



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών & Φυσικών Επιστημών

Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών



Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

Ινστιτούτο Πυρηνικής & Σωματιδιακής Φυσικής

Ινστιτούτο Νανοεπιστημής & Νανοτεχνολογίας

Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

**Μελέτη των αντιδράσεων
 $^{10}B(p, \alpha\gamma)^7Be$ και $^{10}B(p, p'\gamma)^{10}B$ για
εφαρμογές στην τεχνική PIGE.**

Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία του:
Πρεκετέ-Σιγάλα Κωνσταντίνου

Επιβλέπων Ερευνητής: Λαγογιάννης Αναστάσιος
Επιβλέπων Καθηγητής: Κόκκορης Μιχαήλ

Αθήνα, Μάρτιος 2015



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών & Φυσικών Επιστημών
Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών



Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

Ινστιτούτο Πυρηνικής & Σωματιδιακής Φυσικής
Ινστιτούτο Νανοεπιστημής & Νανοτεχνολογίας

Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

**Μελέτη των αντιδράσεων
 $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ και $^{10}\text{B}(p, p'\gamma)^{10}\text{B}$ για
εφαρμογές στην τεχνική PIGE.**

Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία του:
Πρεκετέ-Σιγάλα Κωνσταντίνου

Τριμελής επιτροπή

Ζάννη-Βλαστού Ρόζα
Καθηγήτρια

Λαγογιάννης Αναστάσιος
Ερευνητής Β'

Κόκκορης Μιχαήλ
Αν. Καθηγητής

.....
Υπογραφή

.....
Υπογραφή

.....
Υπογραφή

Στα ανίψια μου, Κατερίνα και μπέμπη...

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω το Δρα. Αναστάσιο Λαγογιάννη, ερευνητή Β' του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής (Ι.Π.Σ.Φ.) του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος», και το Δρα. Μιχαήλ Κόκκορη, αναπληρωτή καθηγητή του Ε.Μ.Π., επιβλέποντες της παρούσας μεταπτυχιακής εργασίας, για όσα μου έχουν προσφέρει και μου έχουν μάθει σε ακαδημαϊκό και ερευνητικό επίπεδο (αλλά και σε προσωπικό) τα τελευταία τέσσερα χρόνια που τους γνωρίζω. Επίσης, ευχαριστώ τη Δρα. Ρόζα Ζάννη-Βλαστού, καθηγήτρια του Ε.Μ.Π., για τη βοήθειά της όποτε της ζητήθηκε και τις πολύ σημαντικές υποδείξεις της.

Ακόμη, θα ήθελα να ευχαριστήσω το Δρα. Μιχαήλ Αζιώτη, μεταδιδακτορικό ερευνητή του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής (Ι.Π.Σ.Φ.) του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος», για τη διαρκή βοήθειά του σε ποικίλα θέματα (καθώς και για το αίσθημα ανταγωνισμού που μου προσφέρει στα αθλητικά δρώμενα του εργαστηρίου).

Φυσικά, ευχαριστώ πολύ και το υπόλοιπο ερευνητικό προσωπικό του Ι.Π.Σ.Φ. του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» για τη βοήθειά του κατά την εκτέλεση των πειραμάτων και για ό,τι άλλο προέκυψε στη συνέχεια, καθώς και τα υπόλοιπα άτομα της ομάδα της Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π. για τη βοήθειά τους όπου χρειάστηκε.

Ιδιαίτερος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους συμφοιτητές μου, Θάνο Σταματόπουλο και Δημήτρη Μάγγο, για την πολύτιμη βοήθειά τους σε ζητήματα που αφορούσαν το L^AT_EX.

Κλείνοντας, θα ήθελα να πω ένα ξεχωριστό ευχαριστώ στη Νεκταρία-Αντωνία Πιέρρου, στη Τζόρτζια Νταπέι και στη Βαλεντίνα Πανέτα, που με υποστήριξαν (συμβουλευτικά και ψυχολογικά) όποτε χρειάστηκε.

Τέλος, το μεγαλύτερο ευχαριστώ το οφείλω στους γονείς μου, Άρη και Κατερίνα, και στην αδερφή μου, Νίκη, για όσα μου έχουν προσφέρει αυτά τα 25 χρόνια που υπάρχω, με υπομονή, στερήσεις και πολύ κόπο.

Περίληψη

Στην παρούσα εργασία μετρήθηκε η διαφορική ενεργός διατομή των αντιδράσεων $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ και $^{10}\text{B}(p, p'\gamma)^{10}\text{B}$, σε 8 γωνίες (0° , 15° , 40° , 55° , 90° , 105° , 150° και 165°), για ενέργειες δέσμης πρωτονίων από 2.0 έως 5.0 MeV, χρησιμοποιώντας δύο λεπτούς στόχους. Οι εκπεμπόμενες ακτίνες- γ , ενεργειών $E = 429$ και 718 keV, ανιχνεύονταν από τέσσερις ανιχνευτές HPGe, που ήταν τοποθετημένοι σε ειδική περιστρεφόμενη τράπεζα γύρω από το στόχο. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν στο εργαστήριο του ηλεκτροστατικού επιταχυντή, 5.5 MV TN11 TANDEM, του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος».

Η συνολική συστηματική αβεβαιότητα των μετρήσεων εκτιμήθηκε ότι είναι $\sim 8\%$, ενώ τα στατιστικά σφάλματα δεν υπερβαίνουν το 5% . Η εγκυρότητα των μετρούμενων διαφορικών ενεργών διατομών ελέγχθηκε με την πραγματοποίηση πειράματος επαλήθευσης με παχύ στόχο ("benchmarking"). Τα αποτελέσματα που προέκυψαν, συγκρίνονται με αυτά από ήδη υπάρχουσες εργασίες που ήταν διαθέσιμες στη βιβλιογραφία, και αναφέρονται πιθανές εξηγήσεις για τις διαφορές που παρατηρούνται.

Abstract

Differential cross section were measured at 8 angles (0° , 15° , 40° , 55° , 90° , 105° , 150° and 165°) and at proton energies from 2.0 to 5.0 MeV for the $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ and $^{10}\text{B}(p, p'\gamma)^{10}\text{B}$ reactions using two thin targets. The γ -rays emitted at $E = 429$ and 718 keV were detected by four HPGe detectors placed on a motorized turntable, around the target. The measurements were carried out at the Tandem Accelerator Laboratory of the Institute of Nuclear and Particle Physics (I.N.P.P.), National Centre of Scientific Research (N.C.S.R.) "Demokritos", using the installed 5.5 MV TN11 Tandem Accelerator.

The overall systematic uncertainty of the measurements was estimated to be $\sim 8\%$ while the statistical errors did not exceed 5%. The validity of the obtained cross sections was tested by performing a thick target benchmarking experiment. The results of the present work are compared with existing ones from literature and possible explanations for the observed differences are discussed.

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες	i
Περίληψη	iii
Abstract	v
1 Εισαγωγή	1
1.1 Σκοπός	1
1.2 Τεχνικές PIGE & συντονιστικής-PIGE	2
1.2.1 Τεχνική PIGE	2
1.2.2 Τεχνική συντονιστικής-PIGE	3
1.3 Προηγούμενες εργασίες	5
2 Πειραματική διάταξη	9
2.1 Επιταχυντής	9
2.2 Πειραματική γραμμή	9
2.3 Ανιχνευτές HPGe	11
2.4 Ηλεκτρονική διάταξη	12
2.5 Κατασκευή στόχων	14
3 Πειραματική ανάλυση	17
3.1 Υπολογισμός διαφορικής ενεργού διατομής	17
3.1.1 Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού	17
3.1.2 Διαφορική ενεργός διατομή σε συντονισμό	18
3.2 Βαθμονόμηση φασμάτων	20
3.3 Βαθμονόμηση επιταχυντή	20
3.4 Απόδοση ανιχνευτών HPGe	22
3.5 Ανάλυση στόχων	27
3.6 Μέτρηση φορτίου	29
3.7 Εμβαδομέτρηση	30
3.8 Παρουσίαση αποτελεσμάτων	32
3.9 Σύγκριση με προηγούμενες εργασίες	34

3.10	Επαλήθευση με παχείς στόχους	35
3.11	Σύγκριση με παχύ στόχο με προηγούμενες εργασίες	36
4	Συμπεράσματα – Προοπτικές	41
4.1	Συμπεράσματα	41
4.2	Προοπτικές	42
	Παραρτήματα	43
	Α΄ Γωνιακό εύρος και στερεά γωνία	43
	Β΄ Κώδικας C++ για ανάλυση RIGE	45
	Βιβλιογραφία	49

Κατάλογος Σχημάτων

1.1	Ενεργειακό διάγραμμα σύνθετου πυρήνα με τα κανάλια εισόδου και εξόδου που μελετήθηκαν.	3
1.2	Σχηματική απεικόνιση των τεχνικών PIGE και PIXE.	4
1.3	Διαφορική ενεργός διατομή προηγούμενων εργασιών.	7
2.1	Βασικά μέρη επιταχυντή TANDEM.	10
2.2	Άποψη θαλαμίσκου προς πλευρά μαγνήτη επιλογής (Switcher).	11
2.3	Καπάκι θαλαμίσκου, με βάση στόχων και σύστημα ψύξης.	11
2.4	Σχηματική απεικόνιση τελευταίου τμήματος επιταχυντικού σωλήνα.	12
2.5	Σχηματική απεικόνιση κάτοψης πειραματικής διάταξης.	14
2.6	Σχηματική απεικόνιση ηλεκτρονικής διάταξης.	15
2.7	Εξαχνωτήρας εργαστηρίου για την παρασκευή στόχων.	15
2.8	Πρέσα εργαστηρίου για την παρασκευή στόχων.	15
3.1	Ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$	21
3.2	Βαθμονόμηση επιταχυντή με την αντίδραση $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$	22
3.3	Φάσμα από ανιχνευτή HPGe για πηγή ^{152}Eu στις 165°	23
3.4	Απόλυτη απόδοση, ε_{abs} , ανιχνευτή HPGe στις 165° με πηγή ^{152}Eu	27
3.5	Προσομοίωση φασμάτων στόχων με χρήση του προγράμματος SIMNRA.	28
3.6	Φάσμα για ενέργεια δέσμης $E_p=3000$ keV στις 55°	31
3.7	Η κορυφή της αντίδρασης $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ στην ενέργεια 429 keV για ενέργεια δέσμης $E_p=3000$ keV σε όλες τις γωνίες που μελετήθηκαν.	33
3.8	Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ για τα δύο set γωνιών της παρούσας εργασίας.	37
3.9	Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{10}\text{B}(p, p'\gamma)^{10}\text{B}$ για τα δύο set γωνιών της παρούσας εργασίας.	38

3.10 Σύγκριση διαφορικών ενεργών διατομών με προηγούμενες εργασίες.	39
3.11 Σύγκριση αποτελεσμάτων παχέος στόχου με προηγούμενες εργασίες.	40
A.1 Υπολογισμός γωνιακού εύρους $\delta\theta$	43

Κατάλογος Πινάκων

1.1 Προηγούμενες εργασίες.	6
2.1 Τεχνικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών HPGe.	13
2.2 Γωνίες ανιχνευτών HPGe.	14
3.1 Διακριτική ικανότητα ανιχνευτών HPGe στην ενέργεια 1332.5 keV.	20
3.2 Απόλυτη απόδοση, ε_{abs} , ανιχνευτή HPGe στις 165° με πηγή ^{152}Eu	25
3.3 Απόλυτη απόδοση, ε_{abs} , ανιχνευτών HPGe στις ενέργειες 429 και 718 keV.	26

Κεφάλαιο 1

Εισαγωγή

1.1 Σκοπός

Το βόριο είναι ένα ελαφρύ στοιχείο που χρησιμοποιείται ευρέως σε πολλές βιομηχανικές εφαρμογές (π.χ. βοριοπυριτικό γυαλί (borosilicate glass), κλωστοϋφαντουργικός υαλοβάμβακας (textile fiberglass) κλπ.), αλλά και σε πολλές τεχνολογικές εφαρμογές, με πιο συχνή τη χρήση του ως δότη σε ημιαγωγούς. Ειδικά το ^{10}B , το οποίο αποτελεί το 19.9% του φυσικού βορίου, είναι πολύ καλός απορροφητής νετρονίων και γι' αυτό χρησιμοποιείται σε πολλές εφαρμογές που σχετίζονται με την πυρηνική φυσική, όπως στις ράβδους ελέγχου πυρηνικών αντιδραστήρων, για θωράκιση από ακτινοβολία, αλλά και ως συστατικό σε ανιχνευτές νετρονίων. Έτσι, είναι συχνή η ανάγκη ανίχνευσης του βορίου σε μήτρα διαφόρων βαρέων στοιχείων, με χρήση τεχνικών ανάλυσης με δέσμη ιόντων (Ion Beam Analysis, IBA). Ωστόσο, ο χαμηλός ατομικός αριθμός, Z , του βορίου, καθιστά συνήθως αναποτελεσματικές τόσο τη φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (Elastic Backscattering Spectroscopy, EBS), όσο και την τεχνική ανίχνευσης ακτίνων- X που εκπέμπονται από αλληλεπίδραση με δέσμη πρωτονίων (Particle Induced X-ray Emission, PIXE). Η τεχνική που χρησιμοποιείται σε αυτές τις περιπτώσεις και αποδίδει ακριβή αποτελέσματα είναι η ανάλυση με πυρηνική αντίδραση (Nuclear Reaction Analysis, NRA) [1, 2, 3, 4, 5].

Η τεχνική NRA, και ειδικότερα η τεχνική ανίχνευσης ακτίνων- γ που εκπέμπονται από αντίδραση με δέσμη σωματιδίων (Particle Induced Gamma-ray Emission, PIGE) χρησιμοποιείται, συνήθως σε συνδυασμό με την τεχνική PIXE, λόγω μεγάλης ανιχνευτικής ευαισθησίας σε πολλούς πυρήνες, αλλά κυρίως στα ισότοπά τους. Όμως, ενώ έχουν γίνει αρκετές προσπάθειες μέτρησης αξιόπιστων διαφορικών ενεργών διατομών με χρήση φορτισμένων σωματιδίων με την τεχνική NRA [6, 7, 8, 9], υπάρχει έλλειψη δεδομένων στη

βιβλιογραφία σχετικά με την τεχνική PIGE. Επίσης, αν και οι περισσότερες μελέτες που αφορούν στο ^{10}B έχουν γίνει με σκοπό τη φασματοσκοπία [10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18], ελάχιστα από τα δεδομένα [11, 13, 14, 18] είναι κατάλληλα για την ανάλυση PIGE. Η κατάσταση αυτή περιπλέκεται ακόμα περισσότερο, καθώς μεταξύ αυτών των δεδομένων υπάρχουν μεγάλες ασυμφωνίες, που σε κάποιες περιπτώσεις φτάνουν έναν παράγοντα 5. Σκοπός της παρούσας εργασίας είναι να διασαφηνίσει αυτές τις ασυμφωνίες και να εξασφαλίσει αξιόπιστα δεδομένα διαφορικής ενεργού διατομής για την ποσοτικοποίηση του ^{10}B με χρήση της τεχνικής PIGE χωρίς την ανάγκη πρότυπου στόχου αναφοράς. Έτσι, μελετήθηκαν οι χαρακτηριστικές ακτίνες- γ , ενεργειών 429 και 718 keV, που προέρχονται από τις αντιδράσεις $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ και $^{10}\text{B}(p, p'\gamma)^{10}\text{B}$ αντίστοιχα (Σχήμα 1.1), σε 8 γωνίες (0° , 15° , 40° , 55° , 90° , 105° , 150° και 165°), με δέσμη πρωτονίων στο ενεργειακό εύρος μεταξύ 2002 και 5002 keV, με μεταβλητό βήμα από 10 έως 40 keV.

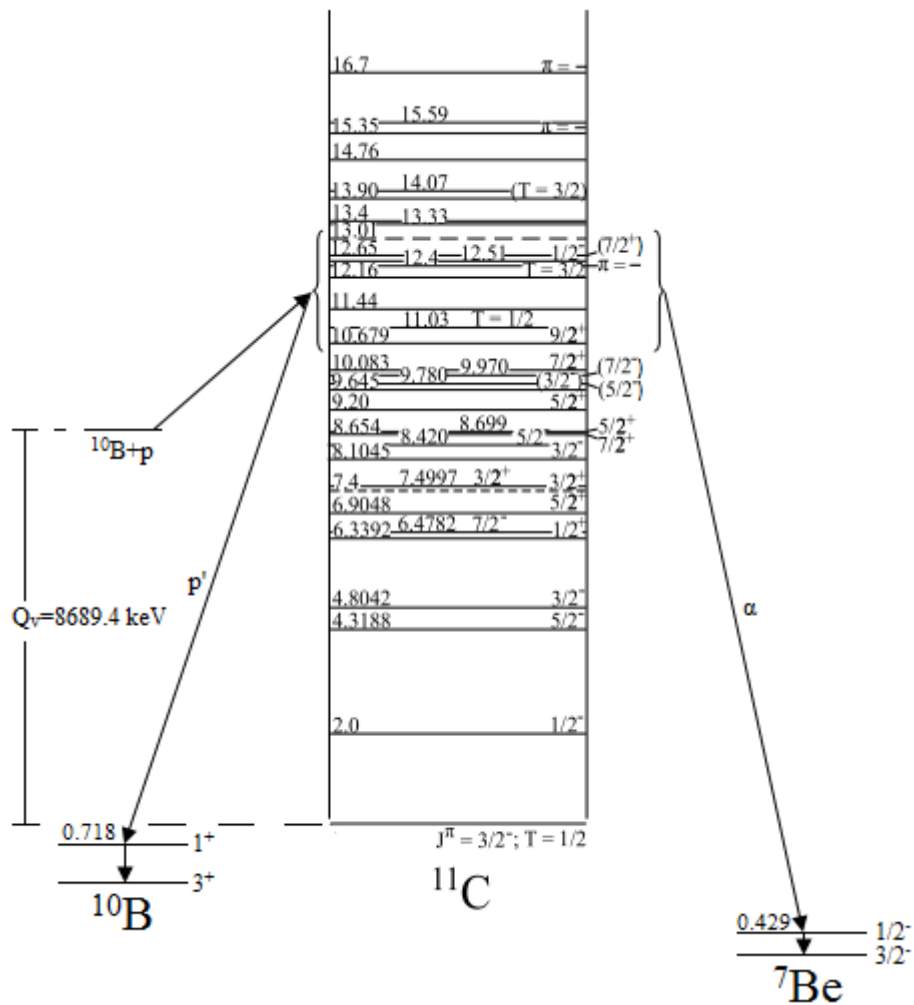
1.2 Τεχνικές PIGE & συντονιστικής-PIGE

1.2.1 Τεχνική PIGE

Η τεχνική PIGE (Particle Induced Gamma-ray Emission) είναι μία από της τεχνικές IBA. Στηρίζεται στη φασματοσκοπία των ακτίνων- γ που εκπέμπονται από τους διεγερμένους πυρήνες που δημιουργούνται από την ακτινοβόληση του στόχου με τη δέσμη ιόντων (Σχήμα 1.2). Ο βασικός μηχανισμός αλληλεπίδρασης του "πυρήνα-στόχου" με τον "πυρήνα-βλήμα" είναι ο σχηματισμός ενός σύνθετου πυρήνα σε μία υψηλά διεγερμένη κατάσταση, από την οποία αποδιεγείρεται, μέσα σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα, με την εκπομπή χαρακτηριστικών (για κάθε ισότοπο ενός στοιχείου) ακτίνων- γ .

Η τεχνική PIGE μπορεί να θεωρηθεί ως μία υποκατηγορία της τεχνικής NRA, όταν ανιχνεύονται ακτίνες- γ ως προϊόντα της αντίδρασης. Συνήθως, χρησιμοποιείται σε συνδυασμό με τις τεχνικές PIXE ή/και RBS, για την ποσοτικοποίηση των συγκεντρώσεων στοιχείων χαμηλού ατομικού αριθμού, Z , όπως Li , F , Na , Mg και Al . Επίσης, τα όρια ανίχνευσης ποικίλουν από στοιχείο σε στοιχείο, αλλά τυπικά είναι μεταξύ 10 και 100 ppm.

Η τεχνική PIGE, όπως και οι υπόλοιπες τεχνικές IBA, είναι μη καταστροφική και μετά τη λήξη του πειράματος, το δείγμα δεν ακτινοβολεί σχεδόν καθόλου ή ακτινοβολεί για μικρό χρονικό διάστημα, διότι ο χρόνος μέτρησης των δειγμάτων είναι σχετικά περιορισμένος και, σε κάθε περίπτωση, πολύ μικρότερος από αυτόν που απαιτείται για την τεχνική CPAA (Charge Particle Activation Analysis). Ωστόσο, υπερτερεί σημαντικά των υπόλοιπων τεχνικών IBA, λόγω της ανίχνευσης ακτίνων- γ , που δεν έχουν απώλεια ενέργειας κατά

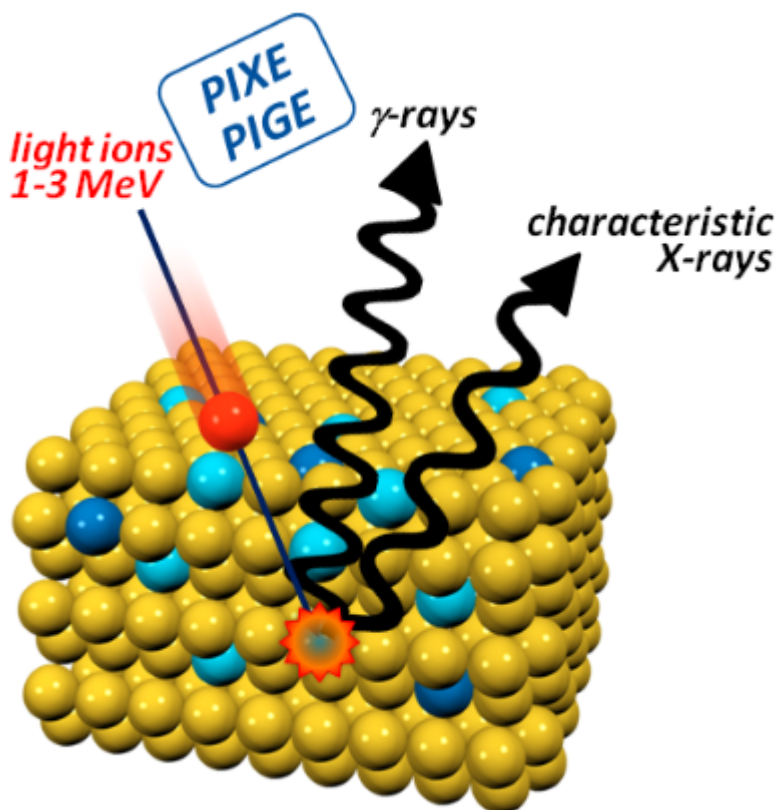


Σχήμα 1.1: Ενεργειακό διάγραμμα σύνθετου πυρήνα με τα κανάλια εισόδου και εξόδου που μελετήθηκαν.

τη διέλευσή τους από την ύλη, καθώς και την υψηλή επιλεκτικότητά τους στην ανίχνευση διαφορετικών ισοτόπων κάθε στοιχείου.

1.2.2 Τεχνική συντονιστικής-PIGE

Σε κάποιες περιπτώσεις, και για πολύ συγκεκριμένες ενέργειες δέσμης, η εκπομπή των ακτίνων- γ από τον πυρήνα εμφανίζει λεπτούς και ισχυρούς συντονισμούς με μικρό εύρος, της τάξης των μερικών keV. Τότε μπορεί να γίνει χρήση της μεθόδου της συντονιστικής-PIGE (resonant-PIGE), κατά την οποία αξιοποιούνται οι συντονισμοί αυτοί προκειμένου να προσδιοριστεί η κατανομή σε βάθος του υπό εξέταση ισοτόπου, με πολύ μεγαλύτερη ακρίβεια



Σχήμα 1.2: Σχηματική απεικόνιση των τεχνικών PIGE και PIXE.

σε σχέση με τις άλλες πυρηνικές μεθόδους. Συγκεκριμένα, όταν η ενέργεια της δέσμης συμπίπτει με την ενέργεια του συντονισμού, σχηματίζεται μια κορυφή στο φάσμα των ακτίνων- γ , που οφείλεται στα γεγονότα που συμβαίνουν στην επιφάνεια του στόχου. Καθώς η δέσμη εισέρχεται εντός του δείγματος, η ενέργεια των σωματιδίων της δέσμης ελαττώνεται λόγω απώλειας ενέργειας των φορτισμένων σωματιδίων μέσα στην ύλη, με αποτέλεσμα να μη βρίσκεται πλέον μέσα στο εύρος του συντονισμού. Αυξάνοντας όμως την ενέργεια της δέσμης, τα γεγονότα που συμβάλλουν στο σχηματισμό της κορυφής του φάσματος των ακτίνων- γ , συμβαίνουν βαθύτερα μέσα στο στόχο, όπου τα σωματίδια έχουν χάσει πλέον αρκετή ενέργεια και βρίσκονται εντός του εύρους του συντονισμού.

Το μειονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι η ανίχνευση αυστηρά ενός και μόνο ισότοπου ενώ δεν παρέχεται καμία επιπλέον πληροφορία για όλα τα υπόλοιπα στοιχεία που απαρτίζουν το δείγμα. Τέλος, όπως και στις περισσότερες πυρηνικές τεχνικές πλὴν της οπισθοσκέδασης Rutherford (RBS), απαιτείται η γνώση της ενεργού διατομής των αντιδράσεων, της ενέργειας και του

εύρους του εκάστοτε συντονισμού, καθώς και της ενέργειας εκπομπής των ακτίνων- γ .

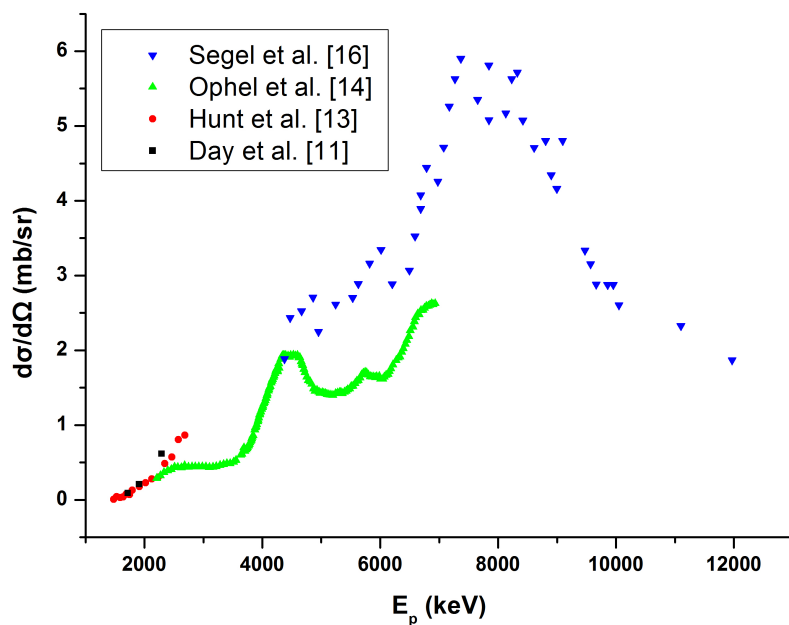
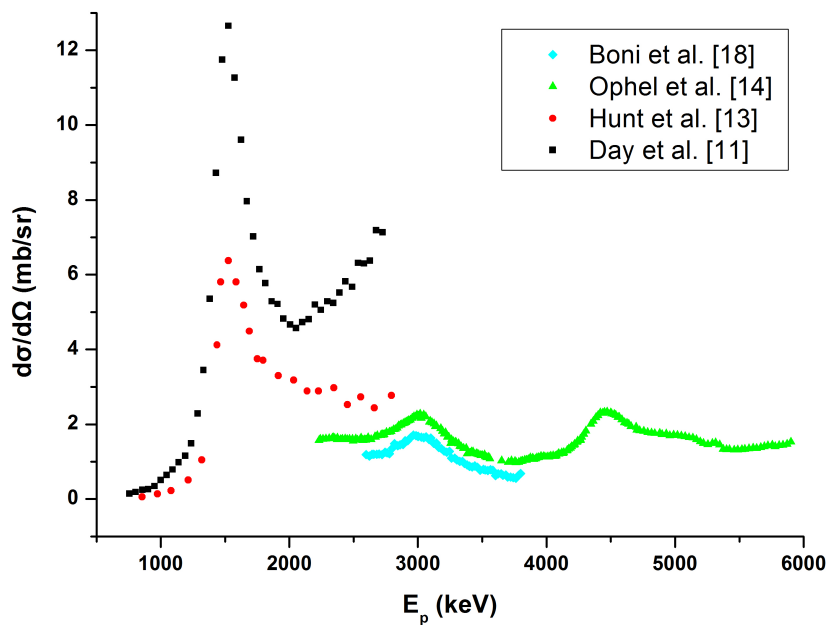
1.3 Προηγούμενες εργασίες

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, στο παρελθόν έχουν γίνει κι άλλες προσπάθειες μέτρησης των διαφορικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ και $^{10}\text{B}(p, p'\gamma)^{10}\text{B}$. Οι σημαντικότερες εργασίες παρουσιάζονται στον Πίνακα 1.1, και τα αποτελέσματά τους στο Σχήμα 1.3.

Γίνεται αντιληπτό ότι υπάρχουν μεγάλες διακυμάνσεις, οι οποίες ξεκινούν από 20% και σε κάποιες περιπτώσεις φτάνουν μέχρι και έναν παράγοντα 5. Αυτός είναι κι ο σημαντικότερος λόγος που πραγματοποιήθηκε η παρούσα εργασία, ώστε να προκύψουν αξιόπιστα δεδομένα για τη βιβλιογραφία και για τον εμπλουτισμό της σε περισσότερες ενέργειες και γωνίες.

Εργασία	Γωνίες ανιχν.	Ανιχνευτές	Απόσταση ανιχν.-στ.	Στόχοι	Πάχος στόχου	Επιτά/σμός στόχου
Day et al. [11]	90°	NaI(Tl) (1.5in. × 1.5in.)	—	$^{10}\text{B})_2\text{O}_3 \rightarrow T\alpha$ $^{10}\text{B})_2 \rightarrow T\alpha$	«Λεπτός»	~95%
Hunt et al. [13]	90°	NaI(Tl) (4in. × 4in.)	—	$^{10}\text{B}(\times 2)$	$10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$	>99%
Orhel et al. [14]	55°	NaI (7.6cm × 7.6cm)	72 cm	$^{10}\text{B} \rightarrow T\alpha$	$675\mu\text{g}/\text{cm}^2$	99.8%
Segel et al. [16]	53°, 90°, 127° 90°	NaI(Tl) ($\times 2$) (25cm × 20cm) (20cm × 15cm)	20 cm 18 cm	$^{10}\text{B} \rightarrow$ «Λεπτό» C	$50\mu\text{g}/\text{cm}^2$	~96%
Boni et al. [18]	90°	HPGe (20%) (4.93cm × 6.18cm)	6 cm	^{nat}B	$14\mu\text{g}/\text{cm}^2$	—
Anttila et al. [19]	55°	Ge(Li) (21.8%) (110cm ³)	4 cm	^{nat}B	«Άπειρο»	—
Kiss et al. [20]	55°	Ge(Li) ($\times 2$) (25cm ³ & 110cm ³)	10 cm	^{nat}B	«Άπειρο»	—
Savidou et al. [21]	90°	Ge	—	^{nat}B	«Άπειρο»	—

Πίνακας 1.1: Προηγούμενες εργασίες.



Σχήμα 1.3: Διαφορική ενεργός διατομή των αντιδράσεων $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ (πάνω) και $^{10}\text{B}(p, p'\gamma)^{10}\text{B}$ (κάτω) των προηγούμενων εργασιών.

Κεφάλαιο 2

Πειραματική διάταξη

Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστούν τα κυριότερα τμήματα της πειραματικής διάταξης, από τη βασική υποδομή του εργαστηρίου, όπως ο επιταχυντής, οι ανιχνευτές και τα ηλεκτρονικά, μέχρι τα πιο ειδικά για το συγκεκριμένο πείραμα, που είναι οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν.

2.1 Επιταχυντής

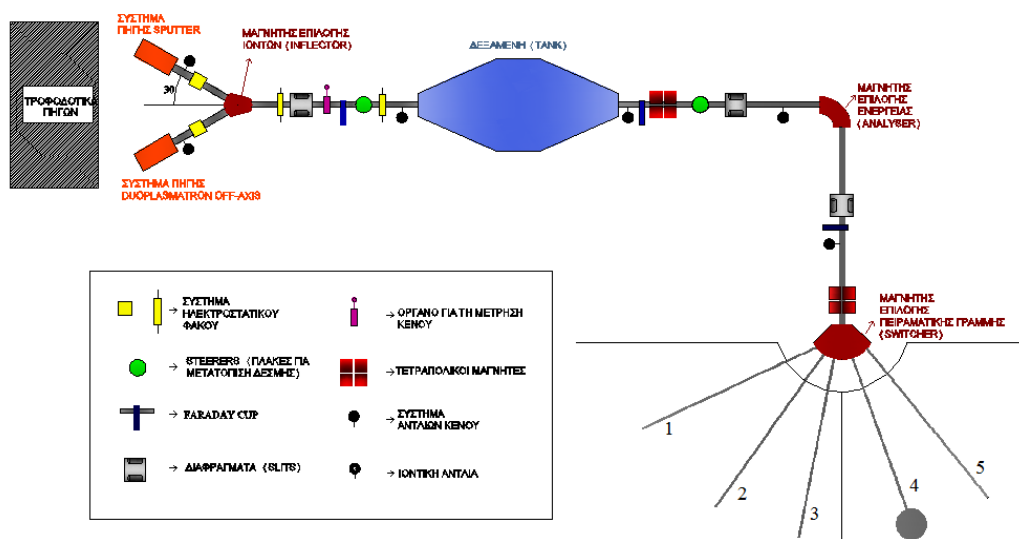
Όλες οι μετρήσεις που αφορούν στο πείραμα διεξήχθησαν στο εργαστήριο του ηλεκτροστατικού επιταχυντή, 5.5 MV TN11 TANDEM, του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος». Ο επιταχυντής αυτός στηρίζεται στη λειτουργία της γεννήτριας Van de Graaf, που βρίσκεται μέσα στη δεξαμενή, ενώ κάποια ακόμα βασικά μέρη του είναι οι πηγές ιόντων, που βρίσκονται στην αρχή της γραμμής, καθώς και οι πέντε πειραματικές γραμμές στις οποίες καταλήγει (Σχήμα 2.1).

Κάθε γραμμή έχει διαφορετική γεωμετρία και διάταξη, που εξυπηρετεί κάθε πείραμα, ανάλογα με το σκοπό και τις ανάγκες του [22]. Στο παρόν πείραμα χρησιμοποιήθηκε η 4^η γραμμή.

2.2 Πειραματική γραμμή

Η 4^η γραμμή του επιταχυντή καταλήγει σε ένα θαλαμίσκο (Σχήμα 2.2), στο κέντρο του οποίου βρίσκεται ο στόχος. Πιο συγκεκριμένα, είναι τοποθετημένος σε μία βάση που είναι ενσωματωμένη στο καπάκι του θαλαμίσκου (Σχήμα 2.3).

Στο πίσω μέρος της βάσης έχει τοποθετηθεί ταντάλιο, ώστε να διακόπτεται η δέσμη που διέρχεται από το στόχο και να μην αλληλεπιδρά με τα τοιχώματα του θαλαμίσκου που είναι από ανοξείδωτο ατσάλι.



Σχήμα 2.1: Βασικά μέρη επιταχυντή TANDEM.

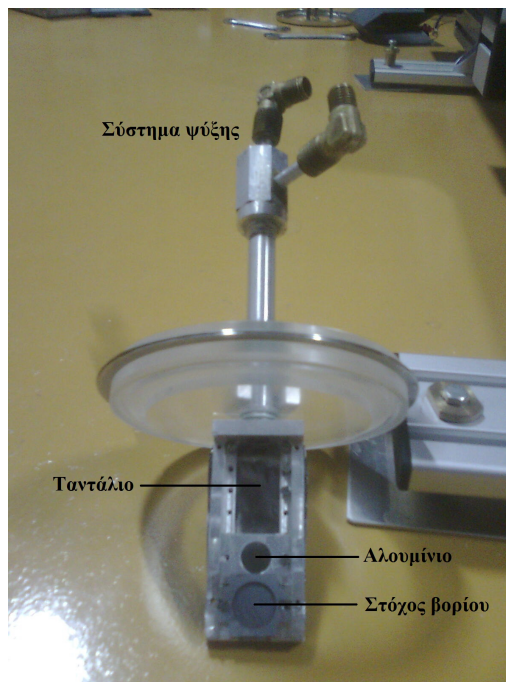
Στο καπάκι έχει ενσωματωθεί ένα σωληνάκι από όπου διοχετεύεται αέρας υπό πίεση ώστε να ψήχεται η βάση του στόχου, άρα και ο στόχος, γιατί υπάρχει κίνδυνος να καταστραφεί λόγω της θερμότητας που αναπτύσσεται από την πρόσπτωση της δέσμης πάνω του.

Όλη αυτή η διάταξη είναι κατάλληλα μονωμένη ώστε να λειτουργεί ως κλωβός Faraday (Faraday cup), για την όσο το δυνατόν ακριβέστερη μέτρηση του φορτίου της δέσμης που προσπίπτει στο στόχο. Για το λόγο αυτό, ο θαλαμίσκος είναι τοποθετημένος πάνω σε βάση από πλεξιγκλάς (Plexiglas). Επίσης, υπάρχει μόνωση πριν τον θαλαμίσκο, καθώς και μετά τη βάνα που απομονώνει το τελευταίο τμήμα του επιταχυντικού σωλήνα από τον υπόλοιπο επιταχυντή (Σχήμα 2.4). Σε αυτό το τμήμα του επιταχυντικού σωλήνα έχει εφαρμοστεί αρνητική τάση καταστολής (suppression), περίπου -300 V , ώστε τόσο τα ηλεκτρόνια που πάνε να εξέλθουν από το θαλαμίσκο, όσο και αυτά που πάνε να εισέλθουν από την πλευρά της βάνας, να απωθούνται προς την αντίθετη κατεύθυνση. Αυτό είναι απαραίτητο για την ακριβέστερη μέτρηση του φορτίου στο θαλαμίσκο.

Οι κατευθυντήρες (collimators), που φαίνονται στο Σχήμα 2.4, χρησιμοποιούνται για την ευθυγράμμιση της δέσμης και για τον περιορισμό του μεγέθους της. Ουσιαστικά, είναι οπές διαμέτρου 2 mm . Ωστόσο, επειδή ο τελευταίος βρίσκεται περίπου 1 m πριν το στόχο και η δέσμη είναι ελαφρώς αποκλίνουσα, στο σημείο όπου βρίσκεται ο στόχος, έχει διάμετρο περίπου 2.5 mm .



Σχήμα 2.2: Άποψη θαλαμίσκου προς πλευρά μαγνήτη επιλογής (Switcher).



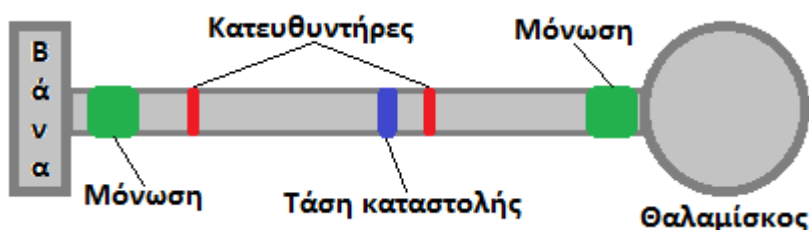
Σχήμα 2.3: Καπάκι θαλαμίσκου, με βάση στόχων και σύστημα ψύξης.

2.3 Ανιχνευτές HPGe

Οι ανιχνευτές HPGe αποτελούνται από μία επαφή p-i-n. Η επαφή αυτή κατασκευάζεται από έναν κρύσταλλο ημιαγωγού Ge υψηλής καθαρότητας (HP: High Purity), ο οποίος εμπλουτίζεται ώστε να γίνει τύπου p^+ (ή n^-) από τη μία πλευρά και τύπου n^- (ή p^+) από την άλλη. Εφαρμόζοντας τάση στα άκρα του κρυστάλλου, δημιουργείται στο κεντρικό τμήμα μία εκτεταμένη περιοχή χωρίς ηλεκτρόνια ή οπές, η λεγόμενη περιοχή απογύμνωσης, ενώ ελαχιστοποιούνται οι περιοχές πλειονότητας στα άκρα του κρυστάλλου με μεγάλες συγκεντρώσεις p^+ και n^- .

Η περιοχή απογύμνωσης αποτελεί και τον ενεργό όγκο (active volume) του ανιχνευτή, όπου η ιοντίζουσα ακτινοβολία δημιουργεί ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών, τα οποία συλλέγονται από το εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο που εφαρμόζεται στις επαφές p-n.

Κατά τη διάρκεια της λειτουργίας του, ο κρύσταλλος είναι απαραίτητο να διατηρείται σε χαμηλή θερμοκρασία, διαφορετικά δημιουργείται ποσότητα ηλεκτρονίων-οπών στην περιοχή απογύμνωσης, με αποτέλεσμα να αυξάνεται ο θόρυβος (λόγω των ελεύθερων φορέων). Έτσι, ο ανιχνευτής HPGe είναι ενσωματωμένος σε δοχείο Dewar που περιέχει υγρό άζωτο (77 K).



Σχήμα 2.4: Σχηματική απεικόνιση τελευταίου τμήματος επιταχυντικού σωλήνα.

Στο παρόν πείραμα χρησιμοποιήθηκαν τέσσερις ανιχνευτές HPGe της εταιρείας ORTEC (Πίνακας 2.1), οι οποίοι ήταν τοποθετημένοι πάνω σε ένα ηλεκτροκίνητο τραπέζι που μπορεί να περιστρέφεται γύρω από το κέντρο του θαλαμίσκου, όπου βρίσκεται και ο στόχος, και σε απόσταση περίπου 25 cm από αυτόν (ώστε, λόγω της διαμέτρου του παραθύρου κάθε ανιχνευτή που είναι περίπου 9 cm, να υπάρχει γωνιακό εύρος περίπου $\pm 10^\circ$ και στερεά γωνία ~ 100 msr, Παράρτημα Α). Έτσι, περιστρέφοντας το τραπέζι κατά 15° μεταξύ δύο θέσεων, έγιναν μετρήσεις για συνολικά οχτώ γωνίες (Πίνακας 2.2, Σχήμα 2.5).

2.4 Ηλεκτρονική διάταξη

Κάθε ανιχνευτής HPGe συνδέεται με ένα τροφοδοτικό υψηλής τάσης, το οποίο του παρέχει την κατάλληλη τάση λειτουργίας που φαίνεται στον Πίνακα 2.1. Επίσης, έχει ενσωματωμένο έναν προενισχυτή (preamplifier) για να προενισχύσει κυρίως το καθαρό σήμα κι όχι το θόρυβο, πριν ενισχυθούν από έναν ενισχυτή (amplifier) που συνδέεται στη συνέχεια. Τέλος, το σήμα εισάγεται σε έναν Αναλογικό-Ψηφιακό Μετατροπέα (Analog-to-Digital Converter, ADC) για τη μετατροπή του από αναλογικό σε ψηφιακό και έναν Πολυκαναλικό Αναλυτή (MultiChannel Analyzer, MCA) για την καταγραφή των παλμών στα κανάλια, βάσει της ενέργειάς τους (Σχήμα 2.6).

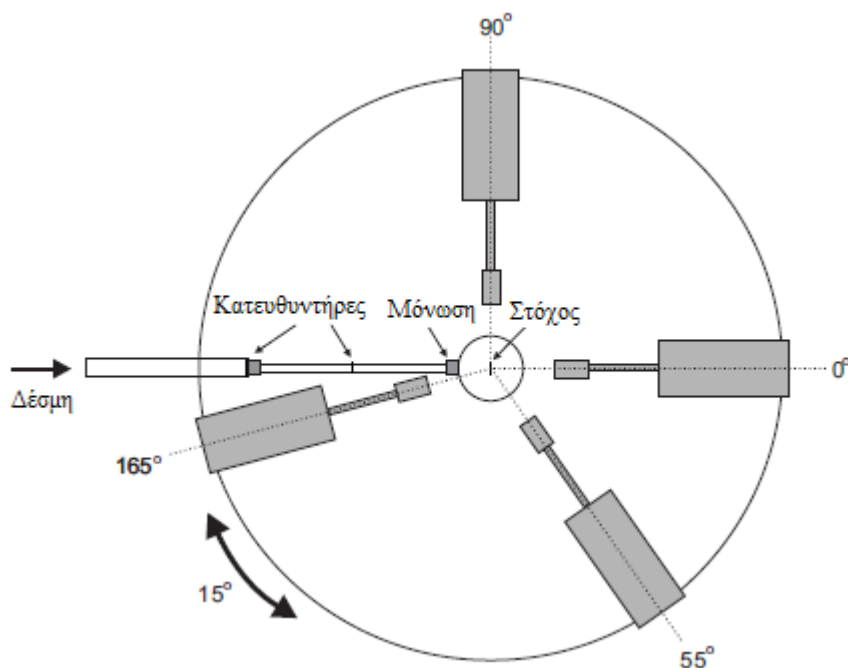
¹Ο ανιχνευτής αυτός λειτουργεί κανονικά με -4000 V, ωστόσο κατά τη διεξαγωγή του παρόντος πειράματος παρατηρήθηκε ότι λειτουργεί καλύτερα με -3500 V.

Ανιχνευτής HPGe	A	B	C	D
Μοντέλο	EGC-90-TR	GMX-90220-S	GMX-90220-S	GMX-90220-S
CFG	LB-DUET-GG	LB-DUET-GMX-GG-S	LB-GG-GMX-S	LB-GG-GMX-S
Σειριακός αριθμός	7765	33-N40483A	37-N31120A	35-N40694A
Τάση Λει- τουργίας [V]	-4000 ¹	-4500	-5000	-3500
Σχετική απόδοση	76%	100%	100%	100%

Πίνακας 2.1: Τεχνικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών HPGe.

Ανιχνευτής HPGe		A	B	C	D
Γωνία	Set 1	0°	55°	90°	165°
	Set 2	15°	40°	105°	150°

Πίνακας 2.2: Γωνίες ανιχνευτών HPGe.



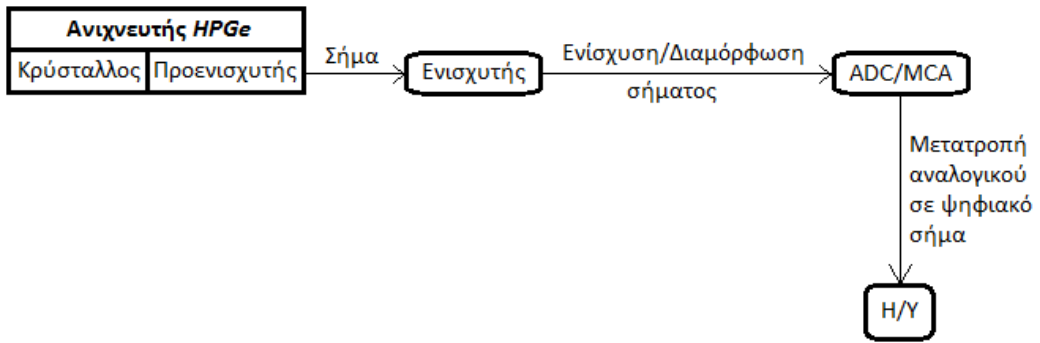
Σχήμα 2.5: Σχηματική απεικόνιση κάτοψης πειραματικής διάταξης.

2.5 Κατασκευή στόχων

Για τις μετρήσεις χρησιμοποιήθηκαν δύο λεπτοί στόχοι. Ένας φυσικού βορίου (^{nat}B)² κι ένας εμπλουτισμένου ^{10}B , οι οποίοι κατασκευάστηκαν στον εξαχνωτήρα του εργαστηρίου (Σχήμα 2.7), με εξαχνωση ^{nat}B και ^{10}B , αντίστοιχα, πάνω σε παχύ υπόστρωμα τανταλίου (Ta).

Επίσης, χρησιμοποιήθηκαν δύο παστίλιες, μία ^{nat}B και μία MgB_2 , για μετρήσεις επαλήθευσης ("benchmarking"), που κατασκευάστηκαν στην πρέσα του εργαστηρίου (Σχήμα 2.8) από άμορφη σκόνη. Στην παστίλια ^{nat}B , που είναι μονωτής, εξαχνώθηκε και μία πολύ λεπτή στρώση Au , που είναι αγωγός, ώστε να αποφευχθούν οι ηλεκτρικές εκκενώσεις κατά την ακτινοβόληση.

²Το ^{nat}B αποτελείται από 19.9% ^{10}B και 80.1% ^{11}B .



Σχήμα 2.6: Σχηματική απεικόνιση ηλεκτρονικής διάταξης.



Σχήμα 2.7: Εξαχνωτήρας εργαστηρίου για την παρασκευή στόχων.



Σχήμα 2.8: Πρέσα εργαστηρίου για την παρασκευή στόχων.

Κεφάλαιο 3

Πειραματική ανάλυση

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η ανάλυση των πειραματικών μετρήσεων όλων των μεγεθών που ήταν απαραίτητα για τον υπολογισμό των διαφορικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων που μελετήθηκαν, καθώς και για την επαλήθευση αυτών, και τα αποτελέσματα που προέκυψαν.

3.1 Υπολογισμός διαφορικής ενεργού διατομής

Κατά τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής μίας αντίδρασης, οι περιοχές όπου δεν υπάρχει κάποιος συντονισμός αντιμετωπίζονται διαφορετικά από ό,τι πάνω σε ένα συντονισμό. Οι δύο αυτές διαφορετικές περιπτώσεις περιγράφονται στις δύο υποενότητες που ακολουθούν.

3.1.1 Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού

Στις περιοχές εκτός συντονισμού, το πλήθος των ακτίνων- γ που παράγονται σε ενέργεια E και σε γωνία θ , $\Upsilon(E, \theta)$, δίνεται από τη σχέση

$$\Upsilon(E, \theta) = N_p N_t \Delta\Omega \varepsilon_{int} \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \quad (3.1)$$

όπου

- N_p : το πλήθος των πυρήνων της δέσμης που προσπίπτουν στο στόχο,
- N_t : το πάχος του στόχου σε μονάδες αριθμού ατόμων ανά επιφάνεια,
- $\Delta\Omega$: η στερεά γωνία μεταξύ ανιχνευτή και στόχου,
- ε_{int} : η ενδογενής (intrinsic) απόδοση του ανιχνευτή, και

- $\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega}$: η διαφορική ενεργός διατομή στην αντίστοιχη ενέργεια E και σε γωνία θ .

Η ενδογενής απόδοση, ε_{int} , ενός ανιχνευτή ορίζεται ως ο λόγος των σωματιδίων (εδώ, φωτονίων) που ανιχνεύει, προς το συνολικό αριθμό αυτών που προσπίπτουν σε αυτόν. Έτσι, προκύπτει η σχέση

$$\Delta\Omega \varepsilon_{int} = 4\pi \varepsilon_{abs} \quad (3.2)$$

όπου ε_{abs} η απόλυτη (absolute) απόδοση του ανιχνευτή, δηλαδή, ο λόγος των σωματιδίων που ανιχνεύει, προς το συνολικό αριθμό αυτών που εκπέμπονται.

Λύνοντας τη σχέση 3.1 ως προς τη διαφορική ενεργό διατομή και αντικαθιστώντας με τη σχέση 3.2, προκύπτει η σχέση

$$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} = \frac{\Upsilon(E, \theta)}{N_p N_t 4\pi \varepsilon_{abs}} \quad (3.3)$$

3.1.2 Διαφορική ενεργός διατομή σε συντονισμό

Η σχέση από την οποία υπολογίζεται το πλήθος των ακτίνων- γ , $\Upsilon(E_R, \theta)$, που παράγονται στην ενέργεια συντονισμού E_R και σε γωνία θ , είναι αρκετά διαφορετική από τη σχέση 3.1. Συγκεκριμένα, σε ενέργεια E κοντά σε μια ενέργεια συντονισμού E_R , η διαφοροποίηση της διαφορικής ενεργού διατομής περιγράφεται από τη σχέση των Breit-Wigner

$$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma(E_R, \theta)}{d\Omega} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (3.4)$$

όπου

- Γ : το εύρος του συντονισμού (δηλαδή, το εύρος της αντίστοιχης ενεργειακής στάθμης),
- Γ_a και Γ_b : τα μερικά πλάτη για τη δημιουργία και τη διάσπαση του σύνθετου πυρήνα, αντίστοιχα, και
- $\frac{d\sigma(E_R, \theta)}{d\Omega}$: η διαφορική ενεργός διατομή στην αντίστοιχη ενέργεια E_R του συντονισμού και σε γωνία θ .

Αντίστοιχα, ο αριθμός ακτίνων- γ που προκύπτει στην ενεργειακή περιοχή κοντά στο συντονισμό δίνεται από τη σχέση

$$\Upsilon(E_R, \theta) = \frac{\nu \rho N_A N_p \Delta\Omega \varepsilon_{int}}{A_{mol} S(E_R)} \int_{E_R-\Delta}^{E_R} \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} dE \quad (3.5)$$

όπου

- A_{mol} : το μοριακό βάρος του στόχου,
- ν : ο αριθμός των ατόμων του στοιχείου που μελετάται στο μόριο του στόχου,
- ρ : η πυκνότητα του στόχου,
- N_A : ο αριθμός του Avogadro ($\simeq 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$),
- N_p : το πλήθος των πυρήνων της δέσμης που προσπίπτουν στο στόχο,
- $\Delta\Omega$: η στερεά γωνία μεταξύ ανιχνευτή και στόχου,
- ε_{int} : η ενδογενής απόδοση του ανιχνευτή,
- Δ : το πάχος του στόχου σε μονάδες ενέργειας,
- $S(E_R)$: η απώλεια ενέργειας της δέσμης ανά μονάδα μήκους του στόχου (Stopping power), και
- $\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega}$: η διαφορική ενεργός διατομή στην αντίστοιχη ενέργεια E και σε γωνία θ . [23]

Συνδυάζοντας τις σχέσεις 3.2, 3.4 και 3.5, και κάνοντας την ολοκλήρωση, προκύπτει η σχέση

$$\Upsilon(E_R, \theta) = \frac{\nu \rho N_A N_p 4\pi \varepsilon_{abs} \Gamma}{A_{mol} S(E_R)} \frac{1}{2} \frac{d\sigma(E_R, \theta)}{d\Omega} \left[\arctan \frac{\Delta}{\Gamma/2} \right] \quad (3.6)$$

από την οποία, λύνοντας ως προς τη διαφορική ενεργό διατομή, προκύπτει η σχέση

$$\frac{d\sigma(E_R, \theta)}{d\Omega} = \frac{2 \Upsilon(E_R, \theta) S(E_R) A_{mol}}{\Gamma N_p 4\pi \varepsilon_{abs} \nu \rho N_A} \left[\arctan \frac{\Delta}{\Gamma/2} \right]^{-1} \quad (3.7)$$

Ωστόσο, υπάρχει κι η περίπτωση ενώ υπάρχει συντονισμός να χρησιμοποιείται η σχέση 3.3 που είναι για περιοχές εκτός συντονισμού, αντί για τη σχέση 3.7. Αυτό συμβαίνει επειδή για να χρησιμοποιηθεί η σχέση 3.7 πρέπει ο συντονισμός να είναι στενός και απομονωμένος ($\Gamma \ll E_R$). Για το λόγο αυτό, στην παρούσα εργασία, όπου δεν ισχύει το κριτήριο αυτό, γίνεται χρήση μόνο της σχέσης 3.3.

3.2 Βαθμονόμηση φασμάτων

Πριν αρχίσει το κυρίως μέρος του πειράματος, συνδέθηκε ο κάθε ανιχνευτής HPGe με παλμογράφο για να γίνει βελτιστοποίηση του χρόνου μηδενισμού του παλμού (Pole-Zero - P/Z). Στη συνέχεια, έγινε βαθμονόμηση των φασμάτων, ούτως ώστε να κατανεμηθεί το εύρος των ενεργειών στα αντίστοιχα κανάλια των MCA που είναι διαθέσιμα. Για να γίνει αυτό, τοποθετήθηκε μία πηγή ^{60}Co (222.8 ± 2.3 kBq, 01/01/2011) στη θέση του στόχου και παίρνοντας φάσματα ρυθμίστηκαν οι ενισχυτές κατάλληλα, με τη βοήθεια των δύο χαρακτηριστικών κορυφών του ^{60}Co , 1173.2 και 1332.5 keV.

Επίσης, η τελευταία κορυφή χρησιμοποιήθηκε για την εκτίμηση του εύρους της κορυφής στο μέσο του μεγίστου της (Full Width at Half Maximum, F.W.H.M.), που είναι μια ένδειξη της διακριτικής ικανότητας (Resolution) των ανιχνευτών HPGe. Συγκεκριμένα, η διακριτική ικανότητα δίνεται από τη σχέση

$$R = \frac{F.W.H.M.}{E} \quad (3.8)$$

όπου E η ενέργεια της ακτίνας- γ στην οποία αντιστοιχεί το $F.W.H.M.$ (εδώ, $E=1332.5$ keV, Πίνακας 3.1).

Ανιχνευτής HPGe	$F.W.H.M.$ [keV]	R [$\times 10^{-3}$]
A	3.8	2.85
B	2.6	1.95
C	9.0	6.75
D	3.1	2.33

Πίνακας 3.1: Διακριτική ικανότητα ανιχνευτών HPGe στην ενέργεια 1332.5 keV.

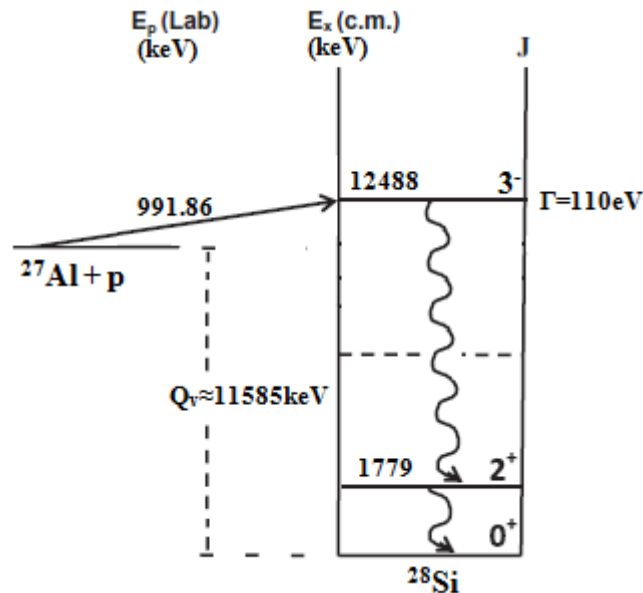
Είναι φανερό ότι ο ανιχνευτής C (90° & 105°) έχει τη χειρότερη διακριτική ικανότητα, αφού είναι περίπου η τριπλάσια των άλλων ανιχνευτών.

3.3 Βαθμονόμηση επιταχυντή

Η ενέργεια της δέσμης του επιταχυντή ρυθμίζεται από το μαγνήτη επιλογής ενέργειας (Analyser, βλ. Σχήμα 2.1). Όμως, λόγω του βρόγχου υστέρησης, υπάρχει συνήθως κάποια παραμένουσα μαγνήτιση. Έτσι, όταν ο χειριστής ρυθμίζει εξωτερικά το ρεύμα που χρειάζεται για να παραχθεί το κατάλληλο μαγνητικό πεδίο για την αντίστοιχη ενέργεια, τότε προστίθεται και

η παραμένουσα μαγνήτιση και έχουμε μία μικρή απόκλιση (offset) από την ενέργεια που αναμένουμε. Επίσης, η δέσμη δεν αποτελείται από πρωτόνια μίας μόνο ενέργεια, αλλά παρουσιάζει μια κανονική κατανομή (Gaussian) γύρω από την επιθυμητή ενέργεια (ripple).

Για τους λόγους αυτούς είναι απαραίτητη η ενεργειακή βαθμονόμηση του επιταχυντή (machine calibration) πριν αρχίσει το πείραμα. Έτσι, ακτινοβολώντας με τη δέσμη πρωτονίων στόχο αλουμινίου (Σχήμα 2.3), καταγράφηκαν τα φάσματα για ενέργειες επιταχυντή από 981 έως 995 keV, ώστε να εντοπιστεί ο συντονισμός της αντίδρασης $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$ στην ενέργεια 991.86 keV. Η ακτίνα- γ που ανιχνεύεται έχει ενέργεια 1779 keV και προκύπτει από την αποδιέγερση του πυρήνα του ^{28}Si από την πρώτη διεγερμένη στάθμη του στη θεμελιώδη. Παρακάτω παρουσιάζεται το ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης αυτής (Σχήμα 3.1).

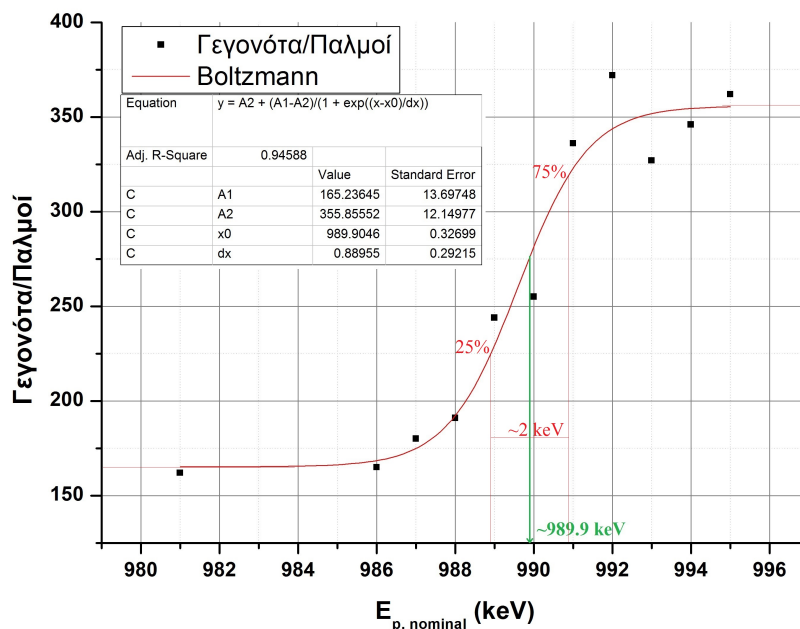


Σχήμα 3.1: Ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$.

Από τις μετρήσεις αυτές προέκυψε το διάγραμμα του Σχήματος 3.2, όπου φαίνεται ότι ο συντονισμός είναι περίπου στην ενέργεια 989.9 keV¹, δηλαδή υπάρχει μετατόπιση (offset) της ενέργειας του επιταχυντή ~ -2 keV, και από το οποίο προκύπτει επίσης ότι το εύρος της κατανομής της δέσμης (ripple) είναι $\sim 2\%$ ².

¹Το σημείο του συντονισμού είναι στο μέσο της ανόδου της καμπύλης. Η καμπύλη αυτή αποτελεί προσαρμογή των πειραματικών σημείων με μία συνάρτηση Boltzmann στο πρόγραμμα Origin, που υπολογίζει αυτόματα το x_0 που είναι η επιθυμητή ενέργεια.

²Υπολογίζεται από τη διαφορά των ενεργειών στις οποίες αντιστοιχεί το 25% και το 75%



Σχήμα 3.2: Βαθμονόμηση επιταχυντή με την αντίδραση $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$.

3.4 Απόδοση ανιχνευτών HPGe

Ο προσδιορισμός της απόλυτης απόδοσης, ε_{abs} , των ανιχνευτών HPGe έγινε με χρήση μιας πηγής ^{152}Eu (217 ± 3 kBq, 01/01/2011), η οποία τοποθετήθηκε στη θέση του στόχου και καταγράφηκαν τα φάσματα των ανιχνευτών HPGe.

Η σχέση από την οποία υπολογίζεται η απόλυτη απόδοση, ε_{abs} , είναι

$$\varepsilon_{abs} = \frac{N_{av.}/\Delta t}{R_0 I_\gamma} \quad (3.9)$$

όπου

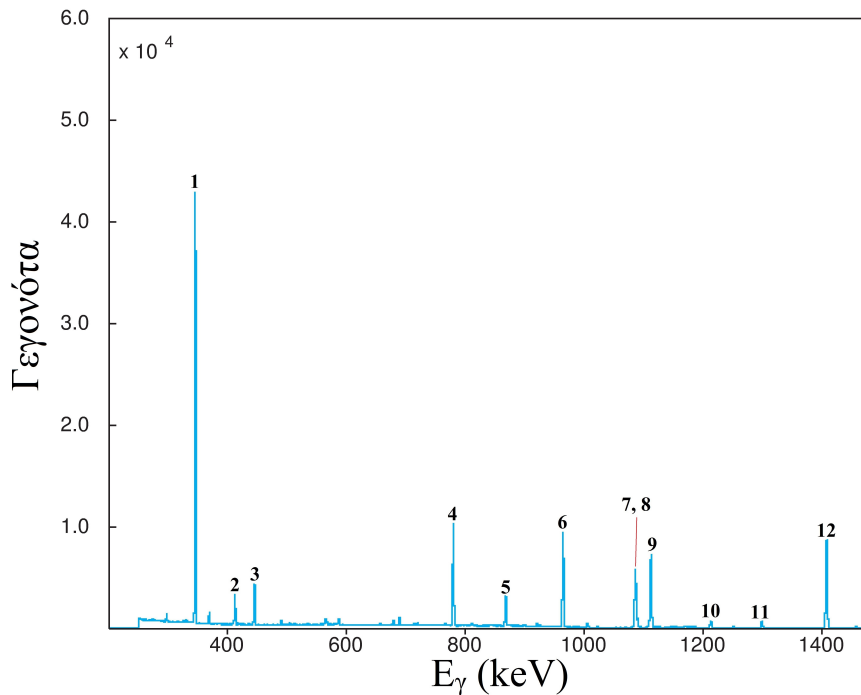
- $N_{av.}$: το πλήθος των γεγονότων που έχει καταγράψει ο ανιχνευτής κατά τη διάρκεια της μέτρησης,
- Δt : ο χρόνος που διήρκεσε η μέτρηση (~ 1000 s),
- R_0 : η ενεργότητα της πηγής όταν έγινε η μέτρηση (για το ^{152}Eu , που

της διαφοράς μεταξύ μέγιστης και ελάχιστης τιμής [23].

έχει χρόνο ημιζωής $T_{1/2}=13.537$ y, προκύπτει ότι ήταν 196.8 ± 2.7 kBq, στις 30/11/2012 που έγινε η μέτρηση), και

- I_γ : οι εντάσεις των ακτίνων- γ που καταγράφονται.

Στο Σχήμα 3.3 παρουσιάζεται το φάσμα του ^{152}Eu για τον ανιχνευτή ΗΡΓε στις 165° και σημειώνονται οι κορυφές που αναλύθηκαν.



Σχήμα 3.3: Φάσμα από ανιχνευτή ΗΡΓε για πηγή ^{152}Eu στις 165° .

Το σφάλμα της απόλυτης απόδοσης, $\delta\varepsilon_{abs}$, οφείλεται στο συστηματικό σφάλμα της ενεργότητας της πηγής, δR_0 , καθώς και στα στατιστικά σφάλματα του πλήθους των γεγονότων που καταγράφει κάθε ανιχνευτής κατά τη διάρκεια της μέτρησης, $\delta N_{av.}$, και των εντάσεων των ακτίνων- γ που καταγράφονται, δI_γ .

Το συστηματικό σφάλμα της απόλυτης απόδοσης, $(\delta\varepsilon_{abs})^{συστ.}$, δίνεται από τη σχέση

$$(\delta\varepsilon_{abs})^{συστ.} = \frac{\delta R_0}{R_0} = 1.4\% \quad (3.10)$$

Αντιστοίχως, το στατιστικό σφάλμα της απόλυτης απόδοσης, $(\delta\varepsilon_{abs})^{στατ.}$,

δίνεται από τη σχέση

$$(\delta\varepsilon_{abs})^{\sigma\tau\alpha\tau.} = \varepsilon_{abs} \sqrt{\left(\frac{\delta N_{\alpha\nu.}}{N_{\alpha\nu.}}\right)^2 + \left(\frac{\delta I_{\gamma}}{I_{\gamma}}\right)^2} \quad (3.11)$$

Στον Πίνακα 3.2 καταγράφονται ο αριθμός των γεγονότων κάθε κορυφής, οι εντάσεις I_{γ} και η απόλυτη απόδοση, ε_{abs} , μαζί με τα σφάλματά τους για τον ανιχνευτή HPGGe στις 165°.

Από τις τιμές του Πίνακα 3.2 για την απόλυτη απόδοση, ε_{abs} , προκύπτει η γραφική παράσταση του Σχήματος 3.4, στην οποία έχει γίνει προσαρμογή των πειραματικών σημείων με τη συνάρτηση

$$y = A + \frac{B}{x} + \frac{C}{x^2} + \frac{D}{x^3} \quad (3.12)$$

Οι τιμές των συντελεστών A, B, C και D, καθώς και τα αντίστοιχα σφάλματά τους, παρουσιάζονται στο υπόμνημα του Σχήματος 3.4.

Έτσι, κάνοντας αναγωγή (interpolation) με αυτή τη συνάρτηση στις ενέργειες 429 και 718 keV, που είναι οι ενέργειες των ακτίνων- γ που εκπέμπονται από τις αντιδράσεις $^{10}B(p, \alpha\gamma)^7Be$ και $^{10}B(p, p'\gamma)^{10}B$, αντίστοιχα, που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία, εκτιμάται η αντίστοιχη απόλυτη απόδοση, ε_{abs} .

Η αναγωγή αυτή έγινε με χρήση κατάλληλου προγράμματος που αναπτύχθηκε ώστε να γίνεται αυτοματοποιημένα τόσο η εύρεση της τιμής, όσο και του σφάλματός της. Εισάγοντας το πλήθος των γεγονότων κάθε ακτίνας- γ , την ενεργότητα της πηγής, τα αντίστοιχα σφάλματά τους και το χρόνο μέτρησης, υπολογίζεται η απόλυτη απόδοση και το σφάλμα της, στις αντίστοιχες ενέργειες. Στη συνέχεια, γίνεται προσαρμογή των πειραματικών αυτών τιμών με την καμπύλη της εξίσωσης 3.12. Τέλος, μπορεί να υπολογιστεί η τιμή και το σφάλμα (χρήση πίνακα διακύμανσης-συνδιακύμανσης - variance-covariance matrix -, καθώς οι συντελεστές A, B, C και D είναι συσχετισμένοι) της απόλυτης απόδοσης για ενέργειες (κυρίως) μεταξύ των πειραματικών σημείων.

Έτσι λοιπόν υπολογίστηκε η απόλυτη απόδοση, ε_{abs} , για κάθε ανιχνευτή HPGGe, σε κάθε γωνία όπου τοποθετήθηκε, για τις δύο ενέργειες ακτίνων- γ , 429 και 718 keV, των αντίστοιχων αντιδράσεων $^{10}B(p, \alpha\gamma)^7Be$ και $^{10}B(p, p'\gamma)^{10}B$, που μελετήθηκαν (Πίνακας 3.3).

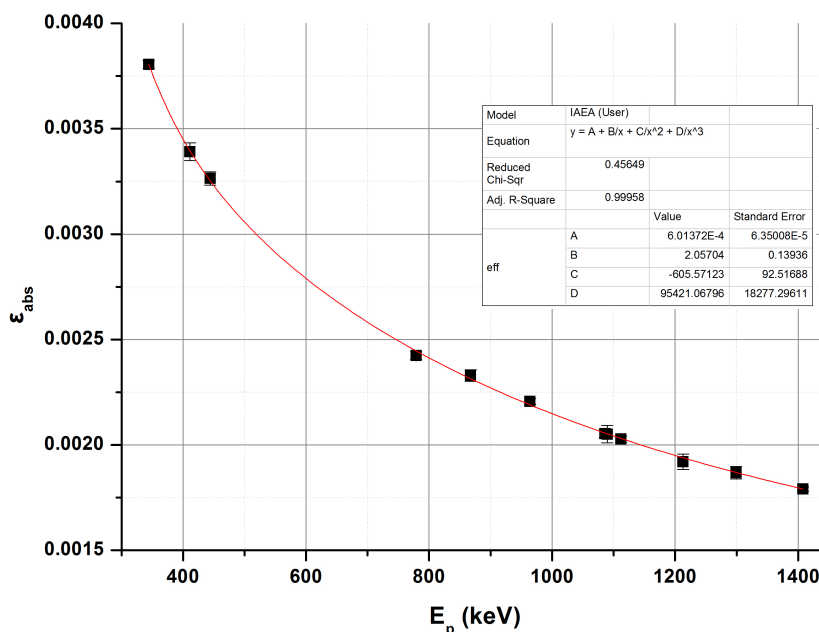
³<http://www.nndc.bnl.gov/chart/decaysearchdirect.jsp?nuc=152EU&unc=nds>

A/A	E [keV]	Γεγονότα	$I_{\gamma}[\%]^3$	$\varepsilon_{abs} \pm (\delta\varepsilon_{abs})^{\sigma_{\tau\alpha\tau}}$ [$\times 10^{-3}$]
1	344.27	209500±500	26.57±0.11	3.805±0.018
2	411.12	15720±170	2.237±0.013	3.39±0.04
3	443.97	21140±180	3.125±0.014	3.26±0.03
4	778.90	64940±280	12.93±0.08	2.424±0.018
5	867.38	20420±190	4.23±0.03	2.329±0.027
6	964.07	66840±280	14.62±0.07	2.206±0.014
7	1085.84	43070±280	10.12±0.06	2.054±0.018
8	1089.74	7370±140	1.734±0.011	2.05±0.04
9	1112.08	57440±260	13.67±0.08	2.028±0.015
10	1212.95	5630±100	1.415±0.009	1.92±0.04
11	1299.14	6320±90	1.632±0.011	1.869±0.029
12	1408.02	77450±280	20.87±0.09	1.791±0.010

Πίνακας 3.2: Απόλυτη απόδοση, ε_{abs} , ανιχνευτή ΗΡGe στις 165° με πηγή ^{152}Eu .

Ανιχνευτής	Γωνία	Set 1		Γωνία	Set 2	
		$\epsilon_{abs} \pm (\delta\epsilon_{abs})^{\sigma\tau\alpha\tau.} [\times 10^{-3}]$ 429 keV	718 keV		$\epsilon_{abs} \pm (\delta\epsilon_{abs})^{\sigma\tau\alpha\tau.} [\times 10^{-3}]$ 429 keV	718 keV
A	0°	2.58±0.03	1.99±0.02	15°	2.59±0.03	2.05±0.02
B	55°	2.71±0.04	2.18±0.02	40°	3.03±0.04	2.42±0.02
C	90°	2.24±0.03	1.75±0.02	105°	2.75±0.03	2.06±0.02
D	165°	3.30±0.03	2.51±0.02	150°	3.67±0.03	2.75±0.02

Πίνακας 3.3: Απόλυτη απόδοση, ϵ_{abs} , ανιχνευτών ΗΡGe στις ενέργειες 429 και 718 keV.



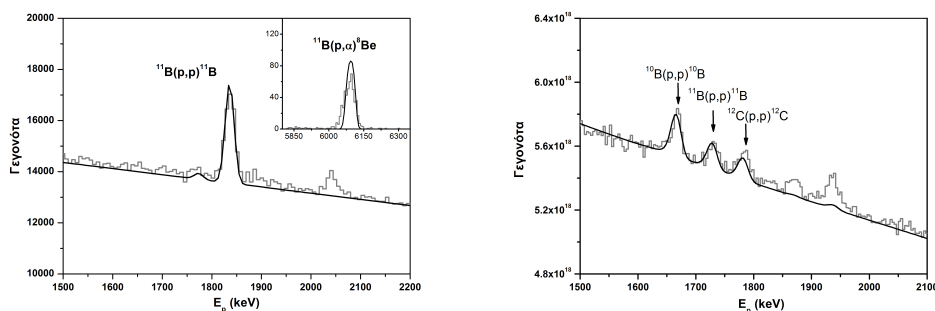
Σχήμα 3.4: Απόλυτη απόδοση, ε_{abs} , ανιχνευτή HPGe στις 165° με πηγή ^{152}Eu .

3.5 Ανάλυση στόχων

Ένας άλλος παράγοντας για τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής είναι το πάχος του στόχου, N_t , που χρησιμοποιήθηκε, σε μονάδες αριθμού ατόμων ανά επιφάνεια. Το πάχος του λεπτού ^{nat}B μετρήθηκε συνδυάζοντας τις μεθόδους EBS και NRA. Με δέσμη πρωτονίων ενέργειας 2600 keV, που καταλήγει σε ένα γωνιομετρικό θάλαμο⁴, στο κέντρο του οποίου βρίσκεται ο στόχος, ανιχνεύονταν με έναν ανιχνευτή Si, που ήταν τοποθετημένος στις 150° , τα οπισθοσκεδαζόμενα πρωτόνια και σωματίδια- α που προέρχονταν από τις αντιδράσεις $^{11}B(p,p)^{11}B$ και $^{11}B(p,\alpha)^8Be$, αντίστοιχα. Έτσι, μπορεί να υπολογιστεί το πάχος του ^{11}B , το οποίο βρίσκεται σε περιεκτικότητα 80.1% στο ^{nat}B , οπότε στη συνέχεια μπορεί να υπολογιστεί το πάχος του ^{10}B .

Για το πάχος του λεπτού εμπλουτισμένου στόχου ^{10}B χρησιμοποιήθηκε μόνο η μέθοδος EBS για την αντίδραση $^{10}B(p,p)^{10}B$. Με δέσμη πρωτονίων ενέργειας 2500 keV, ανιχνεύονταν τα οπισθοσκεδαζόμενα σωματίδια με έναν

⁴Περιγράφεται στην εργασία των Paneta et al.[24].



Σχήμα 3.5: Προσομοίωση φασμάτων που ελήφθησαν με ανιχνευτή Si (μέθοδος EBS) με χρήση του προγράμματος SIMNRA. Αριστερά: Λεπτός στόχος ^{nat}B , όπου παρουσιάζονται οι κορυφές των αντιδράσεων $^{11}B(p,p)^{11}B$ και $^{11}B(p,\alpha)^8Be$. Δεξιά: Λεπτός εμπλουτισμένος στόχος ^{10}B , όπου παρουσιάζονται οι κορυφές των αντιδράσεων $^{10}B(p,p)^{10}B$, $^{11}B(p,p)^{11}B$ και $^{12}C(p,p)^{12}C$.

ανιχνευτή Si, που ήταν τοποθετημένος στις 170° .

Τα φάσματα που καταγράφηκαν, προσομοιώθηκαν με χρήση του προγράμματος SIMNRA [25] (Σχήμα 3.5), κάνοντας χρήση των ενεργών διατομών που έχουν μετρηθεί στις εργασίες των Kokkoris et al. [9], Chiari et al. [26] και Overley et al. [27], και υπάρχουν στη βάση δεδομένων IBANDL (Ion Beam Analysis Nuclear Data Library) του Διεθνούς Οργανισμού Ατομικής Ενέργειας (International Atomic Energy Agency, IAEA).

Έτσι, το πάχος που προέκυψε για το στόχο ^{nat}B είναι 577×10^{15} at/cm² σε ^{10}B , με αβεβαιότητα 5%, ενώ για το στόχο ^{10}B προέκυψε 1750×10^{15} at/cm², αλλά με αβεβαιότητα $\sim 25\%$, κυρίως λόγω του συνδυασμού της χαμηλής τιμής της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{10}B(p,p)^{10}B$ και του υψηλού υποβάθρου από το Ta πάνω στο οποίο ήταν ο στόχος. Για το λόγο αυτό, πραγματοποιήθηκαν οι παρακάτω μετρήσεις που στηρίζονται στη μέθοδο PIGE.

Με πασίλια ^{nat}B και δέσμη πρωτονίων ενεργειών $E_p = 2550$ και 2575 keV (όπου, σύμφωνα με τις εργασίες των Ophel et al. [14] και Boni et al. [18], στο ενεργειακό αυτό εύρος η διαφορική ενεργός διατομή είναι σχετικά σταθερή), ανιχνεύονταν οι ακτίνες- γ ενέργειας 429 keV, που προέκυπταν από την αντίδραση $^{10}B(p,\alpha\gamma)^7Be$, από έναν ανιχνευτή HPGe που ήταν τοποθετημένος στις 15° . Η διαφορά του πλήθους των ακτίνων- γ (κανονικοποιημένων ως προς το φορτίο της δέσμης) από αυτές τις δύο ενέργειες αντιστοιχούν σε έναν "εικονικό" στόχο ^{10}B πάχους 25 keV. Επίσης, έγινε άλλη μία μέτρηση με το λεπτό εμπλουτισμένο στόχο ^{10}B για ενέργεια 2575 keV. Έτσι, αφού η διαφορική ενεργός διατομή είναι σχετικά σταθερή και έχει χρησιμοποιηθεί ο ίδιος ανιχνευτής σε σταθερή απόσταση από το στόχο, δηλαδή έχουμε την ίδια

απόδοση (efficiency) και την ίδια στερεά γωνία, ισχύει η σχέση

$$\frac{Y_{2575\text{ keV}} - Y_{2550\text{ keV}}}{\xi_{25\text{ keV}}^{10B}} = \frac{Y_{tar}}{\xi_{star}^{10B}} \quad (3.13)$$

όπου

- Y_{E_p} και Y_{tar} : τα πλήθη των ακτίνων- γ για ενέργειες $E_p = 2550$ και 2575 keV από την πασίλια ^{nat}B και 2575 keV από το λεπτό εμπλουτισμένο στόχο ^{10}B , αντίστοιχα, κανονικοποιημένα ως προς το φορτίο,
- $\xi_{25\text{ keV}}^{10B}$: το πάχος του "εικονικού" στόχου των 25 keV σε μονάδες at/cm², και
- ξ_{star}^{10B} : το άγνωστο πάχος του λεπτού εμπλουτισμένου στόχου ^{10}B σε μονάδες at/cm².

Το πάχος του "εικονικού" στόχου δίνεται από τη σχέση

$$\xi_{25\text{ keV}}^{10B} = 0.199 \times \xi_{25\text{ keV}}^{natB} \quad (3.14)$$

λόγω της ισοτοπικής αναλογίας, και το πάχος $\xi_{25\text{ keV}}^{natB}$ υπολογίστηκε με χρήση του προγράμματος SRIM [28].

Έτσι λοιπόν, συνδυάζοντας τις σχέσεις 3.13 και 3.14 προκύπτει ότι το πάχος του λεπτού εμπλουτισμένου στόχου ^{10}B δίνεται από τη σχέση

$$\xi_{star}^{10B} = \frac{Y_{tar} \times (0.199 \times \xi_{25\text{ keV}}^{natB})}{Y_{2575\text{ keV}} - Y_{2550\text{ keV}}} \quad (3.15)$$

και είναι 1505×10^{15} at/cm², με αβεβαιότητα 7%. Η τιμή αυτή είναι σε αρκετά καλή συμφωνία με εκείνη της μεθόδου EBS, εντός του εύρους των επιμέρους αβεβαιοτήτων. Ωστόσο, λόγω της αρκετά μεγαλύτερης αβεβαιότητας της τιμής της μεθόδου EBS, χρησιμοποιήθηκε η τελευταία τιμή που υπολογίστηκε.

3.6 Μέτρηση φορτίου

Για τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής απαιτείται και ο αριθμός των πρωτονίων της δέσμης που προσπίπτουν στο στόχο, N_p . Γνωρίζοντας όμως το φορτίο Q (που μετράται από τον κλωβό Faraday, όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 2.2) και διαιρώντας το με το φορτίο του πρωτονίου ($q_p = q_e \simeq 1.602 \times 10^{-19}$ C), προκύπτει ο αριθμός των πρωτονίων. Δηλαδή

$$N_p = \frac{Q}{q_p} \quad (3.16)$$

Το φορτίο Q υπολογίζεται από τη σχέση

$$Q = \frac{(F.S.A.)(Pulses)}{100} \quad (3.17)$$

όπου

- *F.S.A.* (Full Scale Amps): το φορτίο που αντιστοιχεί σε 100 παλμούς, και καθ' όλη τη διάρκεια του πειράματος ήταν ίσο με 6×10^{-7} C, και
- *Pulses*: οι παλμοί που καταγράφονταν σε κάθε μέτρηση.

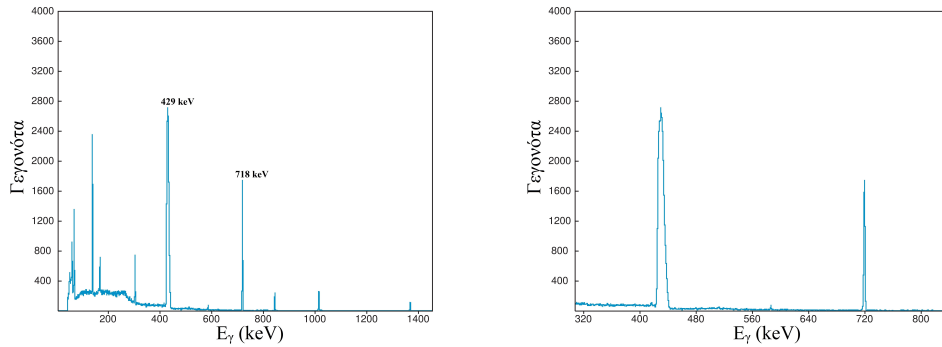
Το σφάλμα για το φορτίο, με τον κλωβό Faraday που χρησιμοποιήθηκε, έχει εκτιμηθεί ότι είναι $\sim 3.5\%$. Ο υπολογισμός αυτός έχει γίνει λαμβάνοντας υπόψη μετρήσεις με διαφορετικούς στόχους (άρα διαφορετικό πλήθος δευτερογενών ηλεκτρονίων) και μελέτη αντιδράσεων για τις οποίες είναι γνωστές οι διαφορικές ενεργές διατομές.

3.7 Εμβαδομέτρηση

Ο υπολογισμός του αριθμού των γεγονότων κάθε κορυφής που μελετάται, αντιστοιχεί στο εμβαδόν κάτω από την κορυφή αυτή. Ο υπολογισμός αυτός μπορεί να γίνει με χρήση διαφόρων προγραμμάτων ανάλυσης φασμάτων. Στην προκειμένη περίπτωση χρησιμοποιήθηκαν τα προγράμματα SPECTRW [29] και TV [30], από διαφορετικά άτομα, και οι διαφορές δεν ξεπέρασαν το 3%. Επίσης, να σημειωθεί ότι αναλύθηκαν φάσματα από 233 ενέργειες, συνολικά και για τα δύο set γωνιών, και με 4 ανιχνευτές για κάθε set (δηλαδή, $233 \times 4 = 932$), και μαζί με τα φάσματα ενεργειακής βαθμονόμησης και τα φάσματα πηγών για την απόδοση των ανιχνευτών, το σύνολο των φασμάτων που αναλύθηκαν ανέρχεται περίπου στα 1000.

Στο Σχήμα 3.6 παρουσιάζεται ολόκληρο το φάσμα που καταγράφηκε από τον ανιχνευτή HPGe στις 55° (αριστερά), καθώς και μια μεγέθυνση του ίδιου φάσματος όπου φαίνονται μόνο οι δύο κορυφές που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία (δεξιά), για ενέργεια δέσμης (επιταχυντή) $E_p = 3000$ keV.

Η κορυφή της αντίδρασης $^{10}B(p, \alpha\gamma)^7Be$ στην ενέργεια 429 keV φαίνεται να έχει αρκετά μεγαλύτερο F.W.H.M. από αυτήν της αντίδρασης $^{10}B(p, p'\gamma)^{10}B$ στην ενέργεια 718 keV, ενώ το αναμενόμενο θα ήταν το αντίθετο, αλλά με μικρή διαφορά, γιατί δεν απέχουν πολύ ενεργειακά οι δύο αυτές κορυφές. Ωστόσο, παρατηρώντας την πρώτη κορυφή σε όλες τις γωνίες που έγιναν μετρήσεις (Σχήμα 3.7), γίνεται αντιληπτό ότι στις εμπρόσθιες γωνίες (0° , 15° , 40° και 55°) εμφανίζεται μια "ουρά" στα δεξιά της κορυφής, ενώ στις υπόλοιπες γωνίες (εκτός των 90°) εμφανίζεται στα αριστερά αυτής. Όσο για τις



Σχήμα 3.6: Φάσμα από ανιχνευτή HPGe για ενέργεια δέσμης $E_p=3000$ keV στις 55° . Αριστερά: Ολόκληρο το φάσμα. Δεξιά: Μεγέθυνση ώστε να φαίνονται μόνο οι κορυφές που μελετήθηκαν.

90° , αλλά και τις 105° (που είναι αρκετά κοντά στις 90°), υπάρχουν "ουρές" και αριστερά και δεξιά της κορυφής, τις οποίες θα μπορούσαμε ίσως να τις αποδώσουμε εν μέρει στην τρεις φορές χειρότερη διακριτική ικανότητα του συγκεκριμένου ανιχνευτή (Πίνακας 3.1, ανιχνευτής C). Όμως, ο λόγος που συμβαίνει αυτό είναι η μετατόπιση Doppler (Doppler shift), δηλαδή η μεταβολή της ενέργειας της ακτίνας- γ λόγω του φαινομένου Doppler, καθώς ο σύνθετος πυρήνας μπορεί να τύχει να αποδιεγερθεί ενώ ακόμα κινείται. Συγκεκριμένα, η σχέση που δίνει την ενέργεια του φωτονίου που προκύπτει είναι

$$E = E_0 \left(1 + \frac{u}{c} \cos \theta \right) \quad (3.18)$$

όπου

- E_0 : η ενέργεια του φωτονίου που αναμένεται από την αντίδραση (εδώ $E_0=429$ keV),
- u : η ταχύτητα του σύνθετου πυρήνα τη στιγμή που αποδιεγείρεται,
- c : η ταχύτητα του φωτός, και
- θ : η γωνία ανίχνευσης.

Έτσι λοιπόν, στις εμπρόσθιες γωνίες ($0^\circ \leq \theta < 90^\circ$), όπου το συνημίτονο είναι θετικό ($\cos \theta > 0$), η ενέργεια E προκύπτει μεγαλύτερη της E_0 ($E > E_0$), στις οπίσθιες γωνίες ($90^\circ < \theta \leq 180^\circ$), όπου το συνημίτονο είναι αρνητικό ($\cos \theta < 0$), προκύπτει μικρότερη ($E < E_0$), ενώ στην οριακή κάθετη θέση ($\theta = 90^\circ$), όπου το συνημίτονο είναι μηδέν ($\cos \theta = 0$), η ενέργεια μένει αμετάβλητη ($E = E_0$).

Το φαινόμενο αυτό παρατηρείται μόνο στην κορυφή των φωτονίων ενέργειας 429 keV, καθώς προέρχονται από την πρώτη διεγερμένη στάθμη του ${}^7\text{Be}$ που έχει χρόνο ημιζωής $T_{1/2}^{429\text{keV}}=133\text{ fs}^5$ και είναι συγκρίσιμος με το χρόνο που χρειάζεται ο σύνθετος πυρήνας ώστε να σταματήσει να κινείται. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα πολλοί πυρήνες να αποδιεγείρονται εν κινήσει ("εν πτήση"), κι έτσι να παρουσιάζεται η μετατόπιση Doppler.

Αντίθετα, στην κορυφή ενέργειας 718 keV δεν παρατηρείται, γιατί τα αντίστοιχα φωτόνια προέρχονται από την πρώτη διεγερμένη στάθμη του ${}^{10}\text{B}$ που έχει χρόνο ημιζωής $T_{1/2}^{718\text{keV}}=0.707\text{ ns}^6$ και είναι περίπου τρεις τάξεις μεγέθους μεγαλύτερος από το χρόνο που χρειάζεται ο σύνθετος πυρήνας για να σταματήσει να κινείται, επομένως οι αποδιεγέρσεις γίνονται αφού σταματήσει.

Όλα αυτά συνάδουν απόλυτα με τα φάσματα που καταγράφηκαν (Σχήμα 3.7). Η μόνη περίπτωση η οποία ίσως να μην είναι ξεκάθαρη είναι για τον ανιχνευτή των 90° , όπου δεν αναμένεται κάποια μετατόπιση. Ωστόσο, όπως έχει ήδη αναφερθεί, ο κάθε ανιχνευτής έχει ένα γωνιακό εύρος περίπου $\pm 10^\circ$. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα ο ανιχνευτής των 90° να λαμβάνει φωτόνια κι από μικρότερες γωνίες, άρα μεγαλύτερης ενέργειας φωτόνια, όπως επίσης κι από μεγαλύτερες γωνίες, άρα μικρότερης ενέργειας φωτόνια. Δηλαδή, όπως ακριβώς φαίνεται και στο αντίστοιχο φάσμα του Σχήματος 3.7. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται "διαπλάτωση Doppler" (Doppler broadening).

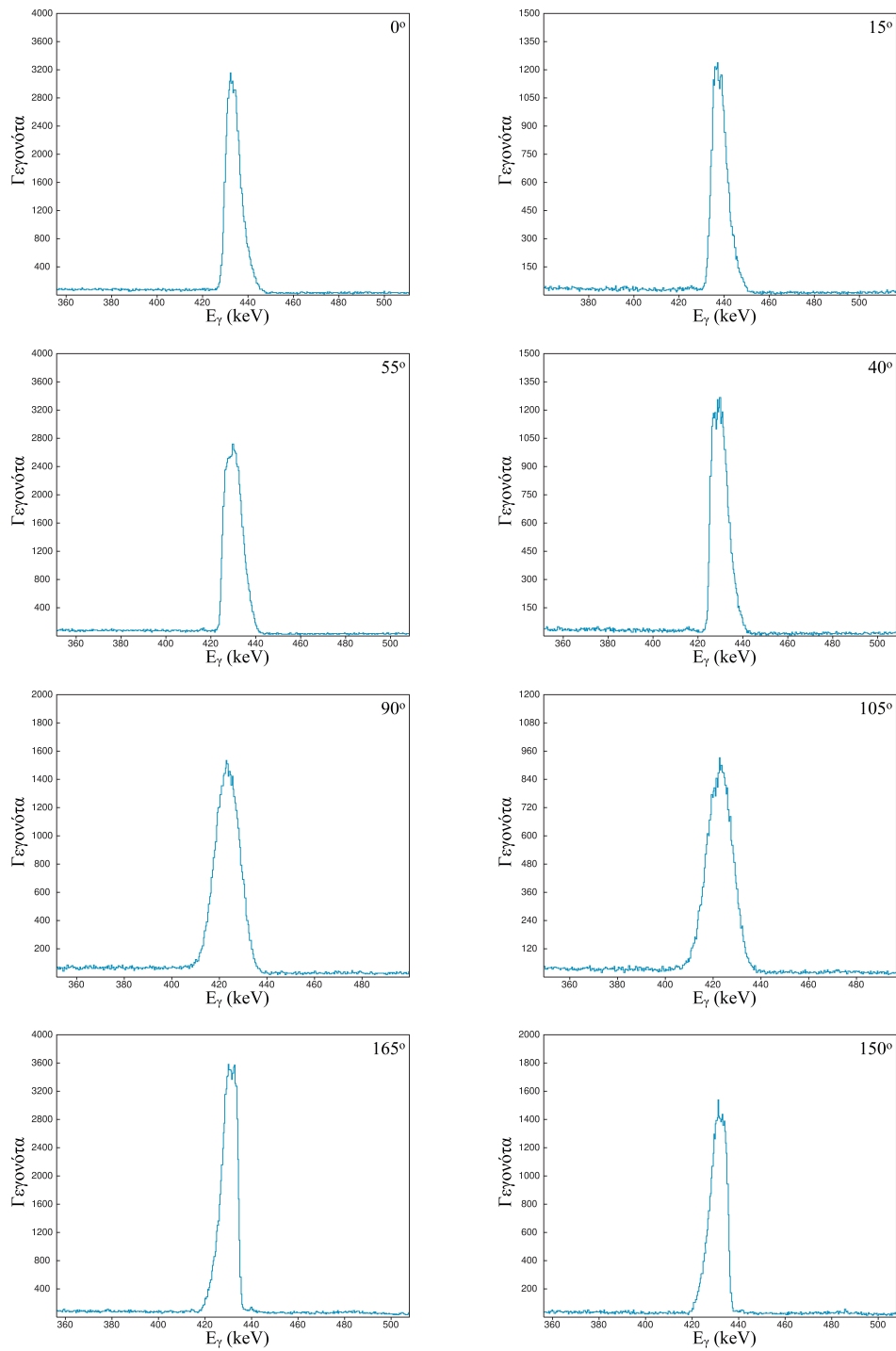
3.8 Παρουσίαση αποτελεσμάτων

Αφού λοιπόν έχει γίνει ο υπολογισμός όλων των μεγεθών που χρειάζονται για τη σχέση 3.3 για τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής εκτός συντονισμού, προκύπτουν τα αποτελέσματα των Σχημάτων 3.8 και 3.9, για τις αντιδράσεις ${}^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma){}^7\text{Be}$ και ${}^{10}\text{B}(p, p'\gamma){}^{10}\text{B}$, αντίστοιχα. Τα σφάλματα που παρουσιάζονται στα γραφήματα αυτά είναι τα στατιστικά σφάλματα που οφείλονται στο σφάλμα του πλήθους των γεγονότων κάθε κορυφής, $\delta\Upsilon$, στο σφάλμα μέτρησης του φορτίου, δN_p , καθώς και στο στατιστικό σφάλμα της απόλυτης απόδοσης, $(\delta\varepsilon_{abs})^{\sigma\tau\alpha\tau.}$, και δίνονται από τη σχέση

$$\left(\delta\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\sigma\tau\alpha\tau.} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \sqrt{\left(\frac{\delta\Upsilon}{\Upsilon}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_p}{N_p}\right)^2 + \left(\frac{(\delta\varepsilon_{abs})^{\sigma\tau\alpha\tau.}}{\varepsilon_{abs}}\right)^2} \quad (3.19)$$

⁵<http://www.nndc.bnl.gov/chart/getdataset.jsp?nucleus=7BE&unc=nds>

⁶<http://www.nndc.bnl.gov/chart/getdataset.jsp?nucleus=10B&unc=nds>



Σχήμα 3.7: Η κορυφή της αντίδρασης $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ στην ενέργεια 429 keV για ενέργεια δέσμης $E_p=3000$ keV σε όλες τις γωνίες που μελετήθηκαν.

Αντίστοιχα, το συστηματικό σφάλμα των μετρήσεων οφείλεται στο σφάλμα του πάχους του στόχου, δN_t , και στο συστηματικό σφάλμα της απόλυτης απόδοσης, $(\delta \varepsilon_{abs})^{συστ.}$, και υπολογίζεται από τη σχέση

$$\left(\delta \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{συστ.} = \sqrt{\left(\frac{\delta N_t}{N_t} \right)^2 + \left(\frac{(\delta \varepsilon_{abs})^{συστ.}}{\varepsilon_{abs}} \right)^2} \simeq 8\% \quad (3.20)$$

Όπως φαίνεται στα Σχήματα 3.8 και 3.9, δεν παρουσιάζεται κάποια έντονη γωνιακή κατανομή, αφού τα δεδομένα από όλες τις γωνίες σχεδόν συμπίπτουν, εντός των σφαλμάτων, και για τις δύο αντιδράσεις. Επίσης, δεν υπάρχουν πολύ απότομες μεταβολές, καθώς δεν υπάρχουν ισχυροί και στενοί συντονισμοί. Μόνο δύο φαρυγίες δομές ξεχωρίζουν και στις δύο αντιδράσεις, περίπου στις ενέργειες $E_p=3020^7$ και 4355 keV, οι οποίες είναι πολύ πιθανό να αντιστοιχούν στις διεγερμένες στάθμες με ενέργειες 11.44 και 12.65 MeV του σύνθετου πυρήνα ^{11}C (βλ. Σχήμα 1.1). Τα εύρη και των δύο αυτών διεγερμένων σταθμών τυχαίνει να είναι 360 keV⁸, κάτι που μπορεί να εξηγήσει τα εύρη των δομών που παρατηρούνται.

3.9 Σύγκριση αποτελεσμάτων με προηγούμενες εργασίες

Στο Σχήμα 3.10 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας για τη γωνία των 55° μαζί με τα δεδομένα από τις προηγούμενες εργασίες που έχουν αναφερθεί [11, 13, 14, 16, 18].

Γίνεται αντιληπτό ότι η παρούσα εργασία έρχεται σε αρκετά καλή συμφωνία με τα δεδομένα των Day et al. [11] και για τις δύο αντιδράσεις που μελετήθηκαν, εκτός από την περίπτωση της αντίδρασης $^{10}B(p, \alpha\gamma)^7Be$ που για $E_p > 2500$ keV παρουσιάζονται ελαφρώς υψηλότερες τιμές. Η διαφορά αυτή μπορεί να αποδοθεί στο γεγονός ότι, όπως αναφέρεται κι από τους Day et al. [11], η κορυφή ενέργειας 718 keV της αντίδρασης $^{10}B(p, p'\gamma)^{10}B$ συνεισφέρει στα φάσματά τους.

Οι τιμές των αποτελεσμάτων των Orhel et al. [14] είναι περίπου 3.5 φορές χαμηλότερες από τις τιμές της παρούσας εργασίας και ακόμα και το 20% σφάλμα που δίνεται, δεν μπορεί να δικαιολογήσει αυτή τη διαφορά. Ωστόσο, αναφέρουν ότι ο κύριος λόγος για την αβεβαιότητα που έχουν έγκειται στο πάχος του στόχου που χρησιμοποίησαν, για το οποίο δέχτηκαν (χωρίς περαιτέρω έλεγχο) το ονομαστικό πάχος του κατασκευαστή. Επίσης,

⁷Στην αντίδραση $^{10}B(p, p'\gamma)^{10}B$ παρουσιάζεται ως ένα "ελαφρύ βύθισμα".

⁸<http://www.nndc.bnl.gov/chart/getdataset.jsp?nucleus=11C&unc=nds>

από τη γραφική παράσταση που έχουν παραθέσει, φαίνεται να υπάρχει μια μετατόπιση ~ 70 keV στην περιοχή του δευτέρου συντονισμού και στις δύο αντιδράσεις. Όμως, μέσα στο κείμενο αναφέρεται στην ενέργεια περίπου που εμφανίζεται και στην παρούσα εργασία.

Τα αποτελέσματα των μετρήσεων των Hunt et al. [13] και Segel et al. [16] έδωσαν περίπου 2 φορές χαμηλότερες τιμές διαφορικών ενεργών διατομών σε σχέση με την παρούσα εργασία. Όμως, ενώ στην περίπτωση των Segel et al. [16] η διαφορά αυτές θα μπορούσαν να αποδοθούν στον πολύ μεγάλο "νεκρό χρόνο" (dead time) που είχαν ($\sim 50\%$), στην περίπτωση των Hunt et al. [13] δεν υπάρχει ξεκάθαρος λόγος. Ομοίως, τα αποτελέσματα των Boni et al. [18], ενώ συμφωνούν πολύ ως προς τη μορφή της συνάρτησης διέγερσης με την παρούσα εργασία, η διαφορική ενεργός διατομή είναι περίπου 5 φορές χαμηλότερη. Η απόκλιση αυτή δεν καλύπτεται ούτε με τη συστηματική αβεβαιότητα της παρούσας εργασία (που δεν ξεπερνά το 8%), ούτε από αυτή των Boni et al. [18] ($\sim 15\%$). Ωστόσο, αφού οι μετρήσεις των Boni et al. [18] για άλλα ελαφριά στοιχεία έχουν αρκετά καλή συμφωνία με πρόσφατες εργασίες Chiari et al. [31], ίσως η αιτία για τις διαφορές στο ^{10}B να είναι το πάχος του στόχου που έχουν χρησιμοποιήσει. Επίσης, η ορθότητα των αποτελεσμάτων της παρούσας εργασίας ενισχύεται από το γεγονός ότι έγιναν μετρήσεις με δύο διαφορετικούς στόχους (έναν εμπλουτισμένο στόχο ^{10}B και έναν ^{nat}B), οι οποίες συμφωνούσαν εντός των στατιστικών σφαλμάτων.

3.10 Επαλήθευση αποτελεσμάτων με παχείς στόχους ^{nat}B και MgB_2

Προκειμένου να επαληθευθούν οι διαφορικές ενεργές διατομές που προσδιορίστηκαν στην παρούσα εργασία, έγιναν μερικές ακόμα μετρήσεις, με χρήση δύο παχέων στόχων (παστίλιες), μία ^{nat}B και μία MgB_2 , για όλες τις γωνίες και για ενέργειες $E_p=2000, 2250, 2500$ και 2750 keV. Επίσης, αναπτύχθηκε ένας κώδικας σε γλώσσα C++ (Παράρτημα Β), ο οποίος θεωρώντας παχύ στόχο και χρησιμοποιώντας την απώλεια ενέργειας και τη διαφορική ενεργό διατομή της αντίδρασης που μελετάται σε κάποια γωνία, υπολογίζει τον αριθμό των ακτίνων- γ που αναμένεται να ανιχνεύσει ένας ανιχνευτής σε αυτή τη γωνία, με συγκεκριμένη απόδοση, και για συγκεκριμένο φορτίο δέσμης.

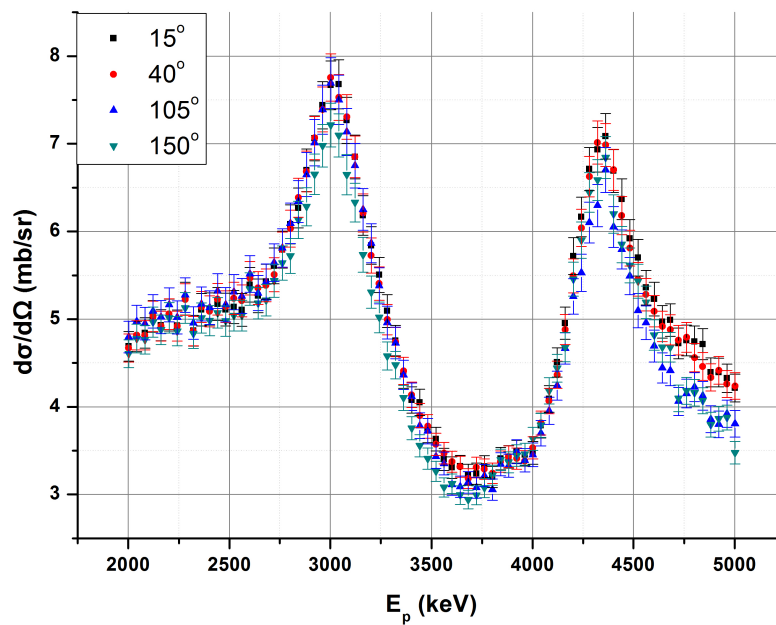
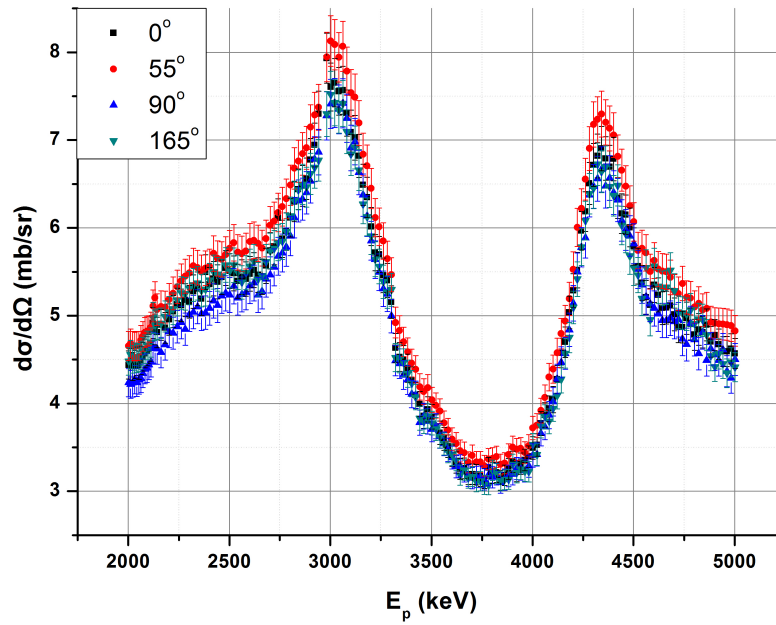
Έτσι, συγκρίνοντας τα πειραματικά αποτελέσματα με εκείνα από τον κώδικα, προέκυψε ότι για την αντίδραση $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ η μέγιστη διαφορά που παρουσιάστηκε ήταν 4.6%, ενώ για την αντίδραση $^{10}\text{B}(p, p'\gamma)^{10}\text{B}$ ήταν 0.7%.

Με τον τρόπο αυτό πιστοποιήθηκε η αξιοπιστία των διαφορικών ενεργών διατομών που μετρήθηκαν στα πλαίσια της παρούσας εργασίας.

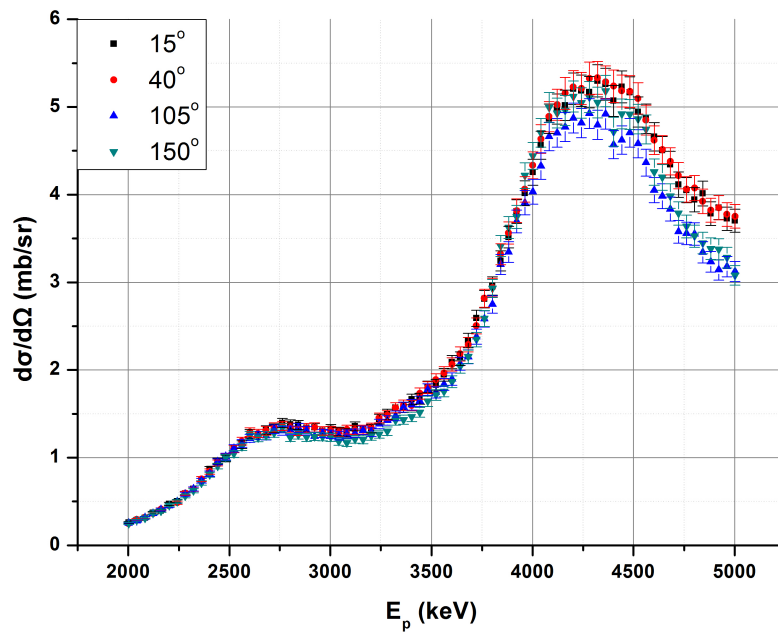
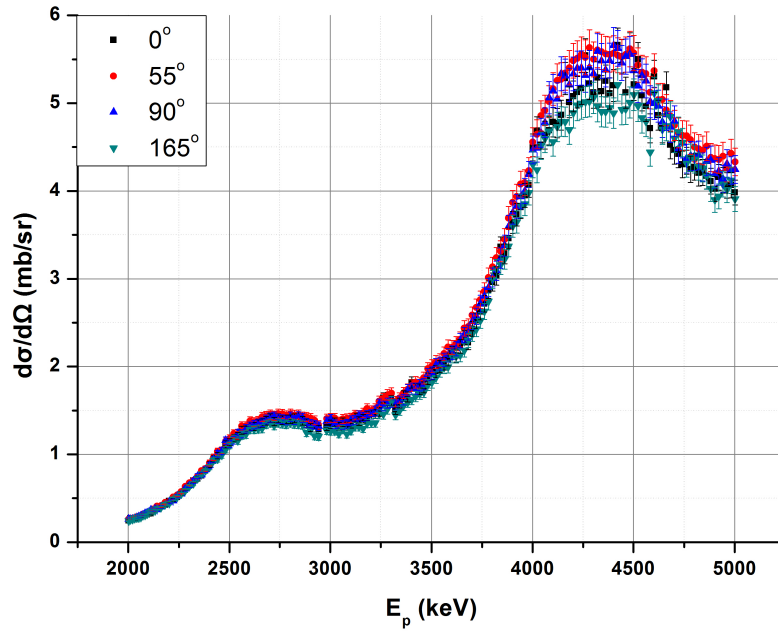
3.11 Σύγκριση αποτελεσμάτων με παχύ στόχο με προηγούμενες εργασίες

Μετρήσεις με παχύ στόχο έχουν γίνει και στο παρελθόν και τα αποτελέσματα υπάρχουν στη βιβλιογραφία [19, 20, 21]. Στο Σχήμα 3.11 παρουσιάζεται η σύγκριση των μετρήσεων της παρούσας εργασίας με την υπόλοιπη βιβλιογραφία για κάθε μία από τις αντιδράσεις που μελετήθηκαν, σε μονάδες πλήθους ακτίνων- γ ανά μονάδα φορτίου δέσμης και ανά μονάδα στερεάς γωνίας. Επειδή κάθε εργασία έχει γίνει για κάποιο εύρος ενεργειών, δεν υπάρχει αξιόπιστη πληροφορία για το τι συμβαίνει κάτω από τη χαμηλότερη τιμή της ενέργειας. Οπότε τα αποτελέσματα που συγκρίνονται, συμπεριλαμβανομένων και αυτών της παρούσας εργασίας, έπρεπε να κανονικοποιηθούν σε κάποια ενέργεια. Η ενέργεια που επιλέχθηκε είναι τα 2.4 MeV, καθώς σε αυτή την ενέργεια είχαν κανονικοποιησει οι Kiss et al. [20] ως προς τα δεδομένα των Anttila et al. [19], εκτός από τους Boni et al. [18] και Segel et al. [16] που δε διαθέτουν δεδομένα σε αυτήν την ενέργεια κι έτσι τα δεδομένα τους κανονικοποιήθηκαν στις ενέργειες 3.1 και 4.2 MeV, αντίστοιχα.

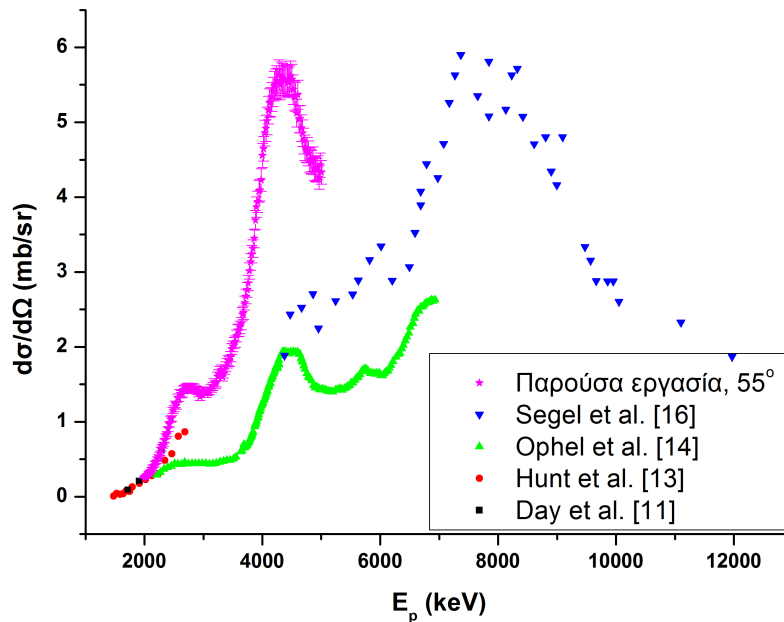
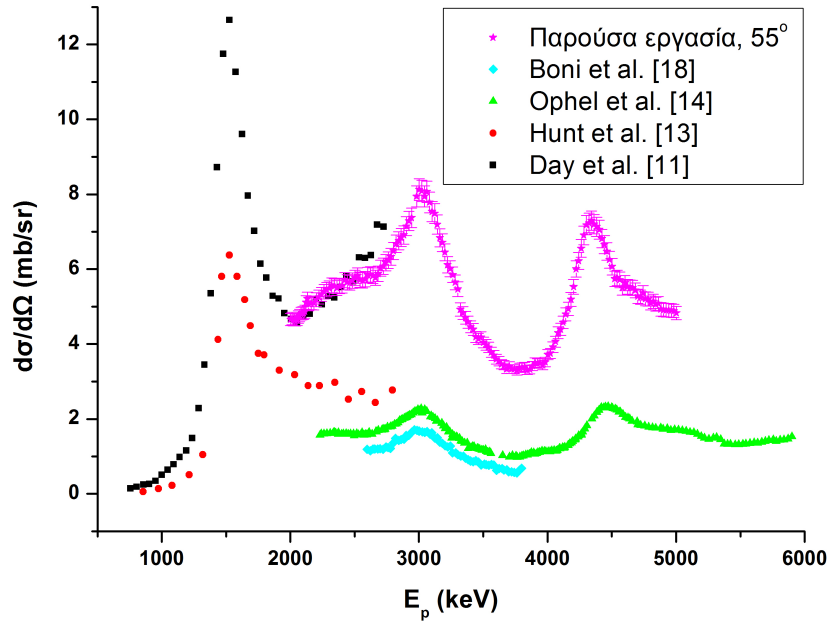
Όπως παρατηρείται, υπάρχει πολύ καλή συμφωνία των αποτελεσμάτων της παρούσας εργασίας με τις προηγούμενες εργασίες, κάτι που ενισχύει ακόμα περισσότερο την εγκυρότητα των παρόντων αποτελεσμάτων.



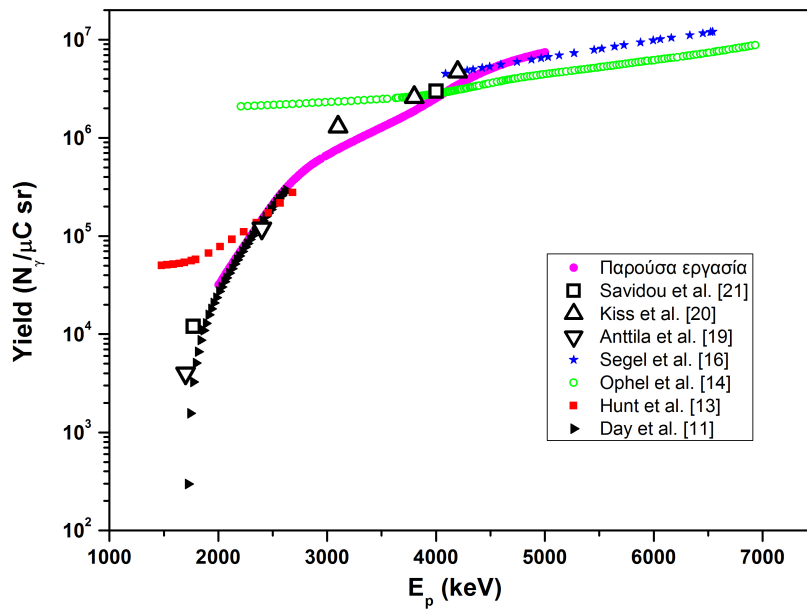
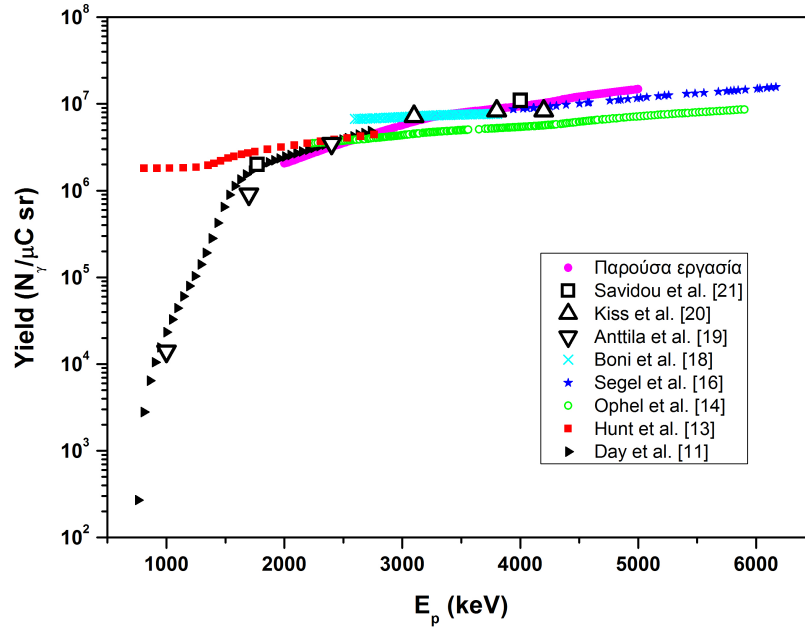
Σχήμα 3.8: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ για τα δύο set γωνιών της παρούσας εργασίας.



Σχήμα 3.9: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{10}\text{B}(p, p'\gamma)^{10}\text{B}$ για τα δύο set γωνιών της παρούσας εργασίας.



Σχήμα 3.10: Σύγκριση των διαφορικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ (πάνω) και $^{10}\text{B}(p, p'\gamma)^{10}\text{B}$ (κάτω) της παρούσας εργασίας με τις προηγούμενες εργασίες.



Σχήμα 3.11: Σύγκριση των αποτελεσμάτων με παχύ στόχο των αντιδράσεων $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ (πάνω) και $^{10}\text{B}(p, p'\gamma)^{10}\text{B}$ (κάτω) της παρούσας εργασίας με τις προηγούμενες εργασίες.

Κεφάλαιο 4

Συμπεράσματα – Προοπτικές

4.1 Συμπεράσματα

Συμπερασματικά, στην παρούσα εργασία μελετήθηκαν οι διαφορικές ενεργές διατομές των αντιδράσεων $^{10}\text{B}(p, \alpha\gamma)^7\text{Be}$ και $^{10}\text{B}(p, p'\gamma)^{10}\text{B}$, για ενέργειες δέσμης πρωτονίων 2-5 MeV και για 8 γωνίες ανίχνευσης (0° , 15° , 40° , 55° , 90° , 105° , 150° και 165°). Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν στο εργαστήριο του ηλεκτροστατικού επιταχυντή, 5.5 MV TN11 TANDEM, του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος». Στόχος των μετρήσεων αυτών ήταν η μελέτη του ^{10}B , καθώς είναι ένα ελαφρύ ισότοπο που απαντάται σε πληθώρα πυρηνικών και τεχνολογικών εφαρμογών, με χρήση της τεχνικής PIGE. Τα αποτελέσματα συμφωνούν μερικώς με αυτά των προηγούμενων εργασιών, όσον αφορά στις διαφορικές ενεργές διατομές των δύο αντιδράσεων, ενώ στις περιπτώσεις που υπάρχουν σημαντικές αποκλίσεις, έγινε προσπάθεια αιτιολόγησης αυτών. Ακόμα, χάρη στις πρόσθετες μετρήσεις με παχείς στόχους που διεξήχθησαν, επιβεβαιώθηκε η εγκυρότητα των παρόντων αποτελεσμάτων.

Επίσης, και από τις δύο αντιδράσεις φάνηκε να ξεχωρίζουν δύο φαρδείς συντονισμοί περίπου στις ενέργειες 3020 και 4355 keV, που μπορούν να αποδοθούν στις διεγερμένες στάθμες του ^{11}C με ενέργειες 11.44 και 12.65 MeV. Τέλος, δεδομένου ότι έγιναν μετρήσεις σε 8 συνολικά γωνίες, προκύπτει ότι δεν υπάρχει κάποια ισχυρή γωνιακή κατανομή για καμία από τις δύο αντιδράσεις στο εύρος των ενεργειών που μελετήθηκαν. Αυτή η παρατήρηση είναι ιδιαίτερα σημαντική για μελέτες που αφορούν την PIGE, καθώς συνήθως οι ανιχνευτές τοποθετούνται αρκετά κοντά στο στόχο, κυρίως για την αύξηση της στατιστικής των μετρήσεων, αυξάνοντας όμως με αυτόν τον τρόπο το γωνιακό εύρος των ακτίνων- γ που ανιχνεύονται, άρα τη γωνιακή αβεβαιότητα.

4.2 Προοπτικές

Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την παρούσα εργασία είναι αρκετά σημαντικά. Ωστόσο, για μελλοντικές μετρήσεις θα ήταν χρήσιμο η περαιτέρω ανάπτυξη του κώδικα C++ που χρησιμοποιήθηκε εδώ, ώστε να μπορεί να χρησιμοποιηθεί εύκολα για οποιοδήποτε στόχο (είτε είναι μονοατομικός, είτε μονοϊσοτοπικός, είτε αποτελεί ένωση στοιχείων), καθώς κυριότερος σκοπός είναι η προσομοίωση των δεδομένων από οποιοδήποτε μέτρηση με τη μέθοδο PIGE, όπου το ζητούμενο μπορεί να είναι η ποσοτικοποίηση ενός ισότοπου μέσα σε μια σύνθετη μήτρα.

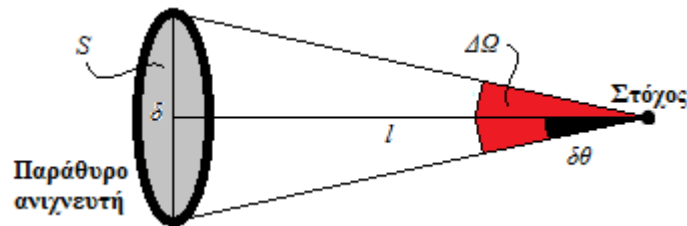
Μία άλλη σημαντική μελλοντική εργασία είναι η μελέτη κάποιων ακόμα αντιδράσεων ελαφρών πυρήνων, που είναι χρήσιμοι για την τεχνική PIGE, ωστόσο δεν είναι διαθέσιμες στη βιβλιογραφία ή τα δεδομένα που υπάρχουν είναι ελλιπή ή υπάρχουν ασυμφωνίες μεταξύ των διάφορων εργασιών. Για παράδειγμα, τα ισότοπα του Mg (^{24}Mg , ^{25}Mg και ^{26}Mg), όπως επίσης το ^{11}B , που είναι το κύριο ισότοπο του φυσικού βορίου (~80.1%), και για το οποίο βρίσκεται ήδη υπό μελέτη η αντίδραση $^{11}B(p, p'\gamma)^{11}B$.

Παράρτημα Α΄

Γωνιακό εύρος και στερεά γωνία ανιχνευτή-στόχου

Κάθε ανιχνευτής, λόγω της διαμέτρου δ της ενεργού επιφάνειας που διαθέτει, ανιχνεύει γεγονότα από ένα εύρος γωνιών $\theta \pm \delta\theta$, κι όχι μόνο από την κατεύθυνση της γωνίας θ . Το εύρος αυτό, $\delta\theta$, όταν ο ανιχνευτής απέχει από σημειακό στόχο απόσταση l προκύπτει από απλή τριγωνομετρία (Σχήμα Α΄.1) από τη σχέση

$$\tan \delta\theta = \frac{\delta/2}{l} \Leftrightarrow \delta\theta = \arctan \frac{\delta/2}{l} \quad (\text{Α΄.1})$$



Σχήμα Α΄.1: Υπολογισμός γωνιακού εύρους $\delta\theta$.

Η στερεά γωνία μεταξύ ανιχνευτή με εμβαδό παραθύρου S και σημειακό¹ στόχο, που απέχουν απόσταση l (Σχήμα Α΄.1), δίνεται από τη σχέση

$$\Delta\Omega = \frac{S}{l^2} \quad (\text{Α΄.2})$$

¹Μπορεί να θεωρηθεί σημειακός όταν η διάμετρος του στόχου είναι πολύ μικρότερη από την απόσταση l μεταξύ ανιχνευτή και στόχου και τη διάμετρο δ του ανιχνευτή.

όπου, στην προκειμένη περίπτωση που ο ανιχνευτής έχει κυκλικό παράθυρο, το εμβαδόν δίνεται από τη σχέση

$$S = \pi \left(\frac{\delta}{2} \right)^2 \quad (\text{Α'.3})$$

Οπότε, συνδυάζοντας τις δύο παραπάνω σχέσεις (Α'.2 και Α'.3), προκύπτει η σχέση

$$\Delta\Omega = \frac{\pi\delta^2}{4l^2} \quad (\text{Α'.4})$$

Παράρτημα Β΄

Κώδικας C++ για ανάλυση PIGE

```
1  #include <iostream>
2  #include <exception>
3  #include <iomanip>
4  #include <fstream>
5  #include <string>
6  #include <math.h>
7  #include <cmath>
8  using namespace std;
9  #define PI 3.14159265
10
11 float dE_dx (float E);
12 float cs (float E);
13 float yield (float& E, float& Nt, float dE, float Q, float e_abs);
14 float E0, Emin=0, Ymin=0, Q, e_abs;
15
16 int main()
17 {
18     int func;
19     float dE, E, Nt, Y0, Y, conv, N_t, b;
20
21     cout << "Give 1 to calculate yield from target thickness, or 2 to find thickness for ↔
22         specific yield: " << endl;
23     cin >> func;
24     cout << "Insert projectile energy, E0 [keV]: " << endl;
25     cin >> E0;
26     cout << "Insert dE [keV]: " << endl;
27     cin >> dE;
28     cout << "Insert Q [# particles]: " << endl;
29     cin >> Q;
30     cout << "Insert e_abs [sr]: " << endl;
31     cin >> e_abs;
32     E = E0;
33     switch (func)
34     {
35     case 1:
36         cout << "Insert x [# 10^15 atoms/cm^2]: " << endl;
37         cin >> Nt;
38         Y = yield(E, Nt, dE, Q, e_abs);
39         //cout << Y << Ymin << Y+Ymin << endl;
40         //Y = Y + Ymin;
```

```

40     cout << "Ef = " << E << " keV, Yield = " << Y << ", Remaining thickness = " << Nt << "\n";
41     break;
42 case 2:
43     cout << "Insert Y_exp: " << endl;
44     cin >> Y0;
45     cout << "Insert convergance criteria: " << endl;
46     cin >> conv;
47     Nt = (Y0/((cs(E)*1E-27)*Q*4*PI*e_abs))/(1E15); // "/(1E15)": x
48     N_t = Nt;
49     Y = yield(E, Nt, dE, Q, e_abs);
50     while (abs(Y0-Y)/Y0>conv)
51     {
52         E = E0;
53         b = (Y0-Y)/Y0;
54         Nt = N_t/(1.-b);
55         N_t = Nt;
56         Y = yield(E, Nt, dE, Q, e_abs);
57         Y = Y + Ymin;
58         cout << setprecision(15) << Nt << ", " << N_t << ", " << Y << ", " << b << ", " <<
59         << (Y0-Y)/Y0 << endl;
60     }
61     cout << setprecision(15) << Nt << ", " << N_t << ", " << Y << ", " << b << ", " <<
62     << (Y0-Y)/Y0 << endl;
63 }
64
65 float dE_dx (float E)
66 {
67     float dEdx;
68     float A0= 0.0; // [eV/(10^15 atoms/cm^2)]
69     float A1=10.4; // [eV/(10^15 atoms/cm^2)]
70     float t1= 0.241; // [MeV]
71     float A2= 4.4; // [eV/(10^15 atoms/cm^2)]
72     float t2= 1.3; // [MeV]
73     float A3= 1.8; // [eV/(10^15 atoms/cm^2)]
74     float t3=10; // [MeV]
75
76     E = E/1000; // kev → MeV
77     dEdx = (A0 + A1*exp(-E/t1) + A2*exp(-E/t2) + A3*exp(-E/t3))/1000; // "/1000": eV → keV
78     return (dEdx);
79 }
80
81 float cs (float E)
82 {
83     static bool read_cs=false;
84     static float Energy[1000], sgm[1000];
85     static int cs_max=0;
86     float sigma=0;
87     //cout << read_cs << ", " << cs_max << endl; // Check
88
89     if (!read_cs)
90     {
91         ifstream inFile; // Open file
92         inFile.open("sigma_10B_15deg.txt"); // or whatever the file name is
93         while (!inFile.eof())
94         {
95             inFile >> Energy[cs_max] >> sgm[cs_max]; // Get input
96             if (Energy[cs_max]>0) cs_max++;
97         }

```

```

98     cs_max--;
99     inFile.close(); // Close file
100    read_cs=true;
101    Emin = Energy[0];
102    Ymin = sgm[0]*(Q*1.602E-13)*4*PI*e_abs; // "1.602E-13": em[C]
103    }
104
105    if (E<Energy[0] || E>Energy[cs_max])
106    {
107        cerr << "Energy outside of cross section range" << endl;
108        terminate();
109    }
110
111    for (int i=1 ; i<cs_max ; i++)
112    {
113        if (E>=Energy[i] && E<=Energy[i+1])
114        {
115            sigma=sgm[i]+((sgm[i+1]-sgm[i])/(Energy[i+1]-Energy[i]))*(E-Energy[i]);
116            break;
117        }
118    }
119    return sigma;
120 }
121
122 float yield (float& E, float& Nt, float dE, float Q, float e_abs)
123 {
124     float dNt, Y=0;
125
126     while (Nt>0 && E>Emin)
127     {
128         dNt = min(min(dE,E) / dE_dx(E),Nt);
129         Y = Y + (cs(E)*1E-27)*Q*4*PI*e_abs*(dNt*1E15); // "1E-27": mb → cm^2, "1E15": x
130         Nt = Nt - dNt;
131         E = E - dNt*dE_dx(E);
132     }
133     if (Nt>=1/dE_dx(E0) && E<=Emin)
134     {
135         Y = Y + Ymin;
136         E = 0;
137     }
138     return Y;
139 }

```


Bibliography

- [1] S. Rio, N. Métrich, M. Mosbah, and P. Massiot. Lithium, boron and beryllium in volcanic glasses and minerals studied by nuclear microprobe. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 100(1):141–148, 1995.
- [2] Z Elekes, I Uzonyi, B Gratuze, P Rózsa, Á.Z Kiss, and Gy Szöör. Contribution of PIGE technique to the study of obsidian glasses. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 161–163(0):836–841, 2000.
- [3] R. Mateus, M.A. Reis, A.P. Jesus, and J.P. Ribeiro. Quantitative analysis of light elements in aerosol samples by PIGE. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 249(1–2):784–788, 2006. Ion Beam Analysis Proceedings of the Seventeenth International Conference on Ion Beam Analysis Seventeenth International Conference on Ion Beam Analysis.
- [4] B. Nsouli, T. Darwish, K. Zahraman, A. Bejjani, M. Roumié, and J.P. Thomas. Total boron assessment in soil samples from dry Mediterranean region using the thick target-particle induced gamma-ray emission technique. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 249(1–2):566–570, 2006. Ion Beam Analysis Proceedings of the Seventeenth International Conference on Ion Beam Analysis Seventeenth International Conference on Ion Beam Analysis.
- [5] H. Shibata, Y. Kohno, K. Shibata, T. Sato, M. Oikawa, J. Haga, and T. Sakai. Nuclear reaction microanalysis of boron doped steels. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 260(1):321–324, 2007. Nuclear Microprobe Technology and Applications (ICNMTA2006) and Proton

Beam Writing (PBW II) 10th International Conference on Nuclear Microprobe Technology and Applications and 2nd International Workshop on Proton Beam Writing.

- [6] M. Kokkoris, V. Foteinou, G. Provatas, A. Kontos, N. Patronis, C.T. Papadopoulos, R. Vlastou, P. Misaelides, A. Lagoyannis, and S. Harissopoulos. A detailed study of the $d+^{10}\text{B}$ system for nuclear reaction analysis – Part A: The $^{10}\text{B}(d,p)^{11}\text{B}$ reaction in the energy region $E_{d,lab} = 900\text{--}2000$ keV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 263(2):357–368, 2007.
- [7] M. Kokkoris, V. Foteinou, G. Provatas, C.T. Papadopoulos, R. Vlastou, P. Misaelides, A. Lagoyannis, and S. Harissopoulos. A detailed study of the $d+^{10}\text{B}$ system, for nuclear reaction analysis – Part B: The $^{10}\text{B}(d,\alpha_0)^8\text{Be}$ reaction in the energy region $E_{d,lab} = 900\text{--}2000$ keV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 263(2):369–374, 2007.
- [8] M. Kokkoris, M. Diakaki, P. Misaelides, X. Aslanoglou, A. Lagoyannis, C. Raepsaet, V. Foteinou, S. Harissopoulos, R. Vlastou, and C.T. Papadopoulos. Study of the $d+^{11}\text{B}$ system differential cross-sections for NRA purposes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 267(8–9):1740–1743, 2009. Proceedings of the 16th International Conference on Ion Beam Modification of Materials.
- [9] M. Kokkoris, A. Kafkarkou, V. Paneta, R. Vlastou, P. Misaelides, and A. Lagoyannis. Differential cross sections for the $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ and $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ reactions, suitable for ion beam analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(24):3539–3545, 2010.
- [10] A. B. Brown, C. W. Snyder, W. A. Fowler, and C. C. Lauritsen. Excited States of the Mirror Nuclei, Li^7 and Be^7 . *Phys. Rev.*, 82:159–181, Apr 1951.
- [11] Robert B. Day and Torben Huus. Gamma Radiation from B^{10} Bombarded by Protons. *Phys. Rev.*, 95:1003–1006, Aug 1954.
- [12] G. B. Chadwick, T. K. Alexander, and J. B. Warren. Gamma Radiation from the Proton Bombardment of Boron Ten. *Canadian Journal of Physics*, 34(4):381–388, 1956.

- [13] S. E. Hunt, R. A. Pope, and W. W. Evans. Investigation of the Gamma Radiation Produced by Irradiating B^{10} with Protons in the Energy Range 0.7 to 3.0 MeV. *Phys. Rev.*, 106:1012–1015, Jun 1957.
- [14] T.R. Ophel, R.N. Glover, and E.W. Titterton. Gamma ray yields from the proton bombardment of B^{10} . *Nuclear Physics*, 33(0):198–201, 1962.
- [15] E.M. Bernstein. Gamma ray yields from 2.00 to 4.10 MeV proton bombardment of B^{10} . *Nuclear Physics*, 59(3):525–528, 1964.
- [16] R. E. Segel, P. P. Singh, S. S. Hanna, and M. A. Grace. Gamma Rays from $B^{10}+p$; Decay Schemes and Excitation Functions. *Phys. Rev.*, 145:736–745, May 1966.
- [17] Y. Rihet, G. Costa, C. Gerardin, and R. Seltz. Gamma-ray excitation curves from $^{10}B(p,\alpha_1\gamma)^7Be$ and $^{10}B(p,p_1\gamma)^{10}B$ reactions. *Phys. Rev. C*, 20:1583–1584, Oct 1979.
- [18] C. Boni, E. Cereda, G.M.Braga Marcazzan, and V. De Tomasi. Prompt gamma emission excitation functions for PIGE analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 35(1):80–86, 1988.
- [19] A. Anttila, R. Hänninen, and J. Räsänen. Proton-induced thick-target gamma-ray yields for the elemental analysis of the $Z=3-9$, $11-21$ elements. *Journal of Radioanalytical Chemistry*, 62(1-2):293–306, 1981.
- [20] Á.Z. Kiss, E. Koltay, B. Nyakó, E. Somorjai, A. Anttila, and J. Räsänen. Measurements of relative thick target yields for PIGE analysis on light elements in the proton energy interval 2.4–4.2 MeV. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 89(1):123–141, 1985.
- [21] A Savidou, X Aslanoglou, T Paradellis, and M Pilakouta. Proton induced thick target γ -ray yields of light nuclei at the energy region $E_p=1.0-4.1$ MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 152(1):12–18, 1999.
- [22] M. Diakaki and N. Ntavis. The Van de Graaf TANDEM (T11 5.5 MV) accelerator of the Institute of Nuclear Physics of NCSR "Demokritos" – Handbook of introduction to the basic concepts of operation of the accelerator.

- [23] C. E. Rolfs and W. S. Rodney. *Cauldrons in the cosmos: Nuclear astrophysics*. 1988.
- [24] V. Paneta, M. Kokkoris, A. Lagoyannis, and V. Rakopoulos. Differential cross-section measurements of the $d+^{19}\text{F}$ reaction channels for NRA purposes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 290(0):72-78, 2012.
- [25] M. Mayer. SIMNRA, a simulation program for the analysis of NRA, RBS and ERDA. *AIP Conference Proceedings*, 475(1), 1999.
- [26] M. Chiari, L. Giuntini, P.A. Mandò, and N. Taccetti. Proton elastic scattering cross-section on boron from 0.5 to 3.3 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 184(3):309-318, 2001.
- [27] J. C. Overley and Ward Whaling. Highly Excited States in C^{11} . Elastic Scattering of Protons by B^{10} . *Phys. Rev.*, 128:315-324, Oct 1962.
- [28] James F. Ziegler. SRIM-2003. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 219-220(0):1027-1036, 2004. Proceedings of the Sixteenth International Conference on Ion Beam Analysis.
- [29] C. A. Kalfas. A modern nuclear spectroscopy software package. *Adv. Nucl. Phys., Proc. 20th Hellenic Conf. on Nucl. Phys.*, page 159, 2013.
- [30] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, O. Stuch, and H. Wolters. TV analysis code. University of Cologne.
- [31] M. Chiari, B. Melon, L. Salvestrini, M. Fonseca, E. Alves, and A.P. Jesus. Measurement of proton induced γ -ray emission cross sections on Al from 2.5 to 4.1 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 332(0):355-358, 2014. 21st International Conference on Ion Beam Analysis.