακας 4.1) για τη διαδικασία της ενεργειακής βαθμονόμησης.

Ευρώπιο ^{152}Eu
Αρχική ενεργότητα της πηγής : $A_0 = 211 \ \pm \ 3 \ kBq$
Ενεργότητα της πηγής κατά τη διεξαγωγή του πειράματος: $A = 180 \ \pm 3 \ kBq$
Ημερομηνία κατασκευής της πηγής : 01.01.2011 (00:00 CET)
Χρόνος ημιζωής Eu-152 : $t_{1/2} = 13.537 \ yr$

Πινακας 4.1: Χαρακτηριστικά της πηγής ^{152}Eu.

Ενέργεια (keV)	**Σχ. Πιθανότητα (%)**	**Ενέργεια (keV)**	**Σχ. Πιθανότητα (%)**
244.70	7.58	719.35	0.28
295.93	0.45	778.90	12.94
344.28	26.5	810.45	0.32
367.79	0.86	841.57	0.17
411.12	2.23	867.38	4.25
443.97	2.82	964.08	14.61
488.68	0.42	1005.27	0.65
563.99	0.49	1085.87	10.21
586.26	0.46	1112.07	13.64
688.67	0.86	1212.95	1.42
		1408.01	21.01

Πινακας 4.2: Κορυφές της πηγής ^{152}Eu και οι σχετικές τους πιθανότητες.

Ύστερα από την ανάλυση των κορυφών, με δεδομένα από το NUDAT2 [1] (Πίνακας 4.2), σχεδιάσαμε το Γράφημα 4.1 και προσαρμόσαμε τα δεδομένα σε ένα πολυώνυμο δευτέρου βαθμού:

$$E(keV) = I(keV) + G \times C(channel) + F \times C^2(channel) \tag{4.1}$$

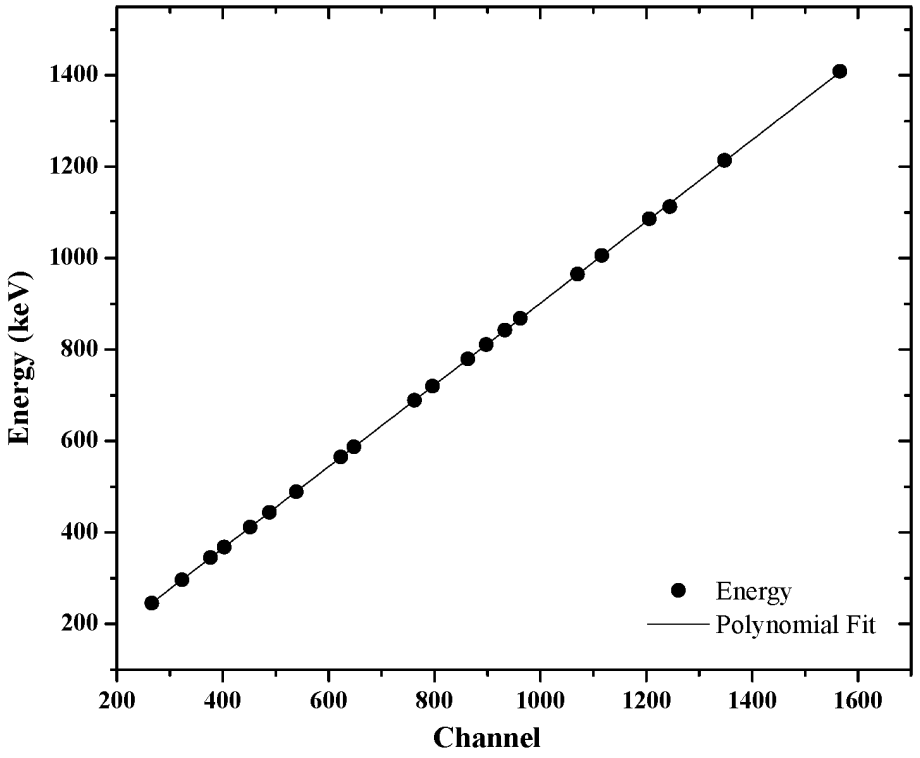
όπου:

- E: η ενέγεια της κορυφής σε keV,
- I: η τομή της καμπύλης με τον άξονα της ενέργειας σε keV,
- G: η κλίση της καμπύλης,
- C: το κανάλι μέτρησης στο φάσμα και
- F: η καμπυλότητα της παραβολής.

Η προσαρμογή της παραπάνω καμπύλης μας έδωσε τα εξής αποτελέσματα:

$$I = (7.994 \pm 2.277)\ keV$$
$$G = (0.894 \pm 0.005)\ keV/channel$$
$$F = (-0.376 \pm 3.305) \times 10^{-6}\ keV/channel^2$$

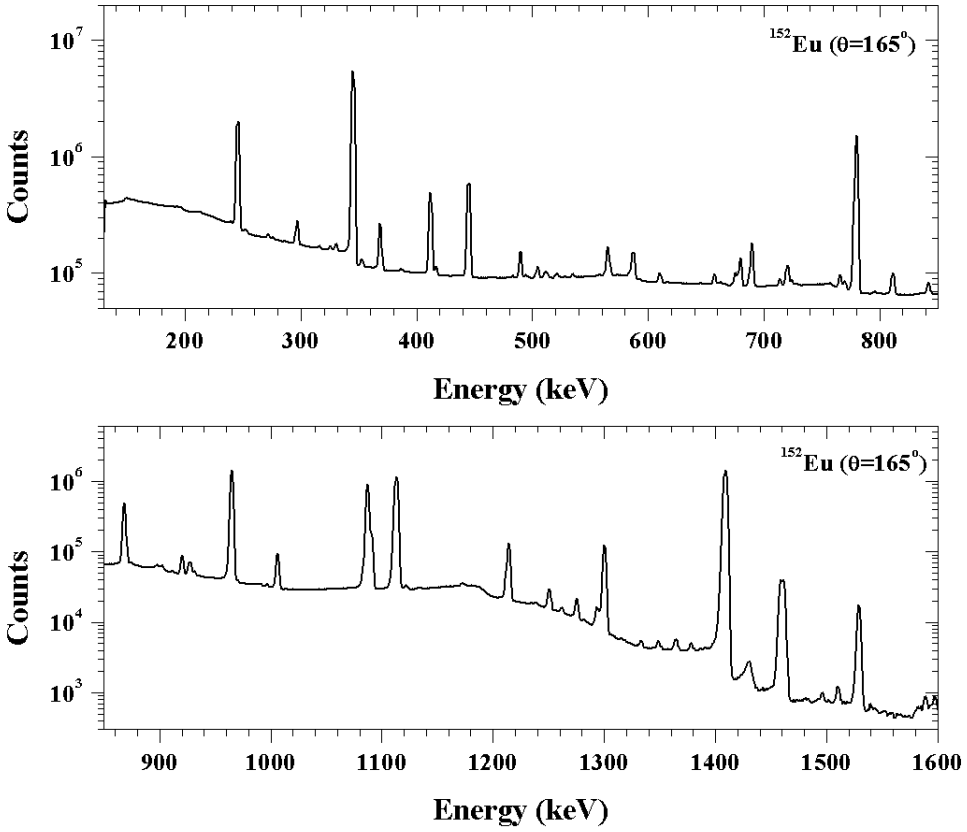
Η τιμή του συντελεστή F είναι πολύ μικρότερη σε σύγκριση με το γραμμικό G, συνεπώς ο ενισχυτής μας παρουσιάζει γραμμική συμπεριφορά.



Σχημα 4.1: Ενεργειακή βαθμονόμηση με χρήση πηγής ^{152}Eu. Χρησιμοποιήθηκαν 21 κορυφές και τα δεδομένα προσεγγίστηκαν με προσαρμογή πολυωνύμου δευτέρου βαθμού. Τα πειραματικά σφάλματα είναι μικρότερα από το μέγεθος της κουκίδας.

4.1.2 Απόδοση Ανιχνευτών

Όλοι οι ανιχνευτές ακτινοβολίας θα έπρεπε, κατ'αρχήν, να δημιουργούν έναν παλμό για κάθε κβάντο ακτινοβολίας που αλληλεπιδρά μέσα στον ενεργό τους όγκο. Για στοιχειώδη φορτισμένη ακτινοβολία όπως τα σωμάτια α και β, θα πραγματοποιηθεί αλληλεπίδραση με τη μορφή ιονισμού ή διέγερσης αμέσως μετά την είσοδο του σωματίου στον ενεργό όγκο. Αφού διανύσει ένα μικρό μέρος του εύρους του, ένα τυπικό σωμάτιο θα σχηματίσει αρκετά ζεύγη ιόντων κατά μήκος της διαδρομής του για να διασφαλίσει ότι ο παλμός που θα προκύψει θα είναι αρκετά μεγάλος για να καταγραφεί. Έτσι, είναι συχνά εύκολο να υπάρξει μια κατάσταση όπου κάθε σωμάτιο α ή β που εισέρχεται στον ενεργό όγκο να καταγράφεται. Υπό αυτές τις συνθήκες, ο ανιχνευτής λέγεται ότι έχει μετρητική απόδοση 100%.



Σχημα 4.2: Τυπικό φάσμα της πηγης ^{152}Eu. Σημειώνονται οι σημαντικότερες κορυφές.

Αφ' ετέρου, η αφόρτιστη ακτινοβολία, όπως οι ακτίνες-γ και τα νετρόνια, πρέπει πρώτα να υποβληθούν σε μια σημαντική αλληλεπίδραση με τον ανιχνευτή πριν γίνει δυνατή η ανίχνευση. Επειδή τέτοιες ακτινοβολίες μπορούν να διανύσουν μεγάλες αποστάσεις χωρίς να αλληλεπιδράσουν, οι ανιχνευτές είναι συνήθως λιγότερο από 100% αποδοτικοί. Έτσι γίνεται αναγκαίο να έχουμε έναν ακριβή αριθμό για την

απόδοση του ανιχνευτή έτσι ώστε να σχετίζουμε τον αριθμό των παλμών που καταγράφονται με τον αριθμό των νετρονίων ή των φωτονίων που προσπίπτουν στον ανιχνευτή [42]. Ορίζουμε έτσι την *απόλυτη απόδοση* του ανιχνευτή ως εξής:

$$\epsilon_{abs} = \frac{number\ of\ pulses\ recorded}{number\ of\ radiation\ quanta\ emitted\ by\ source} \tag{4.2}$$

και εξαρτάται όχι μόνο από τις ιδιότητες του ανιχνευτή αλλά και από τις λεπτομέρειες της γεωμετρίας καταμέτρησης (αρχικά η απόσταση από την πηγή και τον ανιχνευτή).

Άρα η σχέση 4.2 πρέπει να διορθωθεί έτσι, ώστε να συμπεριλαμβάνει και τη γεωμετρία καταμέτρησης. Έτσι έχουμε:

$$\epsilon_{abs} = \frac{number\ of\ pulses\ recorded}{(number\ of\ radiation\ quanta\ emitted\ by\ source) \times G} \tag{4.3}$$

όπου ο G ονομάζεται *παράγοντας γεωμετρίας* και ισούται με:

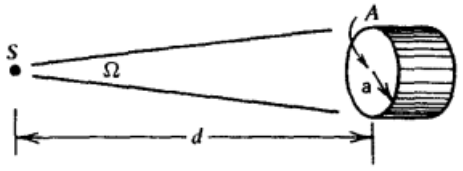
$$G = \frac{\Omega}{4\pi},\ \Omega = \int_A \frac{cosa}{r^2} dA \tag{4.4}$$

Στην περίπτωση κυλινδρικού ανιχνευτή προκύπτει ότι:

$$G = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right) \tag{4.5}$$

όπου:

- d: η απόσταση της πηγής από τον ανιχνευτή και
- a: η ακτίνα του ανινευτή [42]



Σχημα 4.3: Σκίτσο για την καλύτερη κατανόηση του γεωμετρικού παράγοντα. Σημειακή πηγή σε απόσταση d από ανιχνευτή με ακτίνα a. Η *στερεά γωνία* που κείται στον ανιχνευτή και την πηγή είναι η Ω [42].

Για τους τρεις ανιχνευτές HPGe που χρησιμοποιήσαμε υπολογίστηκαν οι παράγοντες γεωμετρίας και παρατίθενται στον πίνακα 4.3.

	1ος	**2ος**	**3ος**
Ακτίνα Κρυστάλλου (cm)	4.5	4.5	4.5
Απόσταση από την πηγή (cm)	36	30	30
Γεωμετρικός παράγοντας	0.4961	0.4945	0.4945

Πινακας 4.3: Γεωμετρικός παράγοντας για τους ανιχνευτές HPGe για τις γωνίες 0^o, 90^o και 165^o αντίστοιχα.

Συνεπώς, ο προσδιορισμός της απόλυτης ανιχνευτικής ικανότητας ενός ανιχνευτικού συστήματος είναι απαραίτητος, για την αναγωγή των γεγονότων που ανιχνεύονται σε απόλυτο αριθμό φωτονίων [6].

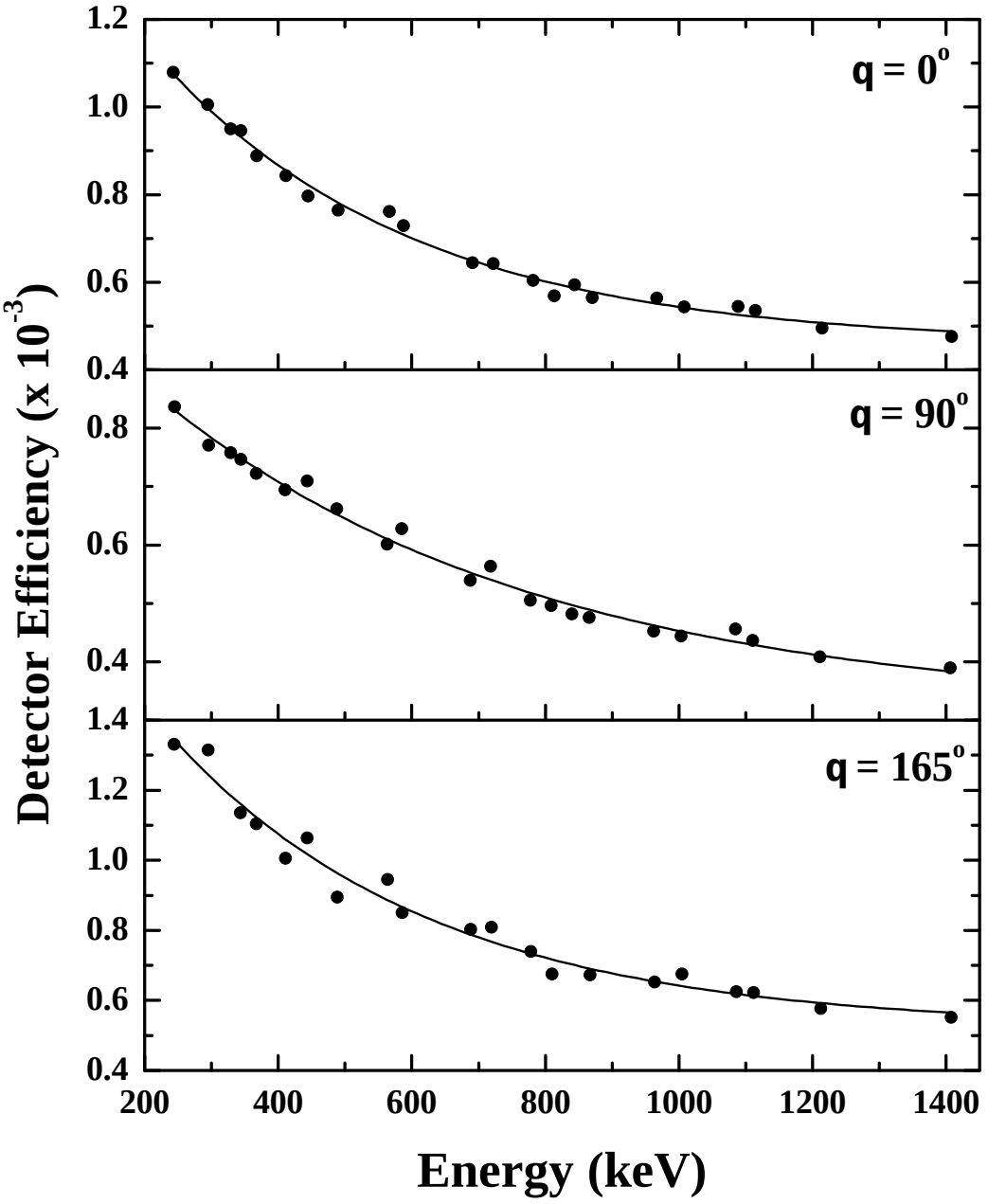
Η διαδικασία υπολογισμού της απόδοσης των τριών ανινχευτών που χρησιμοποιήθηκαν είχε ως εξής:

- *Βήμα 1.* Τοποθέτηση της πηγής ^{152}Eu στο θάλαμο σκέδασης.
- *Βήμα 2.* Λήψη φάσματος για χρόνο $t = 2.65\ d$.
- *Βήμα 3.* Ανάλυση των γνωστών κορυφών της πηγής ^{152}Eu.
- *Βήμα 4.* Υπολογισμός της απόλυτης απόδοσης για κάθε κορυφή.
- *Βήμα 5.* Προσαρμογή της κατάλληλης καμπύλης (εκθετική μείωση - $\epsilon_{abs} = y_o + Ae^{-x/t}$) στα δεδομένα που υπολογίσαμε[3].

ϑ (^{o})	y_0 ($\times\ 10^{-4}$)	A ($\times\ 10^{-4}$)	t
0	3.41 ± 0.25	8.06 ± 0.44	514 ± 74
90	3.69 ± 0.44	10.6 ± 0.46	593 ± 96
165	4.71 ± 0.44	13.1 ± 0.68	536 ± 80

Πινακας 4.4: Συντελεστές της εκθετικής μείωσης για τον υπολογισμό της απόδοσης των ανιχνευτών.

3 Η συγκεκριμένη καμπύλη επιλέχθηκε λόγω της φύσης των ανιχνευτών HPGe, και όπως φαίνεται στα γραφήματα, αναπαράγει με μεγάλη ακρίβεια τις μετρήσεις μας.



Σχημα 4.4: Αποδόσεις των ανιχνευτών για τις τρεις γωνίες. Με διακεκομμένες γραμμές η εφαρμογή της εκθετικής μείωσης. Τα πειραματικά σφάλματα είναι μικρότερα από το μέγεθος της κουκίδας.

4.1.3 Υπολογισμός της έντασης των μεταπτώσεων γ και η αναγωγή τους σε απόλυτη απόδοση

Ύστερα από την ενεργειακή βαθμονόμηση των φασμάτων και τον υπολογισμό της απόλυτης απόδοσης των ανιχνευτών, μπορούμε να προχωρήσουμε στην ανάλυση των φασμάτων με την ταυτοποίηση των φωτοκορυφών που συνεισφέρουν στον υπολογισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης ^{112}Cd(p,γ)^{113}In. Οι τέσσερις κορυφές μεταπτώσεων[4] που θα μελετηθούν, επειδή τροφοδοτούν την βασική στάθμη (ground state), είναι οι εξής :

- Φωτοκορυφή $E_\gamma =$ 391.699 keV που αντιστοιχεί σε μετάβαση από τη στάθμη $E =$ 391.699 keV στη βασική ($1/2^- \rightarrow 9/2^+$, $t_{1/2} = 99.476m$)
- Φωτοκορυφή $E_\gamma =$ 255.134 keV που αντιστοιχεί σε μετάβαση από τη στάθμη $E =$ 646.830 keV στην $E =$ 391.699 keV ($3/2^- \rightarrow 1/2^-$)
- Φωτοκορυφή $E_\gamma =$ 646.830 keV που αντιστοιχεί σε μετάβαση από τη στάθμη $E =$ 646.830 keV στη βασική ($3/2^- \rightarrow 9/2^+$, $t_{1/2} = 3.6$ ps)
- Φωτοκορυφή $E_\gamma =$ 1024.30 keV που αντιστοιχεί σε μετάβαση από τη στάθμη $E =$ 1024.30 keV στη βασική ($5/2^- \rightarrow 9/2^+$)

Η πρώτη κορυφή θα αναλυθεί με τη μέθοδο *ενεργοποίησης (activation)* μόνο ως προς την ενεργό διατομή της, ενώ οι υπόλοιπες τρεις θα αναλυθούν με την in-beam μέθοδο και ως προς τη γωνιακή κατανομή των ενεργών διατομών τους. Η επεξεργασία συνεχίζεται με τον υπολογισμό της έντασης των μεταπτώσεων γ από την ένταση $I(E_i^\gamma)$ των φωτοκορυφών ενδιαφέροντος i με ενέργειες E_γ. Οι εντάσεις των φωτοκορυφών ενέργειας E_γ υπολογίστηκαν με τον κώδικα ***XSA***[5] για κάθε γωνία θ_i και ενέργεια δέσμης E^p [47]. Με αυτό το τρόπο λάβαμε τις εντάσεις I_i^γ.

Οι εντάσεις I_i^γ δεν περιγράφουν τον απόλυτο αριθμό φωτονίων που παράχθηκαν κατά την αντίδραση ^{112}Cd(p,γ)^{113}In. Γι' αυτό τον λόγο πρέπει να εφαρμόσουμε τρεις *διορθωτικούς παράγοντες* για να εξάγουμε τη συγκομιδή (yield) $Y(E_i^\gamma, E_i^p, \theta_i)$. Ο πρώτος, έχει ήδη υπολογιστεί και είναι η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή $\epsilon_{abs}(\theta_i)$, που θα μας ανάγει τα καταμετρούμενα γεγονότα (counts) στα φωτόνια που ακτινοβολήθηκαν σε όλες τις στερεές γωνίες (4π). Ο δεύτερος είναι ο "νεκρός χρόνος" (dead time) του ανιχνευτικού συστήματος $\omega(E^p, \theta_i)$. Σε όλα σχεδόν τα ανιχνευτικά συστήματα, υπάρχει ένα ελάχιστο ποσό χρόνου που πρέπει να χωρίζει

4 Ένα απλοποιημένο ενεργειακό διάγραμμα του πυρήνα ^{113}In παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.7.

5 Περισσότερα για το XSA και για άλλα λογισμικά που χρησιμοποιήθηκαν στα πλαίσια της παρούσας εργασίας στο Παράρτημα Α΄

δυο γεγονότα έτσι ώστε αυτά να καταγράφονται ως δυο ξεχωριστοί παλμοί. Αυτός ο ελάχιστος χρόνος διαχωρισμού ονομάζεται *νεκρός χρόνος* του μετρητικού συστήματος και λόγω της τυχαίας φύσης της ραδιενεργούς αποδιέγερσης, υπάρχει πάντα κάποια πιθανότητα ένα γεγονός να χαθεί επειδή συνέβει πολύ γρήγορα μετά από ένα προηγούμενο γεγονός [42]. Ο νεκρός χρόνος υπολογίζεται σχετικά απλά, διότι σε κάθε φάσμα που λαμβάνουμε καταγράφεται ο λεγόμενος "livetime", δηλαδή ο χρόνος που τα ανιχνευτικό σύστημα καταμετρούσε γεγονότα. Ακόμα γνωρίζουμε τον λεγόμενο "realtime", δηλαδή τον χρόνο κατά τον οποίο το πείραμα βρισκόταν σε εξέλιξη. Αφαιρώντας τον livetime από τον realtime προκύπτει ο νεκρός χρόνος $\omega(E^p, \theta_i)$. Ο τρίτος και τελευταίος διορθωτικός παράγοντας για τον υπολογισμό του απόλυτου αριθμού φωτονίων είναι το φορτίο της δέσμης $Q(E^p)$ που ισούται με:

$$Q(E^p) = \frac{(Full\ Scale\ Amps) \times (Pulses)}{100} \tag{4.6}$$

όπου το Full Scale Amps αντιστοιχεί στην κλίμακα έντασης ρεύματος της δέσμης πρωτονίων και τα Pulses στους παλμούς που καταγράφονται στον μετρητή (counter). Αξίζει να σημειώσουμε ότι στην παραπάνω σχέση η διαίρεση με το 100 προκύπτει από το γεγονός ότι εκ κατασκευής του μετρητή, σε κάθε 100 παλμούς αντιστοιχεί Full Scale έντασης ρεύματος.

Τελικά, η συγκομιδή (yield) ορίζεται ως:

$$Y(E_i^\gamma, E_i^p, \theta_i) = \frac{I_i^\gamma \times \omega(E^p, \theta_i)}{Q(E^p) \times \epsilon_{abs}(\theta_i)} \tag{4.7}$$

4.1.4 Υπολογισμός των γωνιακών κατανομών

Ο προσδιορισμός του απόλυτου αριθμού φωτονίων μιας μετάπτωσης γ μας δίνει τη δυνατότητα να υπολογίσουμε τον ολικό αριθμό φωτονίων ενέργειας E_i^γ που εκπέμπονται σε όλο το χώρο (4π) λόγω της μετάπτωσης με ενέργεια δέσμης E^p. Αυτός ο υπολογισμός γίνεται προσαρμόζοντας μια συνάρτηση W(θ) στα εξαγόμενα $Y(E_i^\gamma, E_i^p, \theta_i)$:

$$W(\theta) = A_0(1 + a_2 P_2(cos\theta) + a_4 P_4(cos\theta)) \tag{4.8}$$

όπου ο συντελεστής A_0 είναι ο ζητούμενος αριθμός φωτονίων, a_2, a_4 είναι συντελεστές που εξαρτώνται από τις ιδιοστροφορμές των μεταπτώσεων που εμπλέκονται

στη μετάπτωση και $P_2(cos\theta)$, $P_4(cos\theta)$ τα πολυώνυμα Legendre δεύτερης και τέταρτης τάξης, αντίστοιχα [6]. Παρατηρούμε ότι υπάρχουν μόνο άρτιοι όροι των πολυωνύμων Legendre στο άθροισμα της παραπάνω σχέσης. Αυτό οφείλεται στη φύση της αποδιέγερσης, που στην περίπτωσή μας είναι E2. Οι περιττοί όροι δεν επιβιώνουν [12].

4.1.5 Υπολογισμός της ενεργούς διατομής

Η ενεργός διατομή υπολογίζεται με χρήση της σχέσης από το Κεφάλαιο 1, την οποία θα θυμίσουμε για λόγους συνέχειας.

$$\sigma = \frac{A \cdot I_\beta}{N_b \cdot N_A \cdot \xi} \tag{4.9}$$

όπου:

- I_β είναι ο αριθμός των εκπεμπόμενων σωματιδίων τύπου β,
- Α είναι το ατομικό βάρος των πυρήνων του στόχου σε g/mol,
- N_b είναι ο συνολικός αριθμός των προσπίπτοντων σωματιδίων της δέσμης,
- N_A ο αριθμός Avogardo και
- ξ το πάχος του στόχου σε g/cm^2

Για την περίπτωση που τα βλήματα είναι πρωτόνια ή πυρήνες δευτερίου, προκύπτει η σχέση:

$$\sigma = 2.6565 \times 10^{-10} \frac{A}{\xi}\ Y\ (barns) \tag{4.10}$$

όπου:

- Α είναι το ατομικό βάρος των πυρήνων του στόχου σε g/mol,
- ξ το πάχος του στόχου σε g/cm^2
- Υ η συγκομιδή (Yield), που δίνεται από τη σχέση 4.7.

4.2 Φάσματα και Γωνιακές Κατανομές

4.2.1 Η αντίδραση $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$

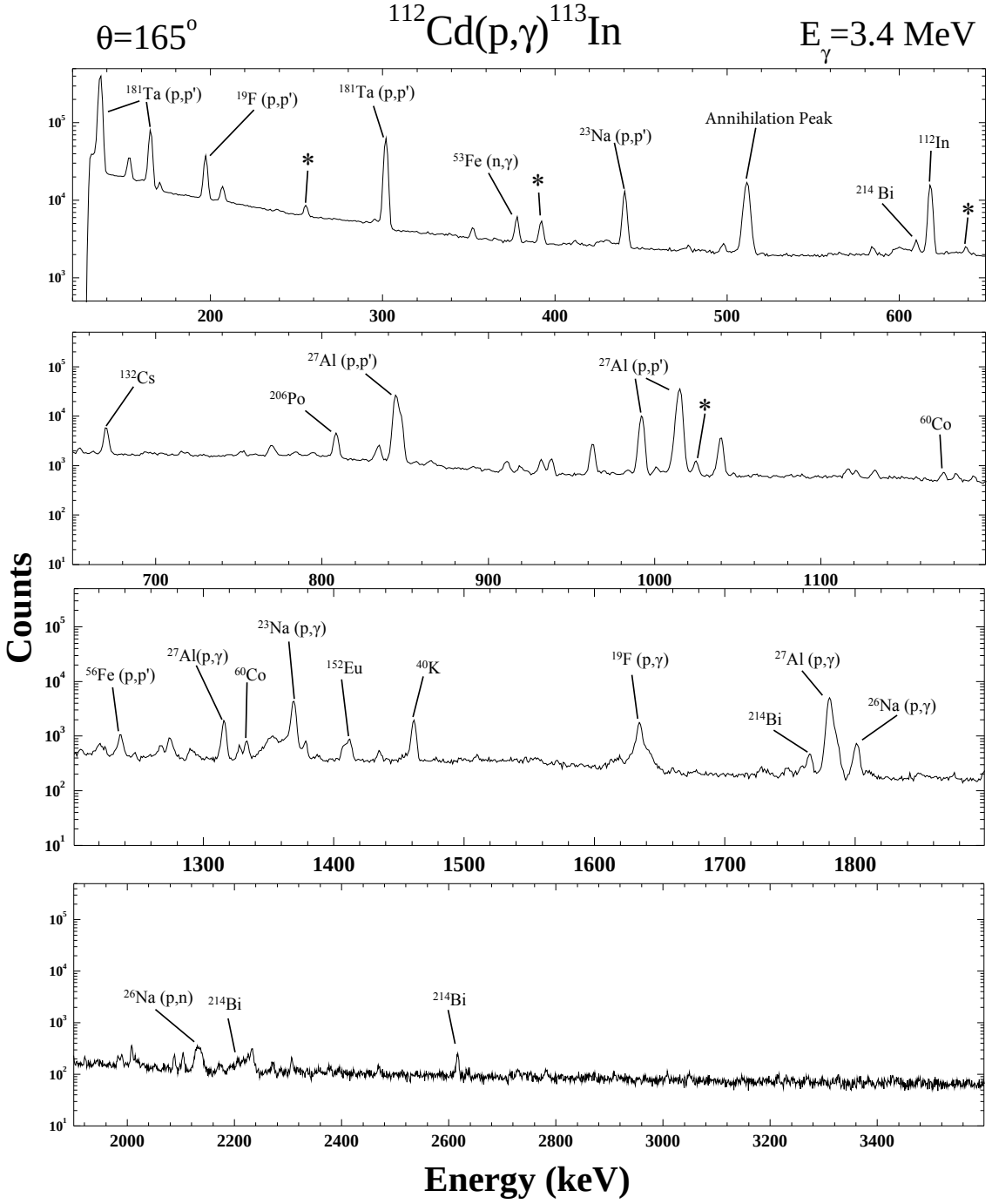
Η πυρηνική αντίδραση ^{112}Cd(p,γ)^{113}In μελετήθηκε με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών σε τρεις ενέργειες δέσμης : *2.8*, *3.0* και *3.4 MeV*. Η ένταση της δέσμης κυμάνθηκε μεταξύ $0.2 - 0.5\ \mu A$. Ο στόχος[6] που ακτινοβολήθηκε αποτελούταν από εμπρόσθιο φύλλο ^{112}Cd 99.7% εμπλουτισμένο και ισοδύναμου πάχους $1.2\ mg/cm^2$ και οπίσθια φύλλα $^{nat}_{83}$Bi ισοδύναμου πάχους $40\ mg/cm^2$, $^{nat}_{49}$In ισοδύναμου πάχους $1\ mg/cm^2$ και $^{nat}_{29}$Cu ισοδύναμου πάχους $18\ mg/cm^2$.

Ένα τυπικό φάσμα της αντίδρασης παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.5 για ενέργεια δέσμης $E_p = 3.4\ MeV$ και γωνία ανίχνευσης $\theta = 165^o$ ως προς τη διεύθυνση της δέσμης. Στο φάσμα διακρίνονται όλες οι κορυφές του ^{113}In που μελετήθηκαν, κορυφές που προέρχονται από αλληλεπίδραση της δέσμης με υλικά που συνάντησε στην πορεία της, καθώς και κορυφές υποβάθρου (background peaks)[7]. Το ίδιο φάσμα που αναφέραμε, παρουσιάζεται και με μια διαφορετική μορφή (Σχήμα 4.6), έτσι ώστε να διακρίνονται καλύτερα οι φωτοκορυφές ενδιαφέροντος του ^{113}In.

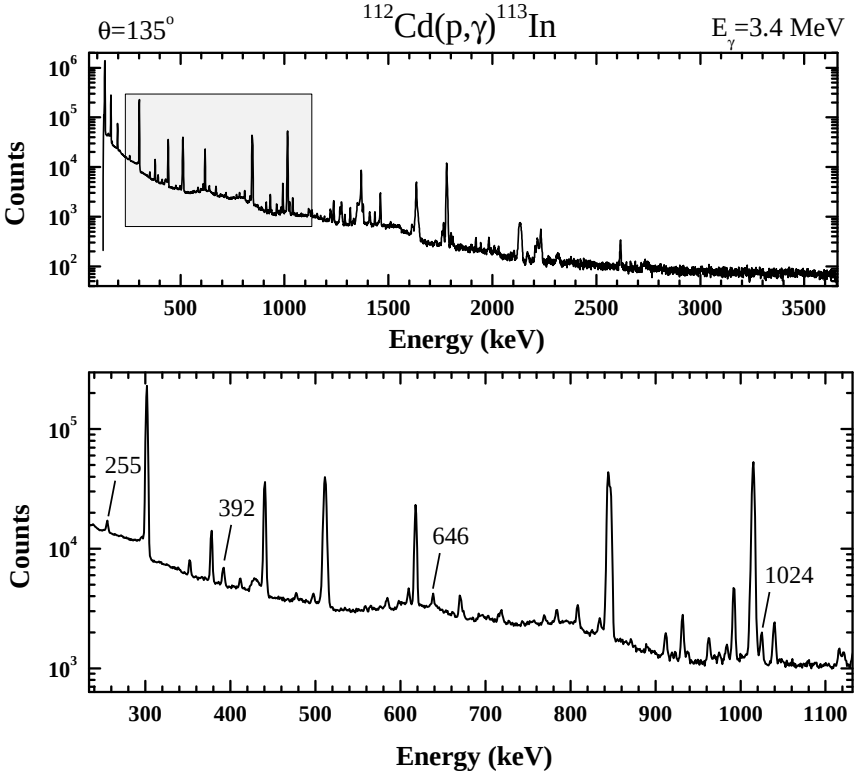
Ενέργεια (keV)	Αντίδραση	Ενέργεια (keV)	Αντίδραση
136.42	$^{181}Ta(p,p')$	1132.39	^{60}Co
165.06	$^{181}Ta(p,p')$	1236.19	$^{56}Fe(p,p')$
197.24	$^{19}F(p,p'\gamma)$	1316.76	$^{27}Al(p,\gamma)$
301.97	$^{181}Ta(p,p')$	1332.83	^{60}Co
378.02	$^{53}Fe(n,\gamma)$	1369.52	$^{23}Na(p,\gamma)$
440.67	$^{23}Na(p,p')$	1409.79	^{152}Eu
511.4	Κορυφή Εξαΰλωσης	1461.69	^{40}K
609.8	^{214}Bi	1634.4	$^{19}F(p,\gamma)$
617.85	^{112}In	1765.0	^{214}Bi
669.75	^{132}Cs	1780.26	$^{27}Al(p,\gamma)$
808.5	^{206}Po	1801.73	$^{26}Na(p,\gamma)$
844.2	$^{27}Al(p,p')$	2616.04	^{214}Bi

Πινακας 4.5: Ενέργειες των μεταπτώσεων γ που παρατηρήθηκαν στα φάσματα και οφείλονται σε αντιδράσεις είτε της δέσμης με τον στόχο, είτε με υλικά που συνάντησε η δέσμη στην πορεία της.

6 Μια πιο λεπτομερής ανάλυση του στόχου παρατίθεται στο Κεφάλαιο 3.1.4.
7 Στοιχεία για τις κορυφές του φάσματος παρουσιάζονται στον Πίνακα 4.5



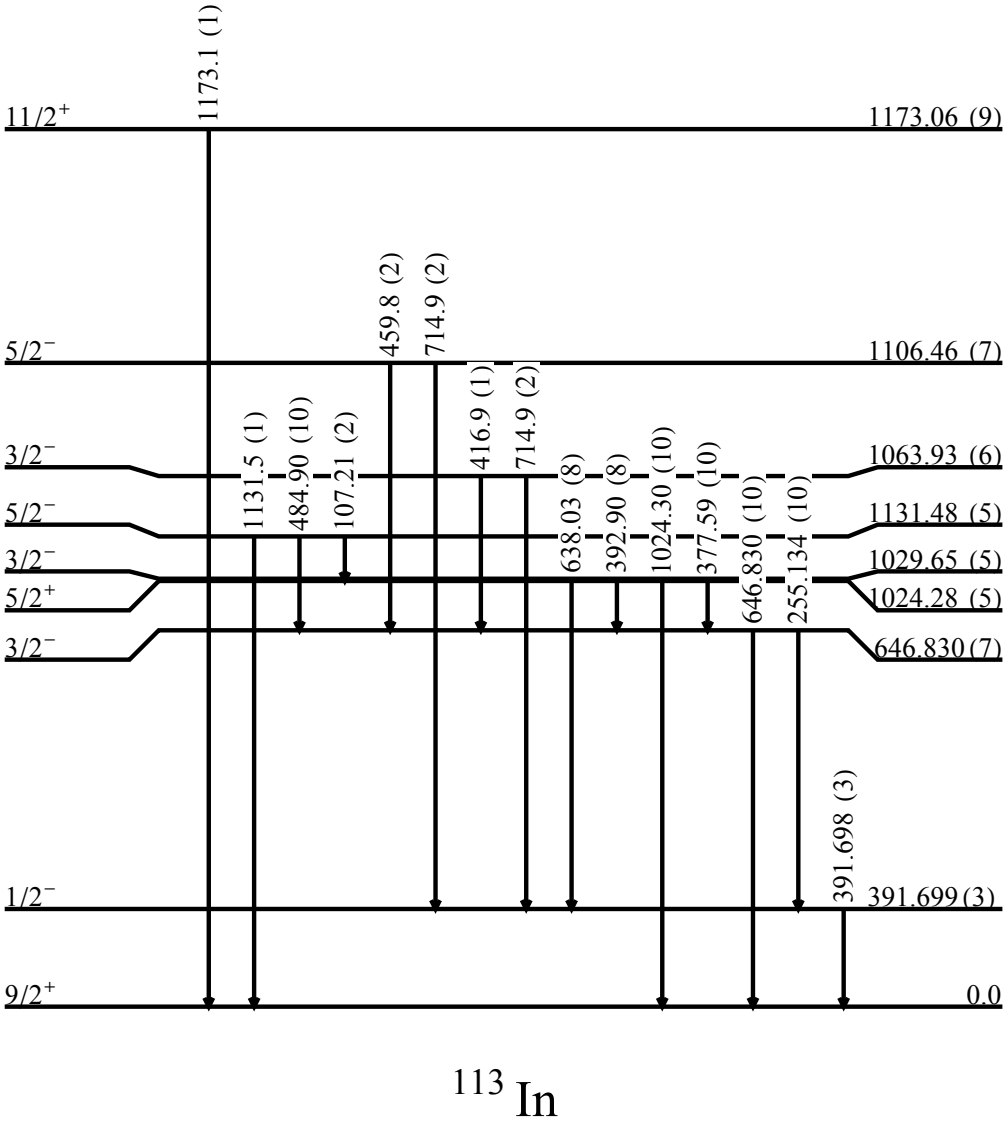
Σχημα 4.5: Τυπικό φάσμα από την αντίδραση $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$. Σημειώνονται γνωστές κορυφές και οι κορυφές σημειωμένες με αστερίσκο ανήκουν στην αποδιέγερση του ^{113}In.



Σχημα 4.6: Τυπικό φάσμα από την αντίδραση $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$. Στην εστιασμένη περιοχή που προέρχεται από το γκρι παραλληλόγραμμο σημειώνονται οι κορυφές που μελετήθηκαν.

E_{level} (keV)	J^{π}	$T_{1/2}$	E_{γ}	I_{γ}	γ $multi.$
0.0	9/2+	σταθερό			
391.699 (3)	1/2-	99.476(23) m	391.698 (3)	100	M4
646.830 (7)	3/2-		646.830 (10)	0.00018 (9)	[E3]
1024.28 (5)	5/2+	3.6 (3) ps	1024.30 (10)	100.0 (7)	E2
1131.48 (5)	5/2+	0.97 (7) ps	1131.5 (1)	100.0 (6)	E2
1173.06 (9)	11/2+	60 (6) fs	1173.1	100	M1+E2
1191.12 (9)	7/2+		1191.1 (1)	100 (4)	M1,E2
1344.89	13/2+	0.33 (3) ps	1344.89 (10)	100 (2)	E2
1351.01 (20)			1351.0 (2)	100	
1453.0 (3)			1453.0 (3)	100	
1509.01 (15)	7/2+,9/2+	$\leqslant$ 0.2 ps	1509.04 (19)	100 (3)	
1552.0 (4)			1552.0 (4)	100	
1567.05 (9)	7/2+,9/2+	0.24 (10) ps	1567.0 (1)	100 (1)	[M1,E1]
1618.95 (8)			1619.0 (2)	100 (10)	
1630.57 (4)	(7/2+,9/2+)		1630.1 (5)	100 (4)	
1675.49 (7)			1675.5 (1)	100 (6)	
1802.32 (8)			1802.1 (1)	100 (6)	

Πινακας 4.6: Ενεργειακά επίπεδα του ^{113}In που καταλήγουν στην θεμελιώδη κατάσταση με ενέργειες μικρότερες από 2 MeV. Τα δεδομένα προέρχονται από το NUDAT2 [1].



Σχημα 4.7: Απλοποιημένο ενεργειακό διάγραμμα του πυρήνα ^{113}In που παράγεται από την αντίδραση $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$. Στη δεξιά πλευρά του σχήματος δίνονται οι ενέργειες των διεγερμένων καταστάσεων σε keV και στην αριστερή οι ιδιοστροφορμές και ομοτιμίες τους. Τα δεδομένα προέρχονται από το NUDAT2 [1].

4.2.2 Γωνιακές κατανομές και ενεργές διατομές

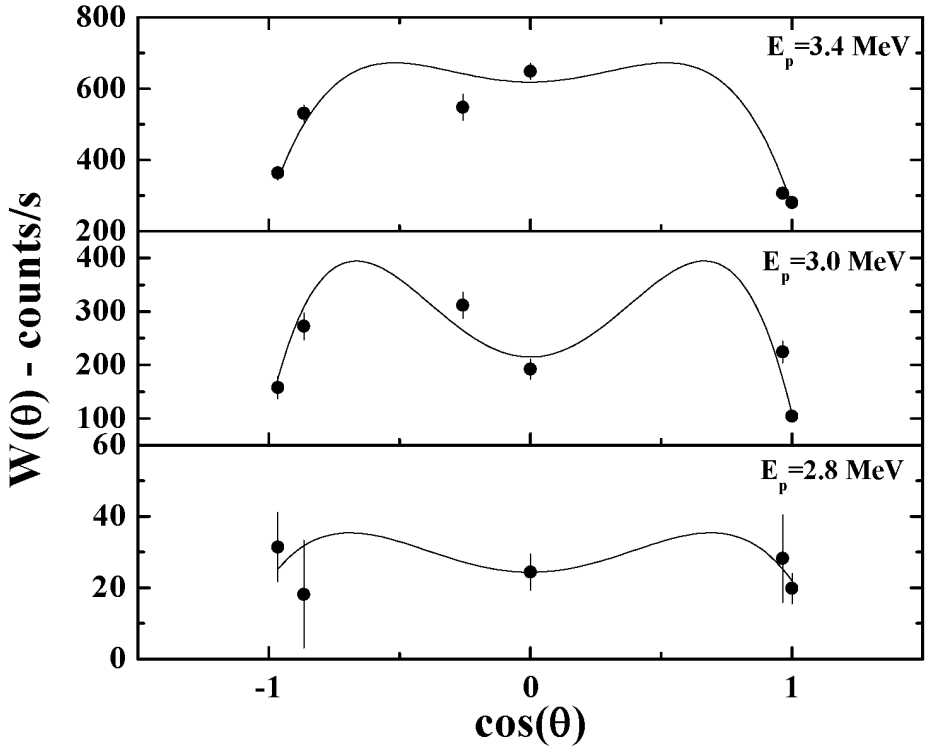
Παρακάτω παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των υπολογισμών για τις γωνιακές κατανομές και τις ενεργές διατομές, σύμφωνα με τη διαδικασία που αναπτύξαμε παραπάνω.

E=3400 keV			
E_{peak}	255 keV	647 keV	1024 keV
ϑ (^{o})	W(ϑ) (counts/s)	W(ϑ) (counts/s)	W(ϑ) (counts/s)
0	280.28 ± 10.87	133.24 ± 10.08	98.89 ± 8.72
15	306.10 ± 16.30	164.51 ± 16.95	77.74 ± 12.16
90	648.76 ± 22.45	-	-
105	547.79 ± 36.17	203.46 ± 21.00	34.73 ± 28.13
150	539.50 ± 36.17	174.44 ± 19.87	266.52 ± 17.00
165	363.13 ± 19.26	132.93 ± 16.67	186.38 ± 12.78
E=3000 keV			
ϑ (^{o})	W(ϑ) (counts/s)	W(ϑ) (counts/s)	W(ϑ) (counts/s)
0	103.96 ± 10.67	37.76 ± 9.38	23.75 ± 6.64
15	224.25 ± 20.12	30.72 ± 12.97	-
90	192.07 ± 18.40	121.89 ± 17.52	-
105	311.58 ± 24.13	72.55 ± 25.35	-
150	272.19 ± 25.32	40.57 ± 13.07	152.61 ± 17.72
165	157.77 ± 20.86	46.99 ± 13.18	88.65 ± 13.18
E=2800 keV			
ϑ (^{o})	W(ϑ) (counts/s)	W(ϑ) (counts/s)	W(ϑ) (counts/s)
0	19.78 ± 4.29	3.37 ± 2.59	3.49 ± 2.28
15	28.21 ± 12.30	9.19 ± 3.56	6.64 ± 3.13
90	24.43 ± 5.04	14.37 ± 4.84	-
150	18.17 ± 15.07	7.36 ± 4.37	31.17 ± 7.23
165	31.38 ± 9.72	9.63 ± 4.63	10.97 ± 4.00

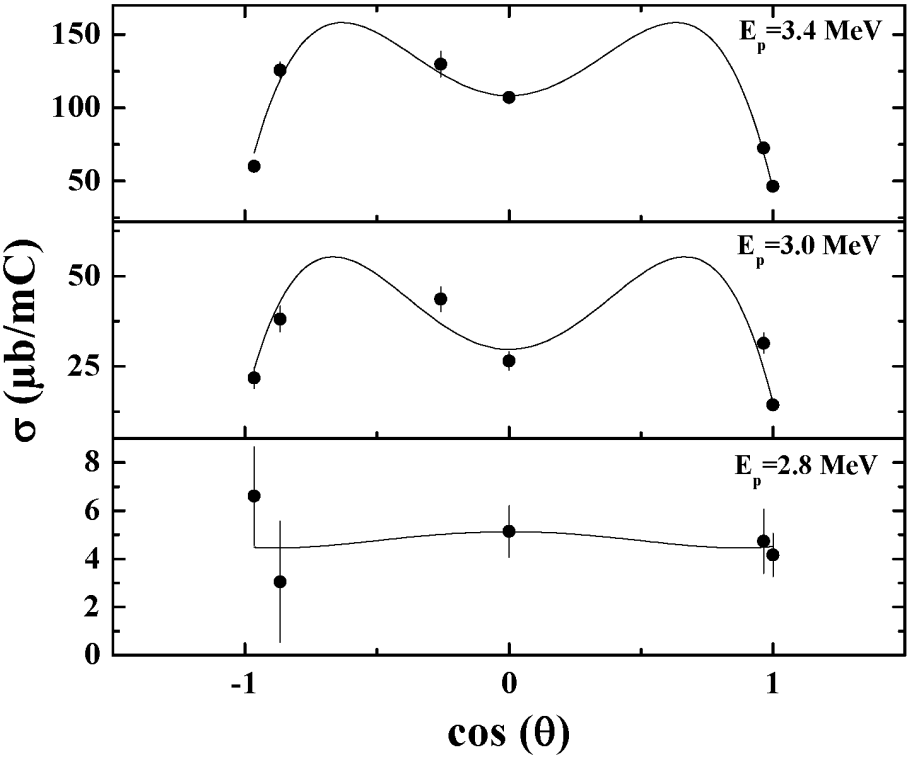
Πινακας 4.7: Γωνιακή κατανομή της εκπομπής ακτινοβολίας γ ενέργειας $E = 255\ keV$, $E = 647\ keV$ και $E = 1024\ keV$ ανά δευτερόλεπτο, ανά φορτίο δέσμης.

E=3400 keV			
E_{peak}	255 keV	647 keV	1024 keV
ϑ (^{o})	σ (μb/mC)	σ (μb/mC)	σ (μb/mC)
0	46.27 ± 1.79	21.99 ± 1.64	16.32 ± 1.44
15	72.51 ± 3.86	38.97 ± 4.25	19.43 ± 2.88
90	107.09 ± 3.71	-	-
105	129.77 ± 8.57	48.20 ± 4.97	8.23 ± 6.66
150	125.67 ± 5.45	41.32 ± 4.71	63.13 ± 4.03
165	59.94 ± 3.18	21.94 ± 2.57	30.77 ± 2.11
E=3000 keV			
ϑ (^{o})	σ (μb/mC)	σ (μb/mC)	σ (μb/mC)
0	14.35 ± 1.47	3.51 ± 0.87	1.70 ± 0.48
15	31.40 ± 2.82	2.90 ± 1.22	-
90	26.50 ± 2.54	11.34 ± 1.63	-
105	43.62 ± 3.38	6.85 ± 2.40	-
150	38.11 ± 3.54	3.83 ± 1.23	11.10 ± 1.29
165	21.77 ± 2.88	4.37 ± 1.23	6.36 ± 0.95
E=2800 keV			
ϑ (^{o})	σ (μb/mC)	σ (μb/mC)	σ (μb/mC)
0	4.16 ± 0.90	0.48 ± 0.37	0.38 ± 0.25
15	4.73 ± 1.33	1.04 ± 0.40	0.57 ± 0.27
90	5.14 ± 1.06	2.04 ± 0.69	-
150	3.05 ± 2.53	0.83 ± 0.49	2.72 ± 0.63
165	6.61 ± 2.05	1.37 ± 0.66	1.20 ± 0.44

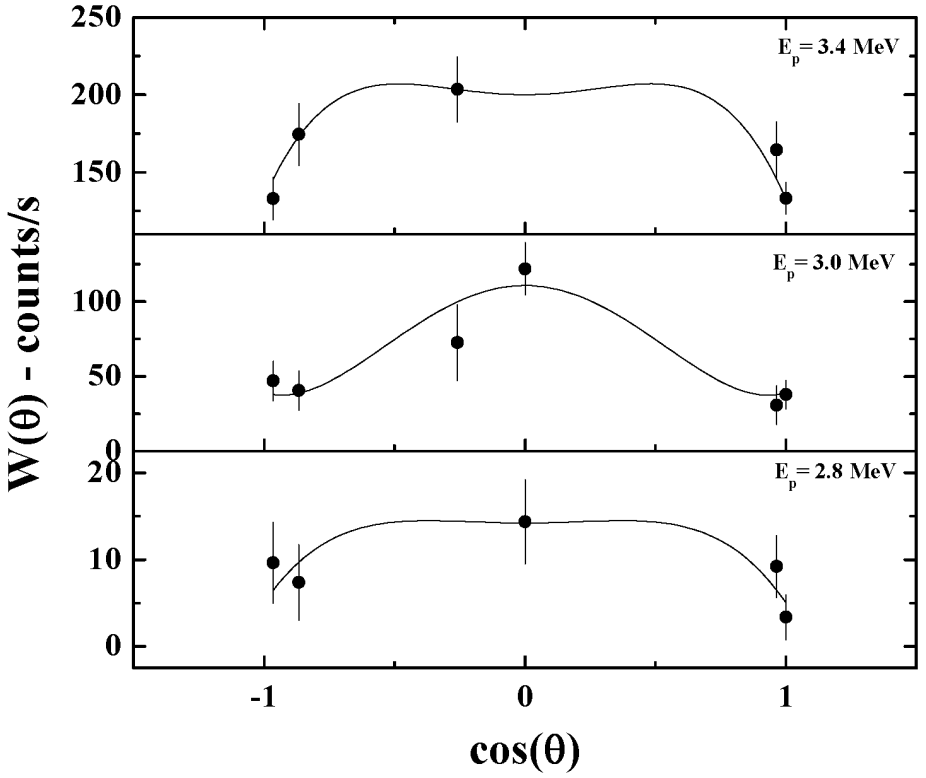
Πινακας 4.8: Ενεργές διατομές εκπομπής ακτινοβολίας γ ενέργειας $E = 255\ keV$, $E = 647\ keV$ και $E = 1024\ keV$ ανά δευτερόλεπτο, ανά φορτίο δέσμης.



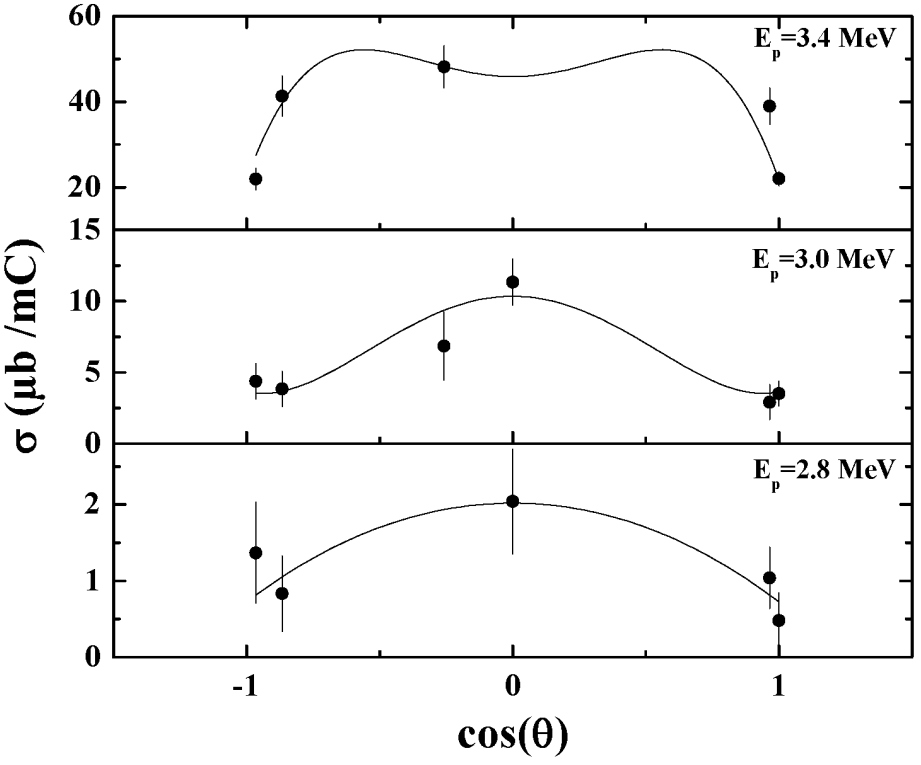
Σχημα 4.8: Γωνιακή κατανομή W(θ) για τη φωτοκορυφή *255 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης.



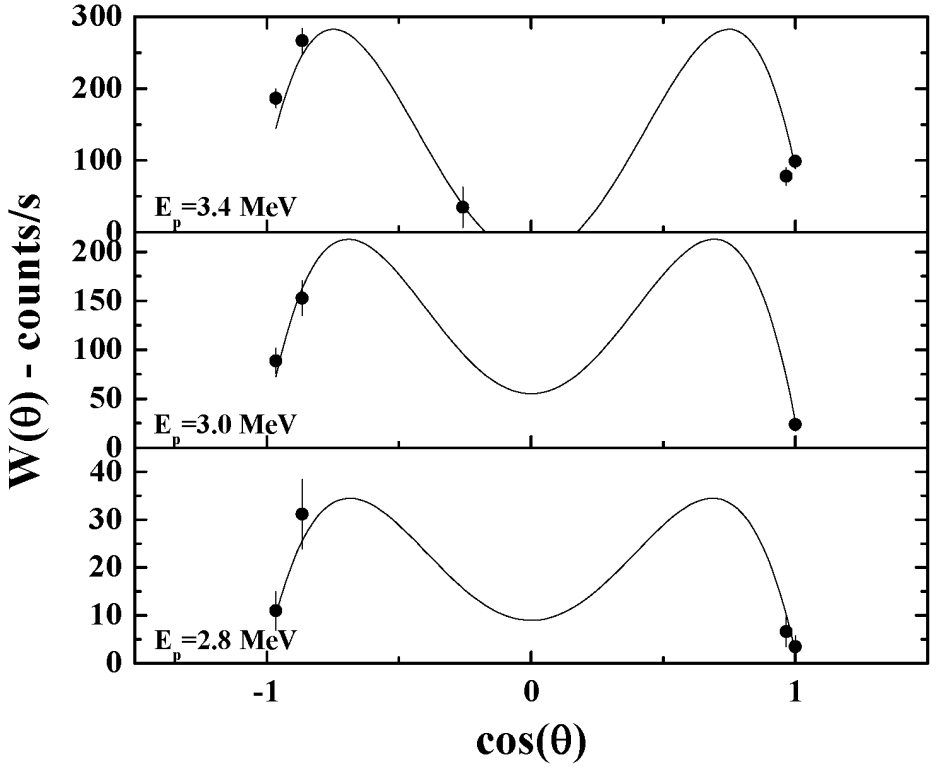
Σχημα 4.9: Γωνιακή κατανομή ενεργών διατομών για τη φωτοκορυφή *255 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης.



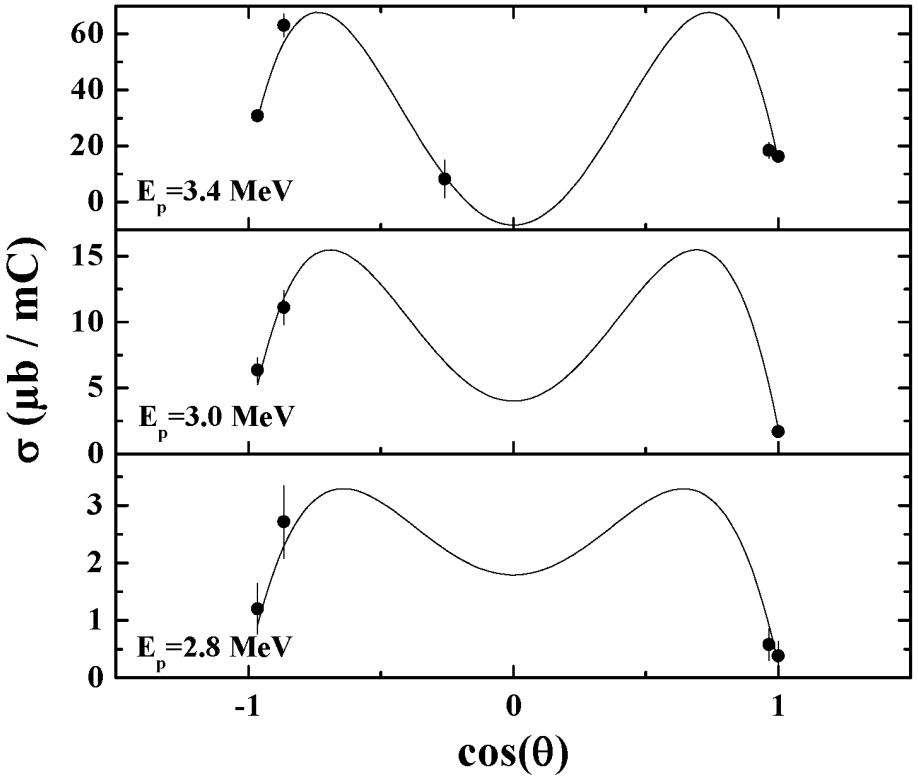
Σχημα 4.10: Γωνιακή κατανομή W(θ) για τη φωτοκορυφή *647 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης.



Σχημα 4.11: Γωνιακή κατανομή ενεργών διατομών για τη φωτοκορυφή *647 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης.



Σχημα 4.12: Γωνιακή κατανομή W(θ) για τη φωτοκορυφή *1024 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης.

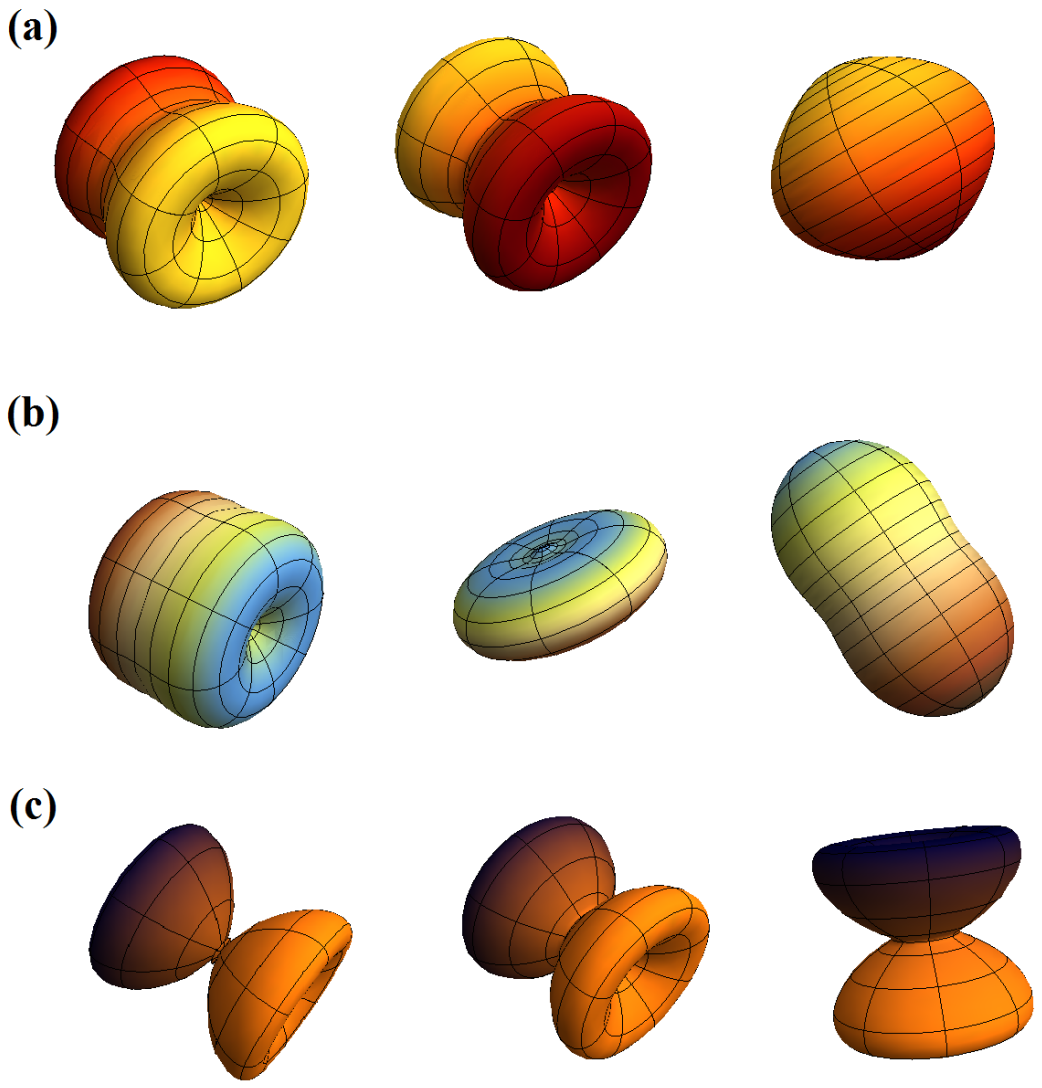


Σχημα 4.13: Γωνιακή κατανομή ενεργών διατομών για τη φωτοκορυφή *1024 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης.

Οι συντελεστές $A_0,\ a_2,\ a_4$, της σχέσης 4.8 τις οποίες παρουσιάζονται τόσο στον επόμενο πίνακα, όσο και γραφικά, με τη βοήθεια του `Mathematica`[53].

255 keV peak			
E (MeV)	A_0	a_2	a_4
3.4	128.939 ± 7.15155	-0.0965 ± 0.05669	-0.5567 ± 0.07337
3.0	42.1706 ± 5.1032	0.06122 ± 0.12659	-0.7064 ± 0.16558
2.8	4.77053 ± 1.44525	-0.1088± 0.26184	0.05576 ± 0.54994
647 keV peak			
E (MeV)	A_0	a_2	a_4
3.4	46.4155 ± 8.77951	-0.2161 ± 0.28288	-0.3177 ± 0.30664
3.0	6.94447 ± 0.9094	-0.7641 ± 0.16802	0.2882 ± 0.24256
2.8	1.59164 ± 0.44133	-0.5411 ± 0.30685	-0.0052 ± 0.41076
1024 keV peak			
E(meV)	A_0	a_2	a_4
3.4	33.5353 ± 13.0655	1.18505 ±0.98053	-1.7434 ± 0.84515
3.0	9.97773 ± 1.36078	0.33665 ± 0.14456	-1.1469 ± 0.14873
2.8	9.97772 ± 1.36093	0.33665 ± 0.14461	-1.1469 ± 0.14878

Πινακας 4.9: Συντελεστές της σχέσης $W(cos\theta) = A_0(1 + a_2P_2(cos\theta) + a_4P_4(cos\theta))$ για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών.



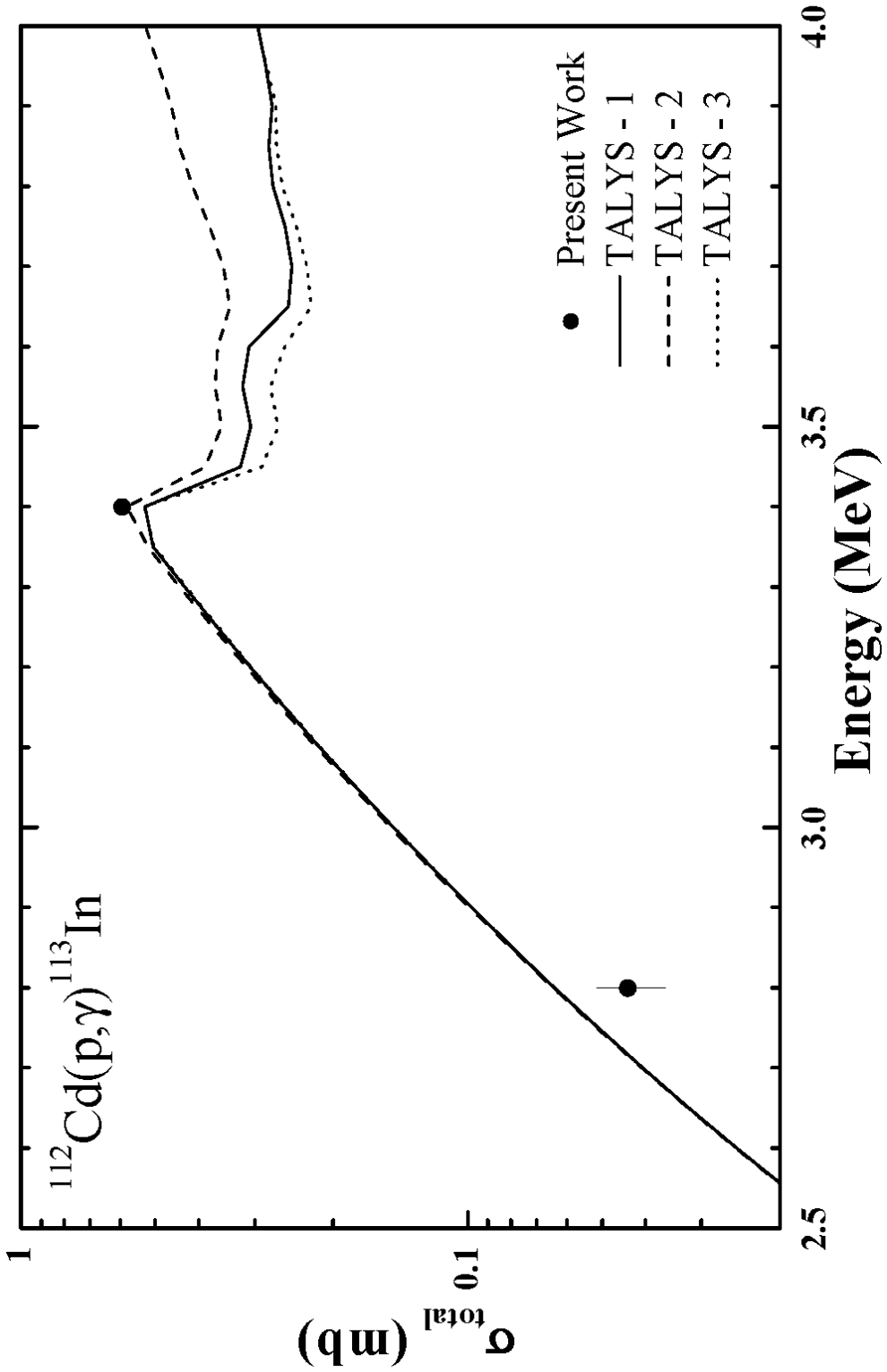
Σχημα 4.14: Τρισδιάστατη αναπαράσταση της γωνιακής κατανομής W(ϑ) για όλες τις φωτοκορυφές που μελετήθηκαν (a)$E = 255\ keV$, (b)$E = 647\ keV$, (c) $E = 1024\ keV$ για όλες τις ενέργειες δέσμης (από αριστερά: 3.4 MeV, 3.0 MeV και 2.8 MeV).

4.3 Σύγκριση των πειραματικών δεδομένων με τις θεωρητικές προβλέψεις της θεωρίας Hauser-Feshbach

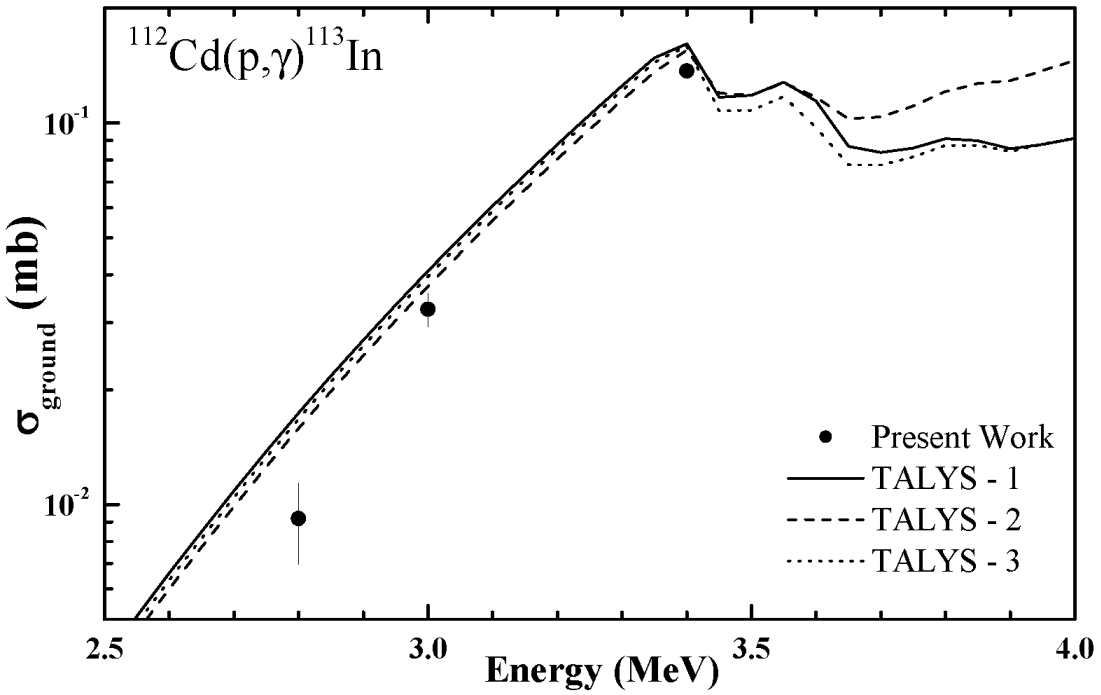
Οι υπολογισμοί για την p-διεργασία, όπως έχουμε ήδη αναφέρει στην παράγραφο 2.3, βασίζονται στο στατιστικό μοντέλο Hauser-Feshbach. Ένας από τους σκοπούς της παρούσας εργασίας είναι ο έλεγχος των θεωρητικών προβλέψεων της θεωρίας Hauser-Feshbach με τα πειραματικά δεδομένα που λάβαμε. Με τη βοήθεια του κώδικα TALYS (παράγραφος 2.4) (έκδοση 1.6) [30] πραγματοποιήθηκαν οι απαραίτητοι υπολογισμοί. Ο κώδικας χρησιμοποιεί τόσο φαινομενολογικά όσο και (ημι)μικροσκοπικά μοντέλα Οπτικού Δυναμικού, Πυκνοτήτων Πυρηνικών Καταστάσεων κλπ. για τον υπολογισμό ενεργών διατομών [2]. Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζουμε όλα τα μοντέλα Οπτικού Δυναμικού πρωτονίου-πυρήνα (p-OMP), των Πυκνοτήτων Πυρηνικών Καταστάσεων (NLD) και των Συναρτήσεων Ισχύος Ακτίνων γ (γSF) που χρησιμοποιήθηκαν από τον κώδικα TALYS στα πλαίσια της παρούσας εργασίας.

Μέγεθος	**Φαινομενολογικά Πρότυπα**	**(Ημι)μικροσκοπικά Μοντέλα**
p-OMP	Οπτικό Δυναμικό Koning - Delaroche (KD)	Οπτικό Δυναμικό Bauge, Delaroche και Girod (JLM)
NLD	1. Αερίο Fermi σταθερής θερμοκρασίας (CTFG) 2. Οπισθο-μετατοπισμένο αέριο Fermi (BFM) 3. Γενικευμένο υπερρευστό (GSM)	1.Μικροσκοπικό στατιστικό πρότυπο Demetriou-Goriely (HFBCS) 2.Μικροσκοπικό συνδυαστικό πρότυπο Hilaire-Goriely (HFB)
γSF	1. Γενικευμένη Λορεντζιανή των Kopecky - Uhl (KU) 2. Γενικευμένη Λορεντζιανή των Brink - Axel (BA)	1.Μικροσκοπικό πρότυπο Hartree-Fock BCS–Quasi-particle Random-phase Approximation (HFBCS-QRPA) 2. Μικροσκοπικό πρότυπο Hartree-Fock-Bogolyubov-QRPA (HFBQRPA) 3. Υβριδικό πρότυπο του Goriely (Hybrid)

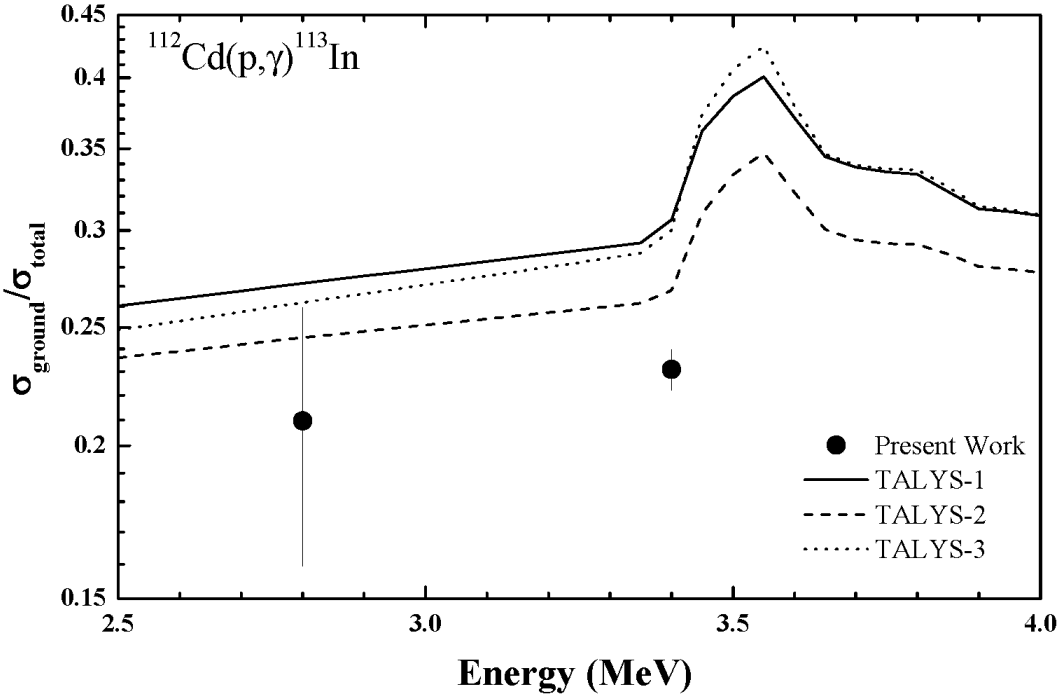
Πινακας 4.10: Φαινομενολογικά και (ημι)μικροσκοπικά μοντέλα στην έκδοση 1.6 του κώδικα TALYS που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία [2].



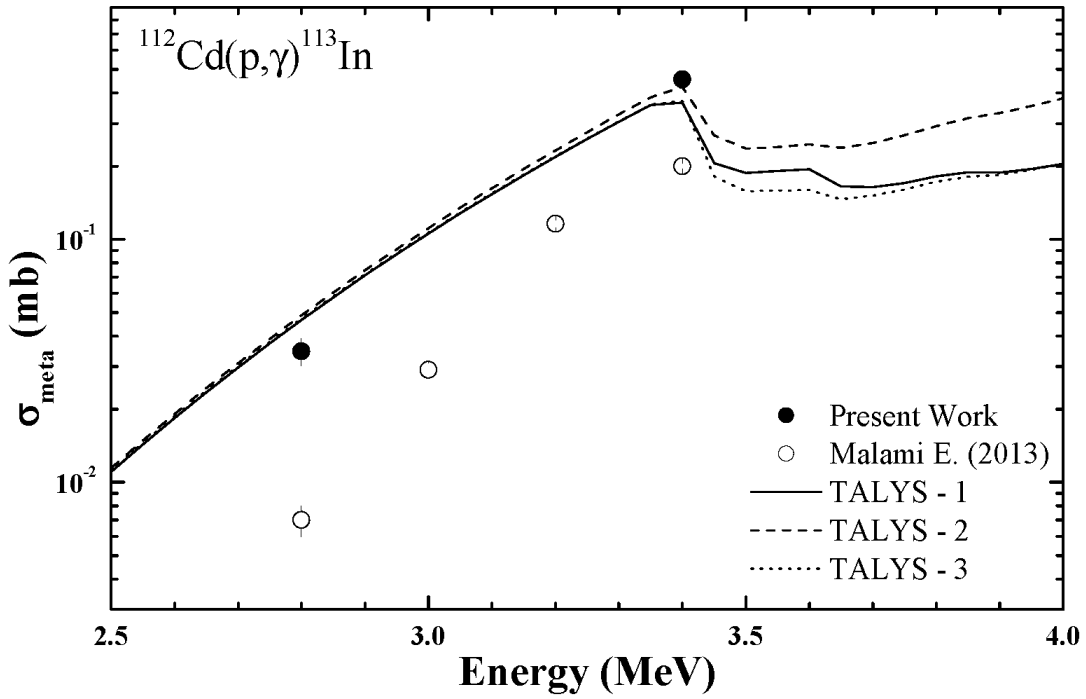
Σχημα 4.15: Πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$. Τα δεδομένα που μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία παρουσιάζονται με μαύρους κύκλους μαζί με τους θεωρητικούς υπολογισμούς για τους συνδυασμούς TALYS-1, TALYS-2 και TALYS-3 (Πίνακας 4.10).



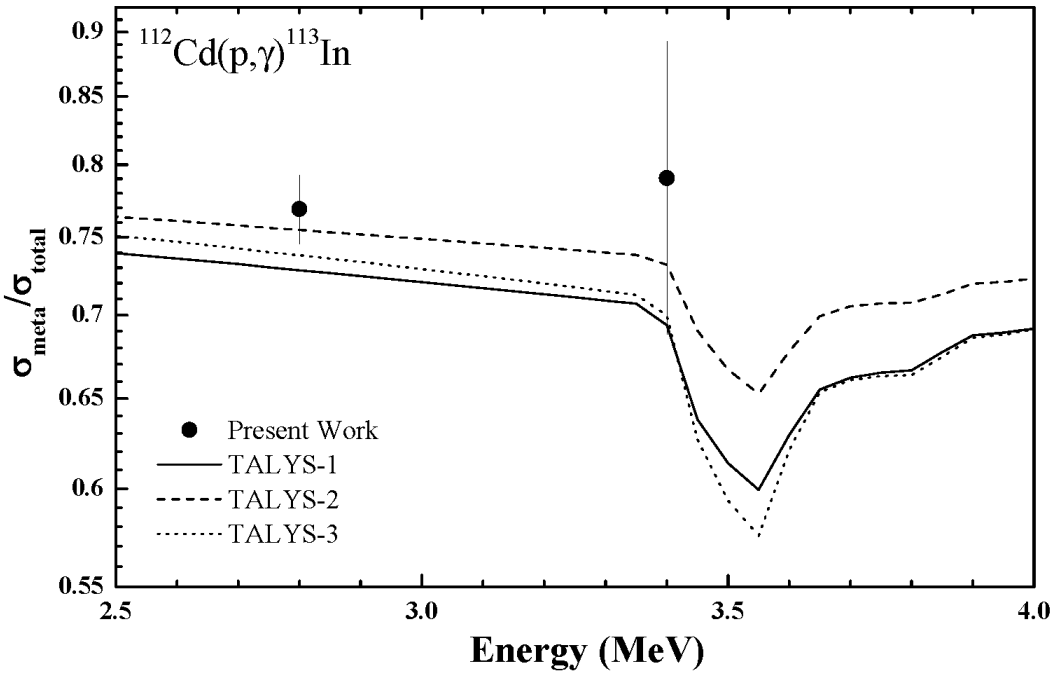
Σχημα 4.16: Πειραματικά δεδομένα μερικών ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$ στη βασική κατάσταση. Τα δεδομένα που μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία παρουσιάζονται με μαύρους κύκλους μαζί με τους θεωρητικούς υπολογισμούς για τους συνδυασμούς TALYS-1, TALYS-2 και TALYS-3 (Πίνακας 4.10).



Σχημα 4.17: Λόγος της μερικής ενεργού διατομής σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα ^{113}In στη βασική κατάσταση προς την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{112}(p,\gamma)^{113}In$. Τα δεδομένα που μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία παρουσιάζονται με μαύρους κύκλους μαζί με τους θεωρητικούς υπολογισμούς για τους συνδυασμούς TALYS-1, TALYS-2 και TALYS-3 (Πίνακας 4.10).



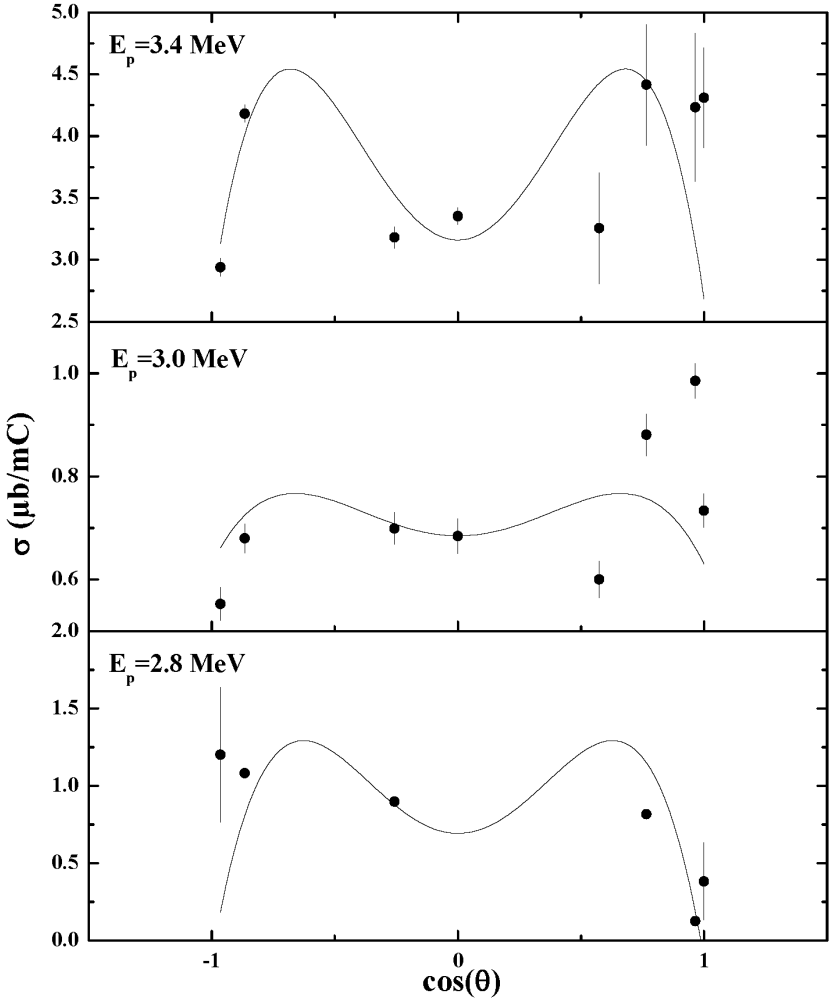
Σχημα 4.18: Πειραματικά δεδομένα μερικών ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{112}Cd(p,\gamma)^{113}In$ στη μετασταθή κατάσταση. Τα δεδομένα που μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία παρουσιάζονται με μαύρους κύκλους, με άσπρους κύκλους δεδομένα από την πτυχιακή εργασία [48] μαζί με τους θεωρητικούς υπολογισμούς για τους συνδυασμούς TALYS-1, TALYS-2 και TALYS-3 (Πίνακας 4.10).



Σχημα 4.19: Λόγος της μερικής ενεργού διατομής σχηματισμού του σύνθετου πυρήνα ^{113}In στη μετασταθή κατάσταση προς την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{112}(p,\gamma)^{113}In$. Τα δεδομένα που μετρήθηκαν στην παρούσα εργασία παρουσιάζονται με μαύρους κύκλους μαζί με τους θεωρητικούς υπολογισμούς για τους συνδυασμούς TALYS-1, TALYS-2 και TALYS-3 (Πίνακας 4.10).

4.4 Σύγκριση πειραματικών δεδομένων με προηγούμενες μετρήσεις

Η αντίδραση ^{112}Cd(p,γ)^{113}In δεν έχει ξαναμελετηθεί πειραματικά ως προς τις γωνιακές κατανομές και τις ενεργές διατομες [54]. Η παρούσα εργασία, όπως και οι διπλωματικές εργασίες [38, 48] έχουν ως κοινή βάση αυτή την πειραματική μελέτη. Το Σχήμα 4.20 παρουσιάζει μια σύνθεση των μετρήσεων για τη γωνιακή κατανομή των ενεργών διατομών της φωτοκορυφής $= 1024\ keV$ και το Σχήμα 4.18 παρουσιάζει τις μετρήσεις των δυο πειραμάτων για τις ενεργές διατομές με τη μέθοδο ενεργοποίησης της μετασταθούς κορυφής $E = 392\ keV$.



Σχημα 4.20: Γωνιακή κατανομή ενεργών διατομών για την φωτοκορυφή *1024 keV* για όλες τις ενέργειες δέσμης σε συνδυασμό με τις μετρήσεις από την πτυχιακή εργασία [38].

Κεφάλαιο 5

Συμπεράσματα και Συζήτηση

Τίποτα δεν διασαφηνίζει μια υπόθεση τόσο πολύ, όσο η παράθεσή της σε ένα άλλο άτομο.[1]

-Sherlock Holmes

5.1 Τελικά Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία μελετήθηκε πειραματικά η αντίδραση ^{112}Cd(p,γ)^{113}In ως προς τις γωνιακές κατανομές και τις ενεργές διατομές, και με αυτό το τρόπο ολοκληρώθηκε μια σειρά μετρήσεων που είχε ξεκινήσει πριν έναν χρόνο από την ομάδα του NuSTRAP με τις πτυχιακές εργασίες [38] και [48].

Η πειραματική διαδικασία πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο του επιταχυντή Tandem του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος". Η λήψη των μετρήσεων έγινε με δυο μεθόδους, in-beam και ενεργοποίησης, λόγω της ύπαρξης της μετασταθούς στάθμης του ^{113}In (392 keV, $t_{1/2}$= 99.5 m). Η στατιστική του πειράματος ήταν αρκετά ικανοποιητική σε σύγκριση με τις προηγούμενες μετρήσεις, και για το λόγο αυτό μπορέσαμε να υπολογίσουμε τόσο τις γωνιακές κατανομές, όσο και τις ενεργές διατομές της αντίδρασης.

Για τις γωνιακές κατανομές προσαρμόσαμε τη συνάρτηση W(ϑ) που αντιστοιχεί σε τετραπολική εκπομπή (Μετάβαση E2 - Σχέση 4.8), ενώ τις γωνιακές κατανομές τις συγκρίναμε με τις θεωρητικές προβλέψεις της έκδοσης 1.6 του κώδικα TALYS [30].

1 The memoirs of Sherlock Holmes (1893), Silver Blaze, p. 336.

Τα συμπεράσματα που προκύπτουν είναι τα παρακάτω:

- Τα πειραματικά δεδομένα για τις ενεργές διατομές βρίσκονται σε καλή συμφωνία με το στατιστικό μοντέλο των Hauser-Feshbach,
- Ο συνδυασμός του Οπτικού Δυναμικού των Baude-Delaroche-Girod με τις Πυκνότητες Πυρηνικών Καταστάσεων των Goriely-Demetriou (Hartree-Fock-BCS), και τις Συναρτήσεις Ισχύος Ακτίνων γ των Hartree-Fock-Bogolyubov, φαίνεται να αναπαράγει με τον καλύτερο τρόπο τα δεδομένα μας,
- Η πολύ καλή προσαρμογή των γωνιακών κατανομών για τη φωτοκορυφή με $E_\gamma = 1024\ keV$ στη Σχέση 4.8 μας δείχνουν ότι μάλλον προέρχεται από μετάβαση E2 με εκπομπή τετραπόλου.

Μια πρόταση για το μέλλον θα ήταν η εκ νέου πραγματοποίηση του πειράματος, σε υψηλότερες ενέργειες αυτή τη φορά, όπου ανοίγει το κανάλι (p, n), το οποίο λειτουργεί συμπληρωματικά στον υπολογισμό των ενεργών διατομών. Όπως έχουμε ξανασυζητήσει στην παράγραφο 2.3, τα πειραματικά δεδομένα ενεργών διατομών αντιδράσεων (n,γ), (p,γ) και (α,γ) είναι απαραίτητα για την βελτίωση των προβλέψεων του στατιστικού μοντέλου Hauser-Feshbach για την p-διαδικασία, που αποτελείται από ένα δαιδαλώδες δίκτυο αντιδράσεων με > 20.000 αντιδράσεις. Τέλος, προς αυτή την κατεύθυνση, θα ήταν πολύ ενδιαφέρουσα η μελέτη ενός ακόμα υποπαραγόμενου p-πυρήνα στην ίδια περιοχή του ισοτοπικού χάρτη, του ^{115}Sn. Λόγω του μεγάλου ενδιαφέροντος για την πυρηνοσύνθεση στην περιοχή Cd-In-Sn, παρουσιάζουμε στην επόμενη παράγραφο μια σύνοψη της άλυτης προέλευσης του p-πυρήνα που μελετήσαμε.

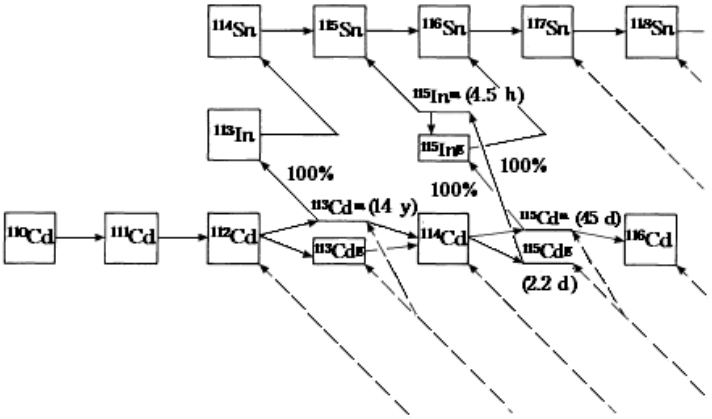
5.2 Η άλυτη προέλευση του ^{113}In

Η προέλευση των σπάνιων ισοτόπων ^{113}In και ^{115}Sn αποτελεί ένα μακροχρόνιο αίνιγμα της Αστροφυσικής [55]. Ο ^{113}In μαζί με τον ^{115}Sn είναι οι δυο από τους συνολικά τέσσερεις μη- άρτιους-άρτιους (Z=49, A=113 και Z=50, A=115 αντίστοιχα) p-πυρήνες [56].

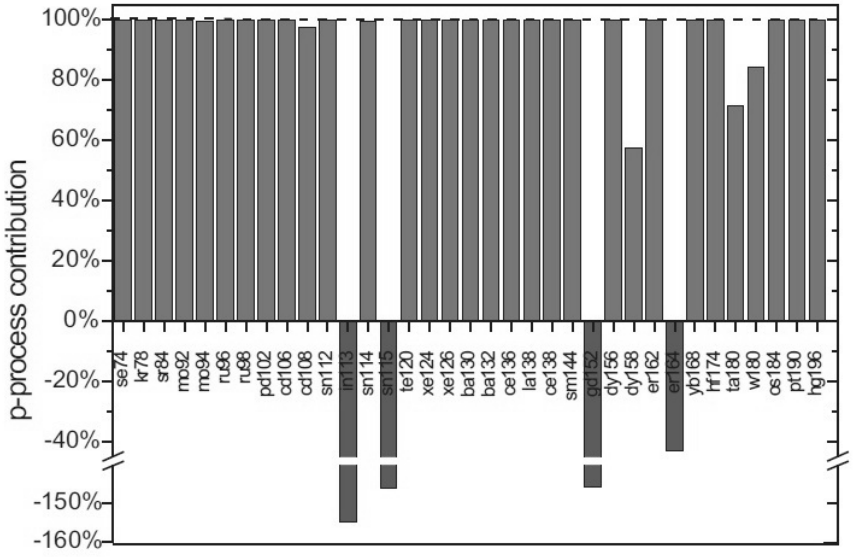
Ο Nemeth και άλλοι [57] προσδιόρισαν τις συνεισφορές των ^{113}In και ^{115}Sn με (παρωχημένη) κλασική προσέγγιση s-διεργασίας να είναι πολύ μικρές (μικρότερη από 1% και στις δυο περιπτώσεις). Αυτοί οι υπολογισμοί στην περιοχή Cd-In-Sn είναι πολύ πολύπλοκοι διότι πρέπει να μελετηθούν πολλές ισομερείς καταστάσεις, και η r-διεργασία μπορεί να συνεισφέρει με τη σειρά της στις αφθονίες των

^{113}Cd και ^{115}In. Αν και αυτά τα δυο ισότοπα έχουν οιονεί-σταθερές βασικές καταστάσεις, οι β-αποδιεγέρσεις της r-διεργασίας προγενέστερων πυρήνων μπορούν να προχωρήσουν μέσω ισομερών καταστάσεων: $^{113g}Ag \rightarrow^{113m} Cd \rightarrow^{113} In$ [58].

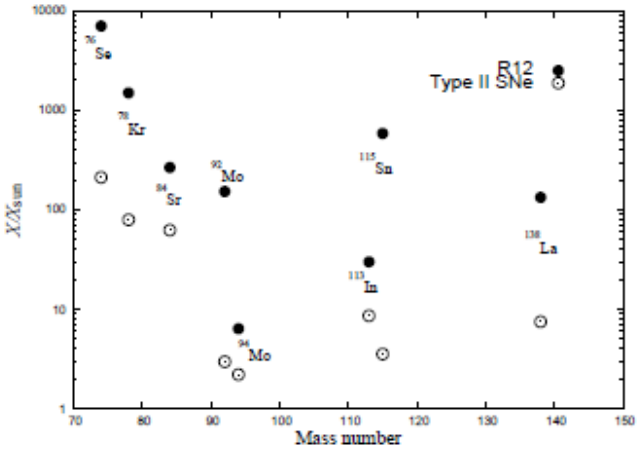
Η ερμηνεία της πυρηνοσύνθεσης στην περιοχή Cd-In-Sn είναι περίπλοκη λόγω των πολλαπλών ισομερών κλάδων. Το πιο υποσχόμενο σενάριο παραμένουν οι αλυσίδες αποδιεγέρσεων μετά την r-διεργασία, παρόλα αυτά προηγούμενοι υπολογισμοί δεν κατάφεραν να αναπαράξουν τις αφθονίες του ηλιακού συστήματος [59].



Σχημα 5.1: Πυρηνοσύνθεση στην περιοχή Cd-In-Sn (μονόχρωμη γραμή: διαδρομή s-διεργασίας, εστιγμένη γραμμή: β-αποδιεγέρσεις μετά την r-διεργασία) [57].



Σχημα 5.2: Συνεισφορές της p-διαδικασίας για όλους τους 35 "p-πυρήνες" όπως συνάχθηκαν από προσομοίωση ενός υπερκαινοφανούς τύπου II για έναν αστέρα $25M_{\odot}$. Τα ισότοπα ^{152}Gd, ^{164}Er, ^{113}In και ^{115}Sn καταστρέφονται κατά τη γ-διαδικασία [59].



Σχημα 5.3: Λόγοι μαζών p-πυρήνων που παράγονται σε αφθονία από τους πίδακες. Οι λόγοι είναι κανονικοποιημένοι με αυτούς στο ηλιακό σύστημα (Anders & Grevesse 1989). Οι μέσες αφθονίες των p-πυρήνων από υπερκαινοφανείς (Rayet et al. 1995 [26]) φαίνονται με ανοιχτούς κύκλους [61].

Μια πολύ ενδιαφέρουσα πρόταση για την εξήγηση της προέλευσης των υποπαραγόμενων ^{113}In και ^{115}Sn είναι η πυρηνοσύνθεση σε έναν *collapsar*. Ο collapsar[2] είναι μια μελανή οπή που σχηματίζεται από την ατελή έκρηξη ενός γρήγορα περιστρεφόμενου μαζικού αστέρα ($M > 25 - 50\ M_{\odot}$) [60]. Ο Fujimoto και άλλοι [61] πραγματοποιώντας μαγνητοϋδροδυναμικές προσομοιώσεις (*MHD simulations*) έδειξαν ότι οι ^{113}In και ^{115}Sn παράγονται άφθονα στα εκλυόμενα ενός collapsar (Σχήμα 5.3). Οι αφθονίες που προκύπτουν από τους υπολογισμούς στα εκλυόμενα είναι πολύ μεγαλύτερες από αυτές στους υπερκαινοφανείς καταρρέοντος πυρήνα [26].

Συνοψίζοντας, οι πιθανές πυρηνοσυνθετικές διαδικασίες, αποδεκτές και μη, για τους πυρήνες ^{113}In και ^{115}Sn είναι οι ακόλουθες:

- p-διεργασία σε έναν καταρρέοντα αστέρα υπερκαινοφανή τύπου II [26]
- οι διεργασίες r- , νp- και rp- αποκλείονται [59]. Οι δύο τελευταίες γιατί απαιτούν $A < 110$.
- θερμικά ενισχυμένη διάσπαση-β των προγόνων του ^{113}Cd (post-r-process decay chains) [55, 62] και
- πυρηνοσύνθεση σε έναν collapsar [61]

Τελικά, είναι ασαφές εάν οι ^{113}In και ^{115}Sn είναι p-πυρήνες. Η πυρηνοσύνθεση στην περιοχή Cd-In-Sn είναι ένα ανοιχτό και ενδιαφέρον ζήτημα για την Πυρηνική Αστροφυσική και χρήζει περαιτέρω μελέτης.

2 συντομογραφία του collapsed star.

Παράρτημα Α΄

Λογισμικό

Α΄.1 Mathematica

Το Mathematica [53] είναι ένα υπολογιστικό λογισμικό πρόγραμμα, το οποίο χρησιμοποιείται σε πολλά επιστημονικά, μηχανικά, μαθηματικά και υπολογιστικά πεδία και βασίζεται σε συμβολικά μαθηματικά. Δημιουργήθηκε από τον Stephen Wolfram και αναπτύχθηκε από την Wolfram Research στο Champaign του Illinois.

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, το Mathematica χρησιμοποιήθηκε μέσω της πλακέτας `Raspberry Pi©` ως εργαλείο για την κατασκευή τρισδιάστατων σχημάτων και ενεργειακών διαγραμμάτων. Για παράδειγμα, το Σχήμα 1.5 δημιουργήθηκε με τον παρακάτω κώδικα:

```
SphericalPlot3D[ 1 + .92*LegendreP[2, Cos[theta]] - .124*
   LegendreP[4, Cos[theta]], {theta, 0,
  Pi}, {phi, -2 Pi, 2 Pi}, Axes -> False, Boxed -> False]
```

Για το ενεργειακό διάγραμμα του ^{113}In στο Σχήμα 4.7, χρησιμοποιήθηκε το λογισμικό πακέτο `LevelScheme` του Mark Caprio [63].

Α΄.2 SIMION 8.1

Το SIMION [36] είναι ένα λογισμικό πακέτο που χρησιμοποιείται κυρίως για τον υπολογισμό ηλεκτρικών πεδίων και των τροχιών φορτισμένων σωματιδίων μέσα σε αυτά τα πεδία, όταν δίνεται μια διαμόρφωση των ηλεκροδίων με τάσεις και αρχικές συνθήκες για τα σωματίδια, το μαγνητικό πεδίο και φαινόμενα κρούσεων.

Με τη βοήθεια του SIMION απεικονίσαμε ορισμένα τμήματα της επιταχυντικής γραμμής, χωρίς να προσομοιώσουμε την πορεία της δέσμης, στα Σχήματα 3.5 και 3.6.

Α΄.3 SRIM

Το SRIM [50] αποτελείται από μια ομάδα προγραμμάτων που υπολογίζουν την εμβέλεια των ιόντων ($10\ eV - 2\ GeV/amu$) στην ύλη. Το TRIM (**TR**ansport of **I**ons in **M**atter) είναι το πιο ολοκληρωμένο πρόγραμμα που συμπεριλάμβάνεται. Το TRIM δεχεται περίπλοκους στόχους από σύνθετα υλικά, μέχρι οκτώ στρωμάτων, το καθένα με διαφορετικά υλικά. Υπολογίζει τόσο τη τελική 3D κατανομή των ιόντων και επίσης όλα τα κινητικά φαινόμενα που σχετίζονται σε απώλεια ενέργειας των ιόντων. Όλα τα άτομα του στόχου που διαφεύγουν από το στόχο ακολουθούνται με λεπτομέρεια. Με το SRIM2013 πραγματοποιήθηκαν τα Σχήματα 3.14 και 3.15.

Α΄.4 XSA

Το XSA είναι ένα πρόγραμμα χειρισμού και ανάλυσης μονοδιάστατων ιστογραμμάτων, που ονομάζονται *φάσματα*. Αναπτύχθηκε σε περιβάλλον Unix από το Gerfried Kumbartzki και διανέμεται δωρεάν [47]. Με το XSA αναλύθηκαν τα φάσματα της αντίδρασης ^{112}Cd(p,γ)^{113}In. Οι κύριες εντολές που χρησιμοποιήθηκαν ήταν οι εξής:

• Πληροφορίες βαθμονόμησης ενός συγκεκριμένου φάσματος:

```
cal 1.Energy 2.Energy 1.Channel 2.Channel
```

• Τοποθετηση του φάσματος με αριθμό id και προσθήκη του φάσματος με αριθμό idx στον χώρο εργασίας:

```
sel  id
add idx
```

• Προβολή του υποβάθρου ανάλογα με τον αριθμό (1 για γραμμικό, 2 για παραβολικό κλπ.):

```
b  number.
```

• Προσαρμογή γκαουσιανής καμπύλης σε κορυφή, ολοκλήρωση καμπύλης :

```
f
i
```

Βιβλιογραφία

[1] Brookhaven National Laboratory National Nuclear Data Center. NuDat (Nuclear Structure and Decay Data), March 18, 2008 2008.

[2] Βαρβάρα Φωτεινού. *Μετρήσεις ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης πρωτονίων και Αστρική Πυρηνοσύνθεση*. PhD thesis, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο,Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, 2013.

[3] NuSTRAP - University of Athens. URL `http://nustrap.magneticmoments.info/`.

[4] S.S.M. Wong. *Introductory Nuclear Physics*. Physics textbook. Wiley, 2008. ISBN 9783527617913.

[5] Encyclopaedia Britannica. URL `http://www.britannica.com/EBchecked/topic/130231/compound-nucleus-model`. Προσπελάστηκε 22.07.2014.

[6] Ευστράτιος Γεώργιος Γαλανόπουλος. *Μετρήσεις ενεργών διατομών πυρηνικών αντιδραστήρων πρωτονικής σύλληψης των ισοτόπων του στροντίου με σημασία στην πυρηνοσύνθεση*. PhD thesis, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχείο. Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, 2004.

[7] B. Martin. *Nuclear and Particle Physics: An Introduction*. Wiley, 2006. ISBN 9780470025321.

[8] C.A. Bertulani. *Nuclear Physics in a Nutshell*. In a Nutshell. Princeton University Press, 2007. ISBN 9781400839322.

[9] J. Magill and J. Galy. *Radioactivity Radionuclides Radiation*. Springer, 2005. ISBN 9783540268819.

[10] K. Alder and A. Winther. The Theory of Coulomb Excitation of Nuclei. *Phys. Rev.*, 91:1578–1579, Sep 1953. doi:10.1103/PhysRev.91.1578.

[11] F. K. McGowan and P. H. Stelson. Angular Distribution of Gamma Rays from Coulomb Excitation. *Phys. Rev.*, 99:127–134, Jul 1955. doi:10.1103/PhysRev.99.127.

[12] W.D. Hamilton. *The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy*. North-Holland, 1975.

[13] Claus E. Rolfs. *Cauldrons in the Cosmos: Nuclear Astrophysics*. University of Chicago Press, 1988.

[14] E. Margaret Burbidge, G. R. Burbidge, William A. Fowler, and F. Hoyle. Synthesis of the elements in stars. *Rev. Mod. Phys.*, 29:547–650, Oct 1957. doi:10.1103/RevModPhys.29.547.

[15] A.G.W. Cameron. *Stellar evolution, Nuclear Astrophysics, and Nucleogenesis. Second edition*. Jun 1957.

[16] Karlheinz Langanke and Friedrich-Karl Thielemann. Making the Elements in the Universe. *Europhysics News*, 2013. doi:10.1051/epn/2013304.

[17] S. E. Woosley. Nuclear astrophysics: The first 50 years, 2007.

[18] H. A. Bethe and C. L. Critchfield. The formation of deuterons by proton combination. *Phys. Rev.*, 54:248–254, Aug 1938. doi:10.1103/PhysRev.54.248.

[19] C. Iliadis. *Nuclear Physics of Stars*. Physics textbook. Wiley, 2007. ISBN 9783527406029.

[20] B.E.J. Pagel. *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies*. Cambridge University Press, 1997. ISBN 9780521559584.

[21] M. Limongi, O. Straniero, and A. Chieffi. Massive Stars in the Range 13-25 M_{solar}: Evolution and Nucleosynthesis. II. The Solar Metallicity Models. , 129: 625–664, August 2000. doi:10.1086/313424.

[22] M. P. Fewell. The atomic nuclide with the highest mean binding energy. *American Journal of Physics*, 63:653–658, July 1995. doi:10.1119/1.17828.

[23] S. E. Woosley and W. M. Howard. The p-process in supernovae. , 36:285–304, February 1978. doi:10.1086/190501.

[24] M. Arnould and S. Goriely. The p-process of stellar nucleosynthesis: astrophysics and nuclear physics status. *Physics Reports*, 384(1–2):1 – 84, 2003. ISSN 0370-1573. doi:10.1016/S0370-1573(03)00242-4.

[25] Jordi José and Christian Iliadis. Nuclear astrophysics: the unfinished quest for the origin of the elements. *Reports on Progress in Physics*, 74(9):096901, 2011.

[26] M Rayet, M Arnould, M Hashimoto, N Prantzos, and K Nomoto. The p-process in Type II supernovae. *Astronomy and Astrophysics*, 298:517, 1995.

[27] W. Rapp, J. Görres, M. Wiescher, H. Schatz, and F. Käppeler. Sensitivity of p-Process Nucleosynthesis to Nuclear Reaction Rates in a 25 M_{solar} Supernova Model. , 653:474–489, December 2006. doi:10.1086/508402.

[28] C. Fröhlich, G. Martínez-Pinedo, M. Liebendörfer, F.-K. Thielemann, E. Bravo, W. R. Hix, K. Langanke, and N. T. Zinner. Neutrino-induced nucleosynthesis of A≥64 nuclei: The νp process. *Phys. Rev. Lett.*, 96:142502, Apr 2006. doi:10.1103/PhysRevLett.96.142502.

[29] S. Harissopulos, A. Spyrou, A. Lagoyannis, M. Axiotis, P. Demetriou, J. W. Hammer, R. Kunz, and H.-W. Becker. Cross section measurements of proton capture reactions relevant to the p-process: The case of ^{89}Y$(p,\gamma)^{90}$Zr and ^{121,123}Sb$(p,\gamma)^{122,124}$Te. *Phys. Rev. C*, 87:025806, Feb 2013. doi:10.1103/PhysRevC.87.025806.

[30] A. Koning, S. Hilaire, and M. Duijvestijn. TALYS: Nuclear Reaction Simulator, February 2012. Astrophysics Source Code Library.

[31] Stephane Goriely. MOST: Hauser-Feshbach Reaction Rates for Nuclei with z=8-109. URL `www-astro.ulb.ac.be/Html/hfr.html`.

[32] Thomas Rauscher and Frierich-Karl Thielemann. Tables of nuclear cross sections and reaction rates : An addendum to the paper 'Astrophysical reaction rates from statistical model calculations'. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 79(1):47 – 64, 2001. ISSN 0092-640X. doi:10.1006/adnd.2001.0863.

[33] A. Spyrou, A. Lagoyannis, P. Demetriou, S. Harissopulos, and H.-W. Becker. Cross section measurements of (p,γ) reactions on Pd isotopes relevant to the p-process. *Phys. Rev. C*, 77:065801, Jun 2008. doi:10.1103/PhysRevC.77.065801.

[34] I.G. Brown. *The Physics and Technology of Ion Sources*. Wiley, 2004. ISBN 9783527404100.

[35] Μαρία Διακάκη. Ο Επιταχυντής Van de Graaf Tandem (T11 5.5 MV) του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος". Εγχειρίδιο στις βασικές έννοιες λειτουργίας του επιταχυντή, 2009.

[36] David A Dahl. Simion for the personal computer in reflection. *International Journal of Mass Spectrometry*, 200(1–3):3 – 25, 2000. ISSN 1387-3806. doi:S1387-3806(00)00305-5. Volume 200: The state of the field as we move into a new millenium.

[37] I. Madesis et al. Beam delivery at a Tandem Van de Graaf accelerator facility. In *Erasmus Intensive Program: Charged Particle Optics Theory and Simulation*, August 2013.

[38] Ελένη-Μυρτώ Ασημακοπούλου. Πειραματική μελέτη της αστροφυσικά ενδιαφέρουσας αντίδρασης ^{112}Cd$(p,\gamma)^{113}$In. Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών, 2013. Διπλωματική Εργασία.

[39] E.M Asimakopoulou, E. Malami, T.J Mertzimekis, and V. Foteinou. Experimental study of the astrophysically interesting ^{112}Cd$(p,\gamma)^{113}$In reaction. In 22^{nd} *Symposium of the Hellenic Nuclear Physics Society*, 2013.

[40] Canberra. Germanium detectors. URL `http://www.canberra.com/products/detectors/pdf/Germanium-Det-SS-C39606.pdf`.

[41] Isabel Lopez. Germanium detectors. In *ICARO 11,ITN, Lisboa*, March 2011.

[42] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 2010. ISBN 9780470131480.

[43] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach*. U.S. Government Printing Office, 1994. ISBN 9783540572800.

[44] G. Gilmore. *Practical Gamma-ray Spectroscopy*. Wiley, 2011. ISBN 9781119964698.

[45] T.H. Lee. *Planar Microwave Engineering: A Practical Guide to Theory, Measurement, and Circuits*. Number τ. 1 in Planar Microwave Engineering: A Practical Guide to Theory, Measurement, and Circuits. Cambridge University Press, 2004. ISBN 9780521835268.

[46] FAST ComTec GmbH. Mpa-nt multiparameter system software. URL `http://www.fastcomtec.com/fwww/datashee/mpa/mpant.pdf`.

[47] Gerfried Kumbartzki. XSA, Spectrum Analysis Program Info, 2012. URL `http://www.physics.rutgers.edu/~kum/sa.html`.

[48] Ελευθερία Μαλάμη. Μέτρηση ενεργού διατομής της αντίδρασης σύλληψης πρωτονίου ^{112}Cd$(p,\gamma)^{113}$In σε περιοχές ενεργειών αστροφυσικού ενδιαφέροντος. Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών, 2014. Διπλωματική Εργασία.

[49] Κ. Τσαμπά. Ιδιωτική Επικοινωνία, 2014.

[50] James F Ziegler and Jochen P Biersack. Srim-2008, Stopping Power and Range of Ions in Matter. 2008.

[51] G. Friedlander, E.S. Macias, and J.W. Kennedy. *Nuclear and Radiochemistry*. Wiley, 1981. ISBN 9780471862550.

[52] R. Koch. *Activation Analysis Handbook*. Elsevier Science, 2012. ISBN 9780323159654.

[53] Wolfram Raspberry Pi © Bundle License Agreement. URL `http://www.wolfram.com/legal/agreements/wolfram-mathematica-raspberry-pi.html`.

[54] Experimental nuclear reaction data (EXFOR). URL `https://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm`. Database Version of April 22, 2014.

[55] Ch. Theis, F. Keler, K. Wisshak, and F. Voss. On the puzzling origin of the rare In and Sn Isotopes. *The Astrophysical Journal*, 500(2):1039, 1998.

[56] T. Rauscher, N. Dauphas, I. Dillmann, C. Fröhlich, Z. Fülöp, and G. Gyürky. Constraining the astrophysical origin of the p-nuclei through nuclear physics and meteoritic data. *Reports on Progress in Physics*, 76(6):066201, June 2013. doi:10.1088/0034-4885/76/6/066201.

[57] Z. Nemeth, F. Kaeppeler, C. Theis, T. Belgya, and S. W. Yates. Nucleosynthesis in the Cd-In-Sn region. , 426:357–365, May 1994. doi:10.1086/174071.

[58] I. Dillmann, T. Rauscher, M. Heil, F. Käppeler, W. Rapp, and F.-K. Thielemann. p-Process simulations with a modified reaction library. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 35(1):014029, January 2008. doi:10.1088/0954-3899/35/1/014029.

[59] I Dillmann, Franz Käppeler, Thomas Rauscher, FK Thielemann, Roberto Gallino, and Sara Bisterzo. Are there only 30 p-nuclei? 2008.

[60] M. Livio, N. Panagia, and K. Sahu. *Supernovae and Gamma-Ray Bursts: The Greatest Explosions Since the Big Bang*. Space Telescope Science Institute Symposium Series. Cambridge University Press, 2001. ISBN 9780521791410.

[61] S.-I. Fujimoto, M.-A. Hashimoto, K. Kotake, and S. Yamada. Heavy-Element Nucleosynthesis in a Collapsar. , 656:382–392, February 2007. doi:10.1086/509908.

[62] I.V. Kopytin and Imad A. Hussain. Role of thermal and photobeta decays in processes of nucleosynthesis of problematic p nuclei of ^{113}In, ^{115}Sn, ^{92,94}Mo, and ^{96,98}Ru in massive stars. *Physics of Atomic Nuclei*, 76(4):476–488, 2013. ISSN 1063-7788. doi:10.1134/S1063778813030101.

[63] M.A. Caprio. Levelscheme: A level scheme drawing and scientific figure preparation system for mathematica. *Computer Physics Communications*, 171 (2):107 – 118, 2005. ISSN 0010-4655. doi:10.1016/j.cpc.2005.04.010.