



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

Μετρήσεις διαφορικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων
 ${}^6\text{Li} (d, n\gamma_{1-0}) {}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li} (d, p\gamma_{1-0}) {}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0}) {}^7\text{Li}$
και ${}^{19}\text{F} (d, p\gamma_{1-0}) {}^{20}\text{F}$ για εφαρμογές d-PIGE

Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία
Ταϊμπήρη Ευαγγελία

Επιβλέπων Ερευνητής: Λαγογιάννης Αναστάσιος
Επιβλέπων Καθηγητής: Κόκκορης Μιχαήλ

Αθήνα, Φεβρουάριος, 2022



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ
ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ ΦΥΣΙΚΗΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»

Μετρήσεις διαφορικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων
 ${}^6\text{Li} (d, n\gamma_{1-0}) {}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li} (d, p\gamma_{1-0}) {}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0}) {}^7\text{Li}$
και ${}^{19}\text{F} (d, p\gamma_{1-0}) {}^{20}\text{F}$ για εφαρμογές d-PIGE

Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία
Ταϊμπίρη Ευαγγελία

Τριμελής Επιτροπή

Αξιώτης Μιχαήλ
Ερευνητής Γ'
Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. "Δημόκριτος"

Λαγογιάννης Αναστάσιος
Ερευνητής Α'
Ε.Κ.Ε.Φ.Ε "Δημόκριτος"

Κόκκορης Μιχαήλ
Καθηγητής
Ε.Μ.Π.

Υπογραφή

Υπογραφή

Υπογραφή

Στις κολλητές μου, κοντή και Σβολ...

Ευχαριστίες

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον καθηγητή του Ε.Μ.Π. Δρ. Κόκκορη Μιχάλη για την εμπιστοσύνη και την καθοδήγησή του σε όλη τη διάρκεια της συνεργασίας μας.

Ένα τεράστιο ευχαριστώ στον Δρ. Λαγογιάννη Αναστάσιο, ερευνητή Α΄ του Ι.Π.Σ.Φ. του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”, για την άψογη συνεργασία καθ’ όλη τη διάρκεια της εργασίας αυτής. Τον ευχαριστώ όμως και για τη στήριξη, τις συζητήσεις και τις συμβουλές του, σε προσωπικό επίπεδο.

Οφείλω ένα μεγάλο ευχαριστώ στον Δρ. Αξιώτη Μιχάλη, ερευνητή Γ΄ του Ι.Π.Σ.Φ. του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”, που ήταν πάντα πρόθυμος να μοιραστεί τις γνώσεις του, αλλά και για τη φιλική συνεργασία.

Ακόμη, θα ήθελα να ευχαριστήσω την καθηγήτρια του Ε.Μ.Π. Δρ. Ζάννη – Βλαστού Ρόζα και την Επίκουρη καθηγήτρια Δρ. Μαρία Διακάκη για τη βοήθεια και το ευχάριστο κλίμα που προσέφεραν. Επίσης, ευχαριστώ και όλα τα μέλη της ομάδας πυρηνικής φυσικής του Πολυτεχνείου για τη συνεχή βοήθειά τους.

Το μεγαλύτερο ευχαριστώ όμως το οφείλω στους γονείς μου, Αμαλία και Γιάννη, αλλά και στον αδερφό μου, Γιώργο, για τις θυσίες και τους κόπους τους όλα αυτά τα χρόνια. Φυσικά, δε θα μπορούσα να μην ευχαριστήσω τους φίλους μου, που με αντέχουν και είναι πάντα δίπλα μου.

Περίληψη

Ελαφρά στοιχεία, όπως το λίθιο και το φθόριο, χρησιμοποιούνται ευρέως στη βιομηχανία. Έτσι, είναι πολύ σημαντική η ανίχνευση και ποσοτικοποίησή τους, μέσω της μεθόδου PIGE. Παρά το γεγονός ότι οι δέσμες πρωτονίων είναι ιδανικές για την ποσοτικοποίηση των ${}^7\text{Li}$ και ${}^{19}\text{F}$, αυτό δεν ισχύει για την περίπτωση του ${}^6\text{Li}$ λόγω της έλλειψης της κατάλληλης ακτίνας-γ. Στην περίπτωση αυτή, η χρήση δέσμης δευτερίων κρίθηκε ως η καταλληλότερη. Παρ' όλα αυτά, η έρευνα στη βιβλιογραφία αποδεικνύει πως υπάρχει έλλειψη δεδομένων για μεγάλες ενέργειες, ενώ μικρό είναι και το εύρος των γωνιών που καλύπτονται. Στην παρούσα εργασία, γίνεται λεπτομερής μελέτη των αντιδράσεων ${}^6\text{Li} (d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li} (d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ και ${}^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ για μεγαλύτερα εύρη ενεργειών αλλά και γωνιών. Παρουσιάζονται ακόμη, αποτελέσματα για την αντίδραση ${}^{19}\text{F} (d, p\gamma_{1-0}){}^{20}\text{F}$.

Οι μετρήσεις των διαφορικών ενεργών διατομών πραγματοποιήθηκαν στον επιταχυντή Tandem Van de Graaff 5.5 MV του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. "Δημόκριτος". Το ενεργειακό εύρος της δέσμης δευτερίων ήταν από 1000 keV έως 2200 keV με βήμα 20 keV, για γωνίες 0° , 55° and 90° . Για την ανίχνευση των ακτίνων-γ ενδιαφέροντος, ενεργειών $E_\gamma=429$ keV, $E_\gamma=478$ keV και $E_\gamma=656$ keV, χρησιμοποιήθηκαν δύο διαφορετικοί λεπτοί στόχοι LiF. Ακόμη, έγινε χρήση τριών ανιχνευτών HPGe, σχετικής απόδοσης 80%, για την ανίχνευση των υπό μελέτη φωτοκορυφών. Επιπροσθέτως, προκειμένου να γίνει εξακρίβωση των μετρήσεων των διαφορικών ενεργών διατομών, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις με τη χρήση παχέος στόχου ${}^{\text{nat}}\text{LiF}$ (*benchmarking*). Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας με ήδη υπάρχοντα δεδομένα της βιβλιογραφίας, βρέθηκαν αξιοσημείωτες διαφορές.

Abstract

Light elements such as lithium and fluorine, are widely used in industry. As a result, their detection and accurate quantification, via the PIGE technique, is of great importance. Despite the fact that proton beams are ideal for quantifying ${}^7\text{Li}$ and ${}^{19}\text{F}$, they fail in the case of ${}^6\text{Li}$, due to the lack of an appropriate gamma - ray. In that case, deuteron beams were proposed as a more suitable approach. However, a survey of the existing literature proves that there is a lack of datasets at high energies and a rather narrow range of covered angles. In the present work, a thorough study of the reactions ${}^6\text{Li} (d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li} (d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ at a broader energy and angular range is carried out. Results for the ${}^{19}\text{F} (d, p\gamma_{1-0}){}^{20}\text{F}$ reaction are also presented.

The differential cross section measurements took place at the 5.5 MV Tandem Van de Graaff accelerator of NCSR "Demokritos". The deuteron energy beam ranged from 1000 keV up to 2200 keV with a step of 20 keV, at the angles of 0° , 55° and 90° . For the detection of the γ -ray peaks of interest at $E_\gamma=429$ keV, $E_\gamma=478$ keV and $E_\gamma=656$ keV, two different LiF targets were used. Three High Purity Germanium Detectors (HPGe) of 80% relative efficiency were used for the detection of the studied gamma ray peaks. Additionally, in order to validate the differential cross section measurements, a benchmarking procedure proved necessary, using a ${}^{\text{nat}}\text{LiF}$ thick target. Comparing the present results with previous datasets from the literature, remarkable discrepancies were found.

Περιεχόμενα

Κεφάλαιο 1	14
Σκοπός και Ιοντικές Τεχνικές Ανάλυσης.....	14
1.1 Εισαγωγή	14
1.2 Ιοντικές Τεχνικές Ανάλυσης (<i>Ion Beam Analysis-IBA</i>)	15
1.3 Ανίχνευση λιθίου	15
1.3.1 Χρήση της μεθόδου RBS.....	15
1.3.2 Χρήση της μεθόδου EBS	16
1.3.3 Χρήση της μεθόδου ERDA	16
1.3.4 Χρήση της μεθόδου PIXE	17
1.3.5 Χρήση της μεθόδου NRA.....	17
1.4 Χρήση της τεχνικής PIGE για την ανίχνευση του λιθίου	18
1.4.1 Τεχνική PIGE με χρήση δέσμης δευτερίων.....	19
1.4.2 Φασματοσκοπία συντονιστικής PIGE.....	19
1.5 Διαφορική ενεργός διατομή.....	20
1.5.1 Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού.....	20
1.5.2 Διαφορική ενεργός διατομή σε συντονισμό.....	21
1.7 Θεωρητική μελέτη.....	22
1.7.1 ⁶ Li	22
1.7.2 ⁷ Li	24
1.7.3 ¹⁹ F.....	25
Κεφάλαιο 2	27
Πειραματική Διάταξη	27
2.1 Επιταχυντής	27
2.2 Πειραματική Γραμμή	28
2.2.1 Θάλαμος	28
2.2.2 Κλωβός Faraday.....	29
2.3 Στόχοι.....	30
2.4 Ανιχνευτικά Συστήματα.....	30
2.4.1 Αγωγοί, Ημιαγωγοί και Μονωτές.....	30
2.4.2 Κρύσταλλος ημιαγωγού γερμανίου	31

2.4.3 Ανιχνευτική Διάταξη	32
2.5 Ηλεκτρονική Διάταξη.....	33
Κεφάλαιο 3	34
Ανάλυση πειραματικών δεδομένων	34
3.1 Βαθμονόμηση φασμάτων	34
3.2 Βαθμονόμηση επιταχυντή.....	34
3.3 Απόδοση ανιχνευτών HPGe	37
3.4 Ανάλυση στόχων.....	43
3.5 Μέτρηση φορτίου	45
3.6 Εμβαδομέτρηση φασμάτων	46
3.6.1 Φαινόμενο Doppler	47
3.7 Διαφορική Ενεργός Διατομή	50
3.8 Σύγκριση αποτελεσμάτων διαφορικών ενεργών διατομών με προηγούμενα πειραματικά δεδομένα.....	55
3.9 Έλεγχος αξιοπιστίας διαφορικών ενεργών διατομών	58
3.10 Σύγκριση αποτελεσμάτων παχέος στόχου με προηγούμενα πειραματικά δεδομένα	61
Κεφάλαιο 4	64
Συμπεράσματα-Προοπτικές	64
4.1 Συμπεράσματα	64
4.2 Προοπτικές	65
Βιβλιογραφία	66

Κεφάλαιο 1

Σκοπός και Ιοντικές Τεχνικές Ανάλυσης

1.1 Εισαγωγή

Ελαφρά στοιχεία όπως το λίθιο και το φθόριο, χρησιμοποιούνται ευρέως στη βιομηχανία ως προσμίξεις με άλλα στοιχεία καθώς χαρακτηρίζονται από έντονη δραστικότητα. Το φυσικό λίθιο βρίσκεται σε ισοτοπική αναλογία ${}^7\text{Li}$ (92.5%) και ${}^6\text{Li}$ (7.5%) ενώ το φθόριο είναι μονοϊσοτοπικό, με μοναδικό φυσικό ισότοπο το ${}^{19}\text{F}$ (100%). Διαδραματίζουν έναν εξαιρετικά σημαντικό ρόλο στη σύγχρονη έρευνα και τεχνολογία μιας και βρίσκονται σε πληθώρα υλικών, από τα γυαλιά και τα κεραμικά έως τα πολυμερή και τα μεταλλικά κράματα. Για το λόγο αυτό είναι αναγκαία η ποσοτικοποίηση και ανίχνευσή τους, καθώς και η μελέτη της κατανομής τους σε βάθος.

Για την επίτευξη τέτοιων αναλύσεων, πιο κατάλληλες, έναντι άλλων αναλυτικών τεχνικών, φαίνεται να είναι οι πυρηνικές μέθοδοι και πιο συγκεκριμένα οι *Ιοντικές Τεχνικές Ανάλυσης (Ion Beam Analysis techniques-IBA)*. Απαραίτητη προϋπόθεση της ποσοτικοποίησης χωρίς χρήση προτύπων, μέσω εφαρμογής αυτών των αναλυτικών τεχνικών, μεταξύ άλλων, είναι η γνώση των αντίστοιχων τιμών των διαφορικών ενεργών διατομών.

Είναι λοιπόν σαφές, πως η εφαρμογή αυτών των πυρηνικών αναλυτικών τεχνικών βασίζεται στην ύπαρξη αξιόπιστων πειραματικών δεδομένων της βιβλιογραφίας. Η ανάγκη χρήσης τέτοιου είδους δεδομένων γίνεται πιο επιτακτική όταν αυτά είναι ελλιπή καθώς και όταν παρουσιάζουν έντονες ασυμφωνίες μεταξύ τους.

Σκοπός της παρούσας εργασίας είναι να εμπλουτίσει τα δεδομένα διαφορικών ενεργών διατομών που υπάρχουν στη βιβλιογραφία για την ποσοτικοποίηση τόσο των ${}^6\text{Li}$ και ${}^7\text{Li}$ όσο και του ${}^{19}\text{F}$, με χρήση της μεθόδου *PIGE*. Για το λόγο αυτό μελετήθηκαν οι αντιδράσεις ${}^6\text{Li}(d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ και ${}^{19}\text{F}(d, p\gamma_{1-0}){}^{20}\text{F}$ από τις οποίες προκύπτουν οι χαρακτηριστικές ακτίνες-γ, ενεργειών 429 keV, 478 keV και 656 keV, αντίστοιχα. Η μελέτη έγινε για τρεις γωνίες 0°, 55° και 90°, με δέσμη δευτερίων στο ενεργειακό εύρος από 1000 keV έως 2200 keV και με σταθερό βήμα 20 keV.

Μετά το τέλος της διεξαγωγής των μετρήσεων των διαφορικών ενεργών διατομών, έγινε επαλήθευση αυτών με τη χρήση παχέος στόχου *LiF (benchmarking)*, για ενέργειες δέσμης δευτερίων από 1000 keV έως 2200 keV, με σταθερό βήμα 100 keV και για γωνία 55°.

1.2 Ιοντικές Τεχνικές Ανάλυσης (*Ion Beam Analysis-IBA*)

Οι αναλυτικές τεχνικές με δέσμη ιόντων αφορούν τον βομβαρδισμό στερεών στόχων, που περιλαμβάνουν το υπό μελέτη στοιχείο ή ισότοπο, με δέσμη φορτισμένων σωματιδίων. Σκοπός είναι η ανίχνευση των σωματιδίων ή της ακτινοβολίας που προκύπτει από την αλληλεπίδραση των σωματιδίων της δέσμης με τα άτομα ή τους πυρήνες του στόχου, η οποία οδηγεί στον ποσοτικό προσδιορισμό και την κατά βάθος ανάλυση του στοιχείου/ισοτόπου ενδιαφέροντος. Τα κυριότερα πλεονεκτήματά τους, που δικαιολογούν και την ευρύτατη χρήση τους, είναι πως είναι μη καταστρεπτικές για το υπό ανάλυση δείγμα, γρήγορες, παρουσιάζουν όμως και καλύτερη διακριτική ικανότητα σε ότι έχει να κάνει με τον διαχωρισμό των στοιχείων που αποτελούν το δείγμα. Η ενέργεια των σωματιδίων της δέσμης είναι συνήθως της τάξης των μερικών *MeV*, ενώ το μέγιστο βάθος εισχώρησής τους στο στόχο, εξαιτίας της έντονης απώλειας ενέργειας, είναι μερικά *μm*. Οι βασικότερες τεχνικές από αυτές είναι:

- Φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford (*Rutherford Backscattering Spectroscopy-RBS*)
- Φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (*Elastic Backscattering Spectroscopy-EBS*)
- Ανάλυση μέσω ανίχνευσης ελαστικά ανακρουόμενων πυρήνων (*Elastic Recoil Detection Analysis-ERDA*)
- Φασματοσκοπία εκπομπής Ακτίνων-Χ επαγόμενων από σωματίδια (*Particle Induced X-ray Emission-PIXE*)
- Ανάλυση μέσω πυρηνικών αντιδράσεων (*Nuclear Reaction Analysis-NRA*)
- Φασματοσκοπία εκπομπής Ακτίνων-γ επαγόμενων από σωματίδια (*Particle Induced Gamma-ray Emission-PIGE*)

1.3 Ανίχνευση λιθίου

Το λίθιο, με ατομικό αριθμό τρία ($Z = 3$), αποτελεί ένα από τα ελαφρύτερα στοιχεία που απαντώνται στη φύση. Συνεπώς, η μήτρα μέσα στην οποία βρίσκεται, αποτελεί καταλυτικό παράγοντα στην επιλογή της κατάλληλης μεθόδου για την ανάλυσή του, καθώς θα επηρεάσει σημαντικά τα προκύπτοντα αποτελέσματα.

1.3.1 Χρήση της μεθόδου RBS

Η τεχνική αφορά στην οπισθοσκέδαση των φορτισμένων σωματιδίων της δέσμης από τους πυρήνες του στόχου, λόγω των αλληλεπιδράσεων Coulomb, όταν αυτή ακολουθεί τη σχέση του Rutherford. Η σχέση αυτή παρουσιάζει μεγαλύτερο ενδιαφέρον για γωνίες εκτροπής, των σωματιδίων της δέσμης, $90^\circ < \theta < 180^\circ$, λόγω του μεγάλου πάχους των

υπό εξέταση δειγμάτων. Λόγω του μικρού φράγματος δυναμικού Coulomb, οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων μεταξύ των σωματιδίων της δέσμης και ελαφρών στοιχείων, όπως το λίθιο ($Z = 3$), αποκλίνουν σημαντικά από τη σχέση του Rutherford ($\propto Z_{\text{πυρ.στόχου}}^2$). Έτσι, η μέθοδος αυτή ενδείκνυται κυρίως για ανίχνευση βαρέων πυρήνων σε ελαφριά μήτρα. Κατά συνέπεια, από την εφαρμογή της μεθόδου αυτής, δεν προκύπτουν ικανοποιητικά αποτελέσματα για τη μελέτη του λιθίου μέσα σε ένα δείγμα [10, 14].

1.3.2 Χρήση της μεθόδου EBS

Όταν δύο αλληλεπιδρώντα σωματίδια πλησιάσουν πολύ μεταξύ τους (παράμετρος κρούσης b = η ελάχιστη απόσταση μεταξύ τους), επιδρά σε αυτά η ισχυρή πυρηνική δύναμη. Απόρροια αυτής, είναι η διαδικασία της σκέδασης να αποκλίνει από την αναμενόμενη συμπεριφορά της σκέδασης Rutherford, η οποία είναι εντονότερη στην περίπτωση της αλληλεπίδρασης μεταξύ σωματιδίων με μικρούς ατομικούς αριθμούς, Z . Η τεχνική αυτή λόγω της ύπαρξης ισχυρών συντονισμών θα μπορούσε να χαρακτηριστεί ως μια πολύ καλή επιλογή για τη μελέτη του λιθίου. Όμως, το γεγονός ότι στην πραγματικότητα είναι δύσκολο να αποφύγουμε την ύπαρξη βαρύτερων στοιχείων από αυτό μέσα σε ένα δείγμα, επιφέρει προβλήματα. Συγκεκριμένα, όταν η ποσότητα του λιθίου είναι αρκετά μικρή, συνήθως παρατηρούνται αλληλοεπικαλύψεις κορυφών ή και ολική επικάλυψη με κάποια άλλη κορυφή. Αυτό καθιστά την ποσοτικοποίησή του από δύσκολη έως ανέφικτη. Αντίθετα, όταν στο υπό μελέτη δείγμα η ποσότητα του λιθίου είναι αρκετή, η εφαρμογή της τεχνικής αυτής είναι αποτελεσματική τόσο στον ποσοτικό προσδιορισμό όσο και στην κατανομή του σε βάθος, ιδιαίτερα με τη χρήση δέσμης πρωτονίων [10, 14].

1.3.3 Χρήση της μεθόδου ERDA

Η ανάλυση μέσω της ανίχνευσης ελαστικά ανακρουόμενων πυρήνων επιτυγχάνεται με τη χρήση δέσμης βαρέων ιόντων. Τα φορτισμένα σωματίδια της δέσμης προσπίπτουν στο στόχο και αλληλεπιδρούν με τους πυρήνες αυτού, οι οποίοι σκεδάζονται και απομακρύνονται από το δείγμα. Για να εφαρμοστεί η ERDA, προϋποθέτει τα σωματίδια της δέσμης να είναι βαρύτερα από τους υπό ανίχνευση πυρήνες του στόχου. Σκοπό έχει την ανίχνευση ελαφρών στοιχείων. Αξίζει να σημειωθεί ότι μπορούν να προκύψουν χρήσιμα αποτελέσματα σε ότι αφορά την χωρική αλλά και ποσοτική κατανομή του στοιχείου που μελετάται. Στην περίπτωση της ανίχνευσης του λιθίου, αυτή παρουσιάζει ορισμένους περιορισμούς καθώς αφορά μόνο πολύ επιφανειακά στρώματα του δείγματος λόγω της πολύ μεγάλης ισχύος ανάσχεσης των ιόντων της προσπίπτουσας δέσμης. Εκτός από τη δεδομένη χρήση δέσμης ιόντων βαρύτερων από αυτό, για να επιτευχθεί η ανίχνευση των ανακρουόμενων πυρήνων, πρέπει το δείγμα είτε να τοποθετηθεί υπό

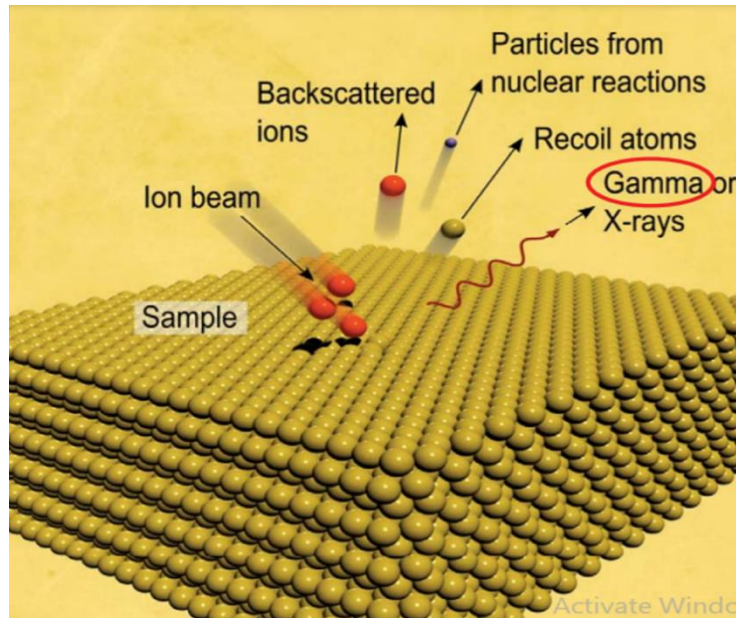
γωνία ως προς τη διεύθυνση της δέσμης είτε (σπανιότερα) να είναι υπέρλειπο ώστε αυτοί να σκεδαστούν σε μπροστινές γωνίες [10, 14].

1.3.4 Χρήση της μεθόδου PIXE

Αν και μη πυρηνική μέθοδος, η PIXE βασίζεται στην αλληλεπίδραση, μέσω ηλεκτροστατικών δυνάμεων, του προσπίπτοντος σωματιδίου της δέσμης με ένα εκ των ηλεκτρονίων των εσωτερικών στιβάδων του ατόμου του στόχου. Αυτή η αλληλεπίδραση έχει ως αποτέλεσμα τον ιονισμό ή τη διέγερση του ηλεκτρονίου και τη δημιουργία οπής. Η οπή αυτή καλύπτεται από ένα ηλεκτρόνιο ανώτερης στιβάδας, το οποίο αποδιεγείρεται εκπέμποντας μια χαρακτηριστική, του ατόμου του στόχου, ακτίνα-Χ. Είναι ακατάλληλη για την σε βάθος μελέτη της κατανομής ενός δείγματος, λόγω του τρόπου αλληλεπίδρασης των ακτίνων-Χ με την ύλη. Η τεχνική αυτή δεν εφαρμόζεται για την ανάλυση του λιθίου, καθώς οι ακτίνες-Χ που εκπέμπονται από αυτό παρουσιάζουν αρκετά χαμηλές ενέργειες οι οποίες απαιτούν πιο εξειδικευμένα ανιχνευτικά συστήματα [10, 14].

1.3.5 Χρήση της μεθόδου NRA

Για να λάβουν χώρα ανελαστικές πυρηνικές αντιδράσεις μεταξύ των σωματιδίων της δέσμης και των πυρήνων του στόχου, πρέπει η ενέργεια των προσπίπτοντων σωματιδίων να είναι συγκρίσιμη ή μεγαλύτερη του δυναμικού Coulomb. Σκοπός είναι η ανίχνευση και μελέτη των εκπεμπόμενων φορτισμένων σωματιδίων ή/και ακτίνων-γ που προκύπτουν από αυτές τις αντιδράσεις. Η τεχνική αυτή χαρακτηρίζεται από φάσματα καλά καθορισμένων και ευδιάκριτων κορυφών. Ακόμη, η ανίχνευση φορτισμένων σωματιδίων δίνει τη δυνατότητα προσδιορισμού της συγκέντρωσης των στοιχείων σε βάθος. Όσο για την ανίχνευση ακτίνων-γ, αυτή εντάσσεται σε μια υποκατηγορία της τεχνικής NRA, τη λεγόμενη PIGE. Η τεχνική αυτή αποτελεί την ιδανικότερη και πιο αποτελεσματική σε ότι αφορά την ανίχνευση του λιθίου και θα αναλυθεί εκτενέστερα στην επόμενη ενότητα [10, 14].



Σχήμα 1.1: Σχηματική αναπαράσταση των βασικών ιοντικών τεχνικών ανάλυσης [3].

1.4 Χρήση της τεχνικής PIGE για την ανίχνευση του λιθίου

Η μέθοδος αυτή αφορά την αλληλεπίδραση των φορτισμένων σωματιδίων της δέσμης με τους πυρήνες του στόχου, με αποτέλεσμα την εκπομπή ακτίνων-γ. Καθώς τα φορτισμένα σωματίδια προσπίπτουν στο δείγμα, οι πυρήνες αυτού διεγείρονται σε ανώτερες ενεργειακές καταστάσεις ή μεταστοιχειώνονται σε άλλους πυρήνες, επίσης διεγερμένους. Έτσι, είναι πιθανό αυτοί να αποδιεγερθούν εκπέμποντας ακτινοβολία γ, χαρακτηριστική του εκάστοτε πυρήνα. Πρόκειται για μια τεχνική αρκετά γρήγορη καθώς η έντονη διεισδυτικότητα των ακτίνων-γ βοηθά στην κάλυψη σχετικά μεγάλου όγκου του υπό μελέτη δείγματος. Επιπροσθέτως, χαρακτηρίζεται από ακρίβεια μιας και ο κάθε πυρήνας εκπέμπει συγκεκριμένες ακτίνες-γ, που αποτελούν κατά κάποιο τρόπο το δακτυλικό του αποτύπωμα. Συνήθως χρησιμοποιείται για την αναγνώριση και ποσοτικοποίηση ελαφρών στοιχείων, όπως *Li*, *F*, *B*, *Na*, *Al*, λόγω της αποφυγής αλληλοεπικαλύψεων μεταξύ κορυφών.

Όπως προαναφέρθηκε, η τεχνική PIGE είναι ιδανική και εξαιρετικά αποδοτική στην περίπτωση της ανίχνευσης και ανάλυσης του λιθίου. Πλεονεκτεί έναντι των υπόλοιπων μεθόδων IBA, καθώς εξαιτίας της έντονης διεισδυτικότητας των ακτίνων-γ, αυτές δεν παρουσιάζουν έντονη ενδοαπορρόφηση κατά τη διέλευσή τους μέσα από την ύλη. Οι κορυφές των εκπεμπόμενων ακτίνων-γ του λιθίου είναι ευδιάκριτες, ενώ σημαντικό ρόλο στην αποφυγή επικαλύψεων από κορυφές άλλων στοιχείων παίζει η μήτρα μέσα στην οποία αυτό βρίσκεται.

1.4.1 Τεχνική PIGE με χρήση δέσμης δευτερίων

Η χρήση δέσμης δευτερίων πλεονεκτεί έναντι αυτής των πρωτονίων, καθώς είναι δυνατή η ανίχνευση ελαφρών στοιχείων, με μεγαλύτερη ακρίβεια (λόγω των συνήθως μεγάλων ενεργών διατομών) ενώ επιτυγχάνεται η ταυτόχρονη διέγερση σχεδόν όλων των ισοτόπων που υπάρχουν μέσα σε ένα δείγμα. Οι αντιδράσεις που προκαλούνται από δέσμη ιόντων δευτερίου, έχουν αρκετά μεγάλο Q_{value} . Η τεχνική αυτή αποδίδει συνήθως τουλάχιστον μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερη ενεργό διατομή για τις εξώθερμες αντιδράσεις (d,pγ), (d,nγ), για χαμηλές ενέργειες δευτερίων (έως $\sim 2MeV$) [2, 12]. Ειδικά σε ότι αφορά τη συγκεκριμένη εργασία, η χρήση δέσμης πρωτονίων αποτυγχάνει στην ποσοτικοποίηση του 6Li , λόγω έλλειψης της κατάλληλης ακτίνας-γ, $E_\gamma=429 keV$. Ως αποτέλεσμα η δέσμη δευτερίων είναι καταλληλότερη για το σκοπό αυτό.

1.4.2 Φασματοσκοπία συντονιστικής PIGE

Πρόκειται για μια υποπερίπτωση της μεθόδου PIGE, της οποίας η εφαρμογή γίνεται μόνο στην περίπτωση που η πυρηνική αντίδραση που μας ενδιαφέρει παρουσιάζει ισχυρούς και λεπτούς συντονισμούς, εύρους μερικών keV ή και ακόμα λεπτότερους. Οι συντονισμοί αυτοί αφορούν συγκεκριμένες ενέργειες δέσμης, των οποίων η γνώση αποτελεί απαραίτητη προϋπόθεση για την πραγματοποίηση της τεχνικής. Αναλυτικότερα, όταν το υπό μελέτη δείγμα βομβαρδίζεται με σωματίδια ενέργειας αντίστοιχης του συντονισμού, τότε οι ακτίνες-γ που εκπέμπονται και ανιχνεύονται προκύπτουν κατά κύριο λόγο από τους πυρήνες των επιφανειακών στρωμάτων του δείγματος. Όσο όμως η δέσμη διεισδύει μέσα στο στόχο, η ενέργεια των σωματιδίων της μειώνεται λόγω απώλειας ενέργειας στην ύλη, αποκλίνοντας έτσι από το εύρος της ενέργειας που αντιστοιχεί στον συντονισμό. Ως αποτέλεσμα, για τους πυρήνες που βρίσκονται πιο βαθιά μέσα στο δείγμα δεν προκύπτει μεγάλος αριθμός ακτίνων-γ, μιας και η ενεργός διατομή της συγκεκριμένης αντίδρασης είναι μικρή. Στη συνέχεια, αυξάνοντας την ενέργεια της δέσμης, οι αλληλεπιδράσεις συμβαίνουν με πυρήνες που βρίσκονται σε βαθύτερα στρώματα του στόχου. Το βάθος στο οποίο λαμβάνει χώρα η αλληλεπίδραση προσδιορίζεται από την απώλεια ενέργειας των σωματιδίων της δέσμης μέσα στο εκάστοτε υλικό [15].

Η τεχνική της συντονιστικής PIGE (*resonant-PIGE*) είναι ιδανική για την μελέτη της κατανομής σε βάθος του ισοτόπου που μελετάται. Βασικό της μειονέκτημα είναι το γεγονός ότι η ανίχνευση αφορά ένα μόνο ισότοπο κάθε φορά, χωρίς την παροχή οποιασδήποτε πληροφορίας για τα υπόλοιπα στοιχεία που αποτελούν το δείγμα. Επίσης, πρέπει να σημειωθεί ότι είναι εξαιρετικά χρονοβόρα λόγω της απαίτησης αλλαγής ενεργειών δέσμης. Στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας, επειδή οι αντιδράσεις που μελετήθηκαν και θα παρουσιαστούν εκτενέστερα σε επόμενη ενότητα δεν εμφανίζουν λεπτούς συντονισμούς, η χρήση της τεχνικής αυτής κατέστη αδύνατη.

1.5 Διαφορική ενεργός διατομή

Όπως είδαμε και στην ενότητα 1.1 βασική προϋπόθεση στην εφαρμογή αναλυτικών ιοντικών τεχνικών, όταν δε γίνεται χρήση πρότυπων στόχων, είναι η γνώση των αντίστοιχων τιμών των διαφορικών ενεργών διατομών των πυρηνικών αντιδράσεων που μελετάμε.

1.5.1 Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού

Ο υπολογισμός της διαφορικής ενεργού διατομής μιας αντίδρασης, σε περιοχές όπου δεν εμφανίζονται λεπτοί και ισχυροί συντονισμοί, προκύπτει από τον υπολογισμό του πλήθους των ακτίνων-γ, $Y(E, \theta)$, που παράγονται σε ενέργεια E και γωνία θ :

$$Y(E, \theta) = N_d \cdot N_t \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon_{int} \cdot \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \quad (1.1)$$

όπου,

- N_d : το πλήθος των σωματιδίων της δέσμης που προσπίπτουν στο στόχο
- N_t : η επιφανειακή πυκνότητα του στόχου σε μονάδες ατόμων ανά επιφάνεια, $atoms/cm^2$
- $\Delta\Omega$: η στερεά γωνία μεταξύ στόχου και ανιχνευτή
- ε_{int} : η ενδογενής (*intrinsic*) απόδοση του ανιχνευτή
- $\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega}$: η διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης, στην αντίστοιχη ενέργεια E και γωνία θ

Η ενδογενής απόδοση, ε_{int} , του ανιχνευτή, ορίζεται ως ο λόγος των σωματιδίων (φωτονίων) που ανιχνεύονται, προς το συνολικό αριθμό αυτών που προσπίπτουν στον ανιχνευτή και ισχύει:

$$\Delta\Omega \cdot \varepsilon_{int} = 4\pi \cdot \varepsilon_{abs} \quad (1.2)$$

με ε_{abs} , την απόλυτη (*absolute*) απόδοση του ανιχνευτή, η οποία ορίζεται ως ο λόγος των σωματιδίων (φωτονίων) που ανιχνεύονται, προς το συνολικό αριθμό αυτών που εκπέμπονται.

Τελικά, προκύπτει ότι η διαφορική ενεργός διατομή μιας πυρηνικής αντίδρασης, εκτός συντονισμού, δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} = \frac{Y(E, \theta)}{N_d \cdot N_t \cdot 4\pi \cdot \varepsilon_{abs}} \quad (1.3)$$

1.5.2 Διαφορική ενεργός διατομή σε συντονισμό

Όταν η ενέργεια της δέσμης που χρησιμοποιείται είναι τέτοια ώστε η υπό μελέτη πυρηνική αντίδραση να εμφανίζει κάποιον συντονισμό, τότε το πλήθος των ακτίνων-γ, $Y(E_R, \theta)$, που παράγονται σε ενέργεια συντονισμού E_R και γωνία θ υπολογίζεται με διαφορετικό τρόπο. Συνεπώς, η διαφορική ενεργός διατομή αλλάζει μορφή και περιγράφεται από τη σχέση *Breit-Wigner* [7]:

$$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma(E_R, \theta)}{d\Omega} \cdot \frac{\Gamma_\alpha \cdot \Gamma_b}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (1.4)$$

όπου,

- Γ : το εύρος του συντονισμού
- Γ_α, Γ_b : τα μερικά πλάτη που αφορούν τις πιθανότητες δημιουργίας και διάσπασης του σύνθετου πυρήνα, αντίστοιχα
- $\frac{d\sigma(E_R, \theta)}{d\Omega}$: η διαφορική ενεργός διατομή για ενέργεια συντονισμού E_R και γωνία θ

Το πλήθος των ακτίνων-γ, $Y(E_R, \theta)$, που παράγονται σε ενέργεια συντονισμού E_R και γωνία θ δίνεται από τη σχέση:

$$Y(E_R, \theta) = \frac{v \cdot \rho \cdot N_A}{A_{mol}} \cdot \frac{N_d \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon_{int}}{S(E_R)} \cdot \int_{E_R-\Delta}^{E_R} \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} dE \quad (1.5)$$

με,

- A_{mol} : το μοριακό βάρος του στόχου
- v : ο αριθμός των ατόμων του στοιχείου που μελετάται, στο στόχο
- ρ : η πυκνότητα του στόχου
- N_A : ο αριθμός *Avogadro* ($N_A \approx 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)
- N_d : το πλήθος των σωματιδίων της δέσμης που προσπίπτουν στο στόχο
- $\Delta\Omega$: η στερεά γωνία μεταξύ στόχου-ανιχνευτή
- ε_{int} : η ενδογενής απόδοση του ανιχνευτή

- $S(E_R)$: η απώλεια ενέργειας της δέσμης ανά μονάδα μήκους του στόχου (*Stopping Power*)
- Δ : το πάχος του στόχου σε μονάδες ενέργειας
- $\frac{d\sigma(E,\theta)}{d\Omega}$: η διαφορική ενεργός διατομή στην ενέργεια E και για γωνία θ

Μέσω των σχέσεων 1.2, 1.4 και 1.5 τελικά προκύπτει η σχέση για την διαφορική ενεργό διατομή, σε συντονισμό, η οποία δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

$$\frac{d\sigma(E_R, \theta)}{d\Omega} = \frac{2 \cdot Y(E_R, \theta) \cdot S(E_R)}{\Gamma \cdot N_d \cdot 4\pi \cdot \epsilon_{abs}} \cdot \frac{A_{mol}}{v \cdot \rho \cdot N_A} \cdot \left[\arctan \frac{\Delta}{\Gamma/2} \right]^{-1} \quad (1.6)$$

Στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας, για τον υπολογισμό των διαφορικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων ενδιαφέροντος, έγινε χρήση μόνο της σχέσης (1.3) καθώς δεν υπάρχουν περιοχές του σύνθετου πυρήνα με λεπτούς και απομονωμένους συντονισμούς ($\Gamma \ll E_R$), στα ενεργειακά εύρη που χρησιμοποιήθηκαν (Σχήμα 1.2-1.4).

1.7 Θεωρητική μελέτη

Τέσσερις είναι οι αντιδράσεις που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία. Αυτές είναι οι ${}^6\text{Li}(d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ και ${}^{19}\text{F}(d, p\gamma_{1-0}){}^{20}\text{F}$. Ο βασικός μηχανισμός πραγματοποίησης αυτών των αντιδράσεων είναι ο σχηματισμός σύνθετου πυρήνα. Το εύρος των ενεργειών της δέσμης δευτερίων που χρησιμοποιήθηκε ήταν μεταξύ των 1000 keV και 2200 keV . Παρακάτω παρουσιάζονται αναλυτικότερα τα θεωρητικά στοιχεία για κάθε μία από τις αντιδράσεις αυτές.

1.7.1 ${}^6\text{Li}$

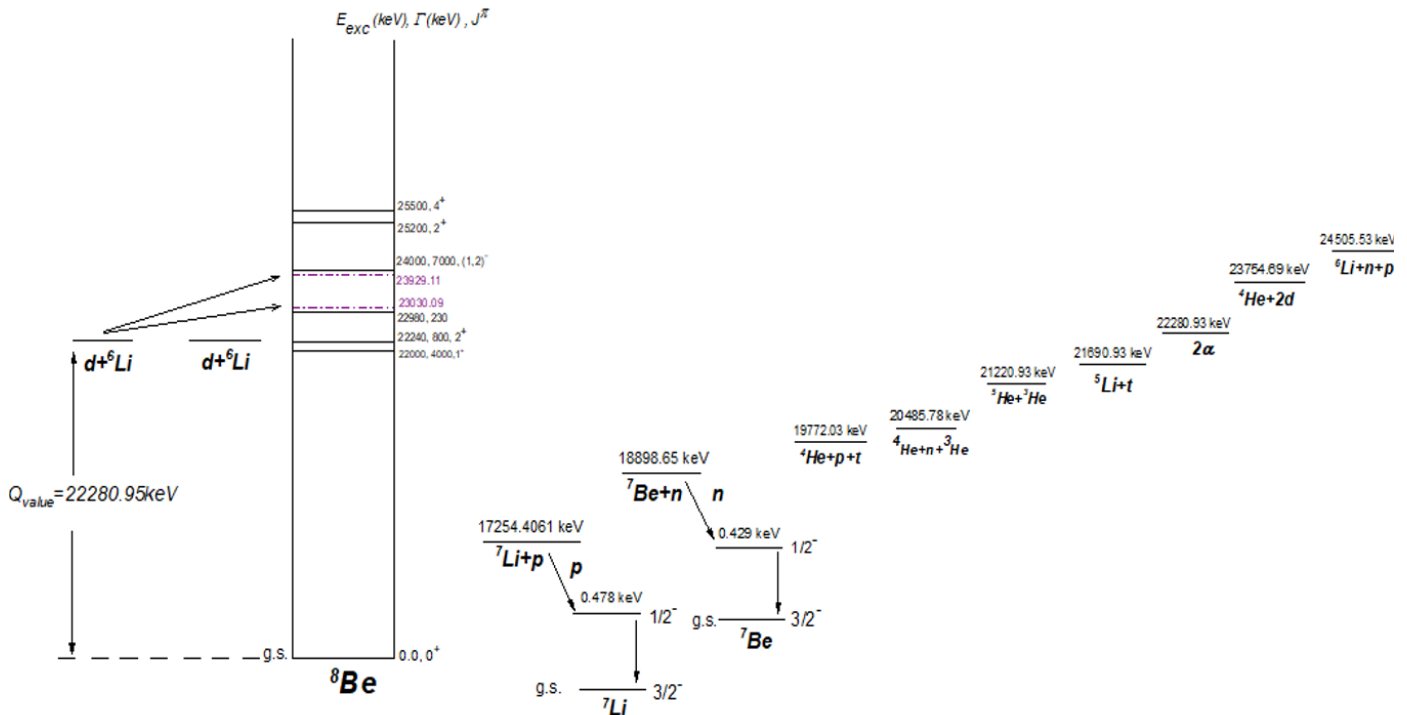
Οι δύο αντιδράσεις που μελετήθηκαν και αφορούν το ισότοπο ${}^6\text{Li}$ είναι οι ${}^6\text{Li}(d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$ και ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$. Το δευτέριο της δέσμης προσπίπτει στον πυρήνα ${}^6\text{Li}$ δημιουργώντας τον σύνθετο πυρήνα ${}^8\text{Be}$. Ο σχηματισμένος τώρα πυρήνας, όντας σε διεγερμένη κατάσταση, αποδιεγείρεται μέσω εκπομπής σωματιδίων καταλήγοντας σε διαφορετικούς θυγατρικούς.

Στην περίπτωση της αντίδρασης ${}^6\text{Li}(d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$, το κάνει εκπέμποντας ένα νετρόνιο, μεταπίπτοντας στον πυρήνα ${}^7\text{Be}$ τον οποίο αφήνει σε διεγερμένη κατάσταση. Η ακτίνα γ_{1-0} με ενέργεια $E_\gamma = 429 \text{ keV}$, η οποία καταμετρήθηκε και μελετήθηκε, είναι η

χαρακτηριστική ακτίνα-γ που προκύπτει κατά την αποδιέγερση του ${}^7\text{Be}$ από την πρώτη διεγερμένη στη βασική του κατάσταση. Το Q_{value} της αντίδρασης είναι ίσο με 3382.3 keV .

Στην περίπτωση της αντίδρασης ${}^6\text{Li}(d, \gamma) {}^7\text{Li}$, το κάνει εκπέμποντας ένα πρωτόνιο μεταπίπτοντας στον πυρήνα ${}^7\text{Li}$ τον οποίο αφήνει σε διεγερμένη κατάσταση. Η ακτίνα γ_{1-0} με ενέργεια $E_\gamma = 478\text{ keV}$, η οποία καταμετρήθηκε και μελετήθηκε, είναι η χαρακτηριστική ακτίνα-γ που προκύπτει κατά την αποδιέγερση του ${}^7\text{Li}$ από την πρώτη διεγερμένη στη βασική του κατάσταση. Το Q_{value} της αντίδρασης είναι ίσο με 5026.54 keV . Εναλλακτική διαδικασία είναι και η ανελαστική σκέδαση ${}^6\text{Li}(d, d')$ που οδηγεί σε αποδιέγερση του ίδιου του ${}^6\text{Li}$. Η ακτίνα γ_{1-0} όμως, με ενέργεια $E_\gamma = 2186\text{ keV}$, που εκπέμπεται κατά την αποδιέγερση του ${}^6\text{Li}$ από την πρώτη διεγερμένη στη βασική του κατάσταση, δεν παρατηρήθηκε καθώς αποτελεί την ελάχιστη απαιτούμενη ενέργεια εκπομπής. Η τιμή αυτή ήταν πρακτικά εκτός του ενεργειακού εύρους δέσμης που καλύφθηκαν στην παρούσα εργασία.

Το ενεργειακό διάγραμμα των αντιδράσεων παρουσιάζεται στο σχήμα 1.2. Παρατηρούμε ότι δεν περιλαμβάνεται καμία ενεργειακή στάθμη του σύνθετου πυρήνα στο εύρος των ενεργειών που χρησιμοποιήθηκαν. Αντιθέτως, μερικές από αυτές, παρά το γεγονός ότι βρίσκονται εκτός του εύρους ενδιαφέροντος, παρουσιάζουν αρκετά μεγάλα πλάτη (Γ) καλύπτοντάς το και επικαλύπτοντας η μία την άλλη. Έτσι είναι πιθανό να διεγερθούν.



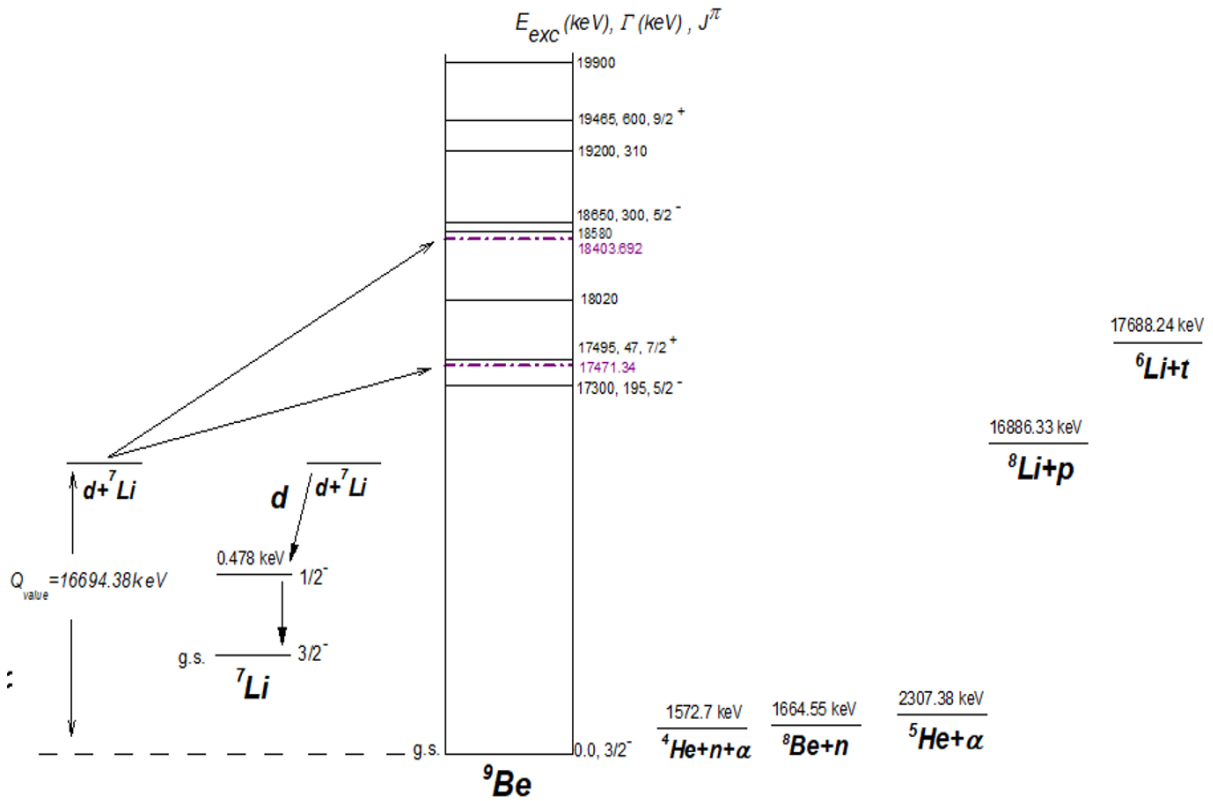
Σχήμα 1.2: Ενεργειακό διάγραμμα σύνθετου πυρήνα ${}^8\text{Be}$ με όλα τα πιθανά κανάλια εξόδου.

1.7.2 ${}^7\text{Li}$

Η υπό μελέτη αντίδραση που αφορά το ισότοπο ${}^7\text{Li}$ είναι η ${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$. Το δευτέριο της δέσμης προσπίπτει στον πυρήνα ${}^7\text{Li}$ δημιουργώντας τον σύνθετο πυρήνα ${}^9\text{Be}$. Ο πυρήνας, ο οποίος βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση, αποδιεγείρεται εκπέμποντας ένα δευτέριο αφήνοντας και πάλι τον πυρήνα ${}^7\text{Li}$ σε διεγερμένη κατάσταση. Η ακτίνα γ_{1-0} με ενέργεια $E_\gamma = 478 \text{ keV}$, η οποία καταμετρήθηκε και μελετήθηκε, είναι η χαρακτηριστική ακτίνα- γ που προκύπτει κατά την αποδιέγερση του ${}^7\text{Li}$ από την πρώτη διεγερμένη στη βασική κατάσταση του.

Πιθανότερες εναλλακτικές διαδικασίες είναι και οι ανελαστικές σκεδάσεις ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ και ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$. Στην πρώτη περίπτωση ο σύνθετος πυρήνας ${}^9\text{Be}$ που δημιουργείται αποδιεγείρεται εκπέμποντας ένα νετρόνιο, με τον πυρήνα ${}^8\text{Be}$ να εξακολουθεί να βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση. Όντας ασταθές, το ${}^8\text{Be}$, αποδιεγείρεται εκπέμποντας δύο σωματίδια άλφα (${}^4\text{He}$). Ο πυρήνας ${}^4\text{He}$ είναι ιδιαίτερα σταθερός, διπλά μαγικός και με ενέργεια σύνδεσης ανα νουκλεόνιο μεγαλύτερη από το ${}^8\text{Be}$. Έτσι, μιας και η συνολική ενέργειά του είναι μεγαλύτερη από αυτή των δύο σωματιδίων άλφα, η αποδιέγερσή του με την εκπομπή δύο πυρήνων ${}^4\text{He}$ είναι ενεργειακά προτιμότερη. Σχετικά με την αντίδραση ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$, ο σύνθετος πυρήνας ${}^9\text{Be}$, αποδιεγείρεται εκπέμποντας τώρα ένα πρωτόνιο, αφήνοντας τον πυρήνα ${}^8\text{Li}$ σε διεγερμένη κατάσταση. Η αντίδραση αυτή είναι ενδόθερμη, με $E_{\text{threshold}} = 246.8 \text{ keV}$. Η μετάβαση του ${}^8\text{Li}$ από την πρώτη διεγερμένη στη βασική του κατάσταση, με εκπομπή της χαρακτηριστικής ακτίνας γ_{1-0} , ενέργειας 980.7 keV , έχει ενέργεια κατωφλίου 1507.69 keV . Έτσι η κορυφή αυτή παρατηρήθηκε στα φάσματα για ενέργειες δέσμης δευτερίων μεγαλύτερων των 1520 keV και δεν μελετήθηκε στην παρούσα εργασία. Τέλος, ένα επιπλέον γεγονός που κατέστησε την μελέτη της ακατάλληλη, είναι η πιθανή αλληλοεπικάλυψή της με την ακτίνα γ_{3-0} , με ενέργεια 983.5 keV , η οποία προκύπτει από την αντίδραση ${}^{19}\text{F}(d, p\gamma_{3-0}){}^{20}\text{F}$.

Το ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης φαίνεται στο σχήμα 1.3. Όπως βλέπουμε, δύο είναι οι ενεργειακές στάθμες του σύνθετου πυρήνα που περιλαμβάνονται στο εύρος των ενεργειών που χρησιμοποιήθηκαν, της μίας εκ των οποίων το εύρος είναι γνωστό. Και σε αυτή την περίπτωση παρατηρούνται αλληλοεπικαλύψεις μεταξύ των σταθμών που βρίσκονται εντός της περιοχής διέγερσης αλλά και εξωτερικών, λόγω του εύρους τους, Γ , όπου αυτό έχει υπολογιστεί. Δεν παρατηρείται όμως ούτε εδώ κάποιος λεπτός συντονισμός.



Σχήμα 1.3: Ενεργειακό διάγραμμα σύνθετου πυρήνα ${}^9\text{Be}$ με όλα τα πιθανά κανάλια εξόδου.

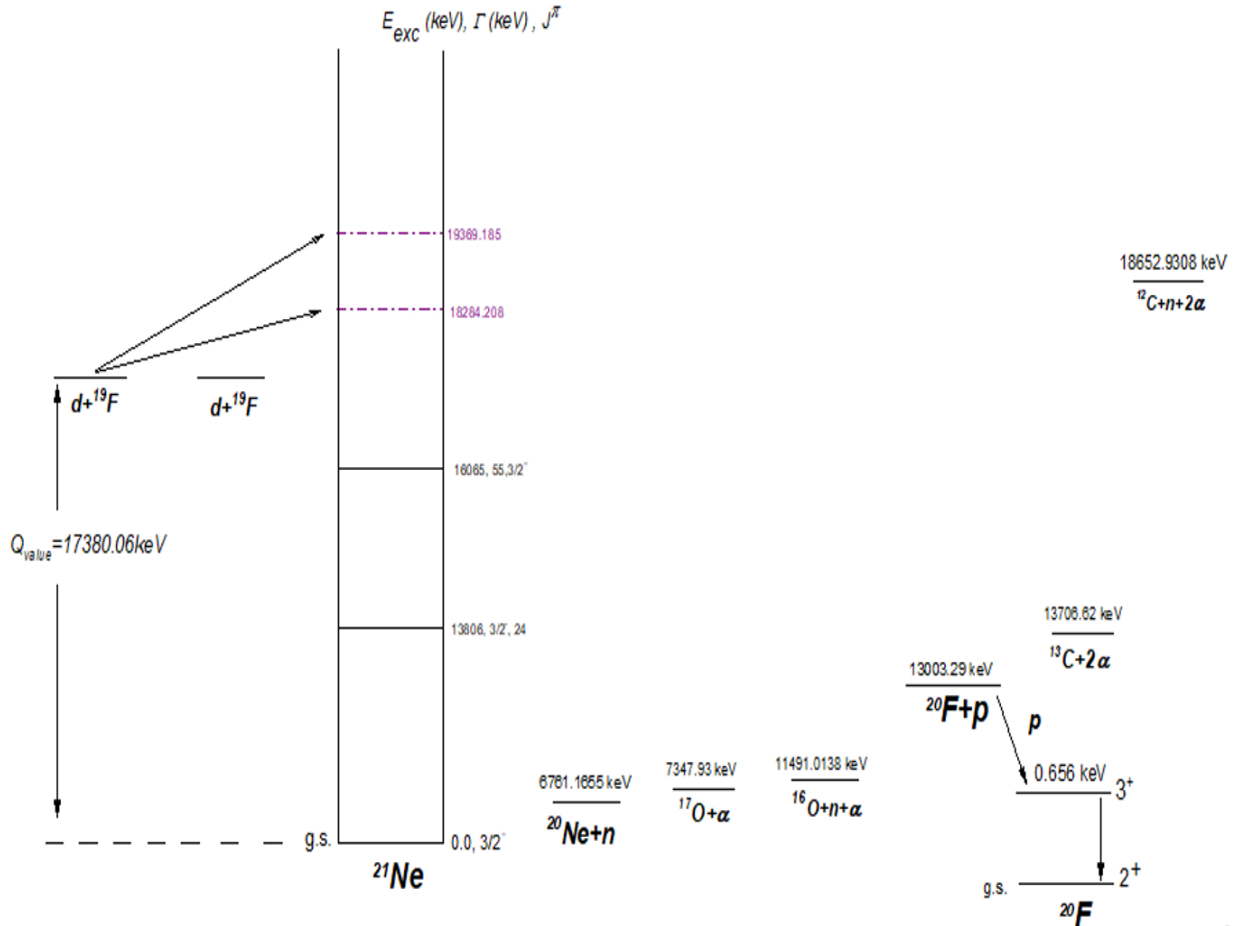
1.7.3 ${}^{19}\text{F}$

Στην περίπτωση του ισότοπου ${}^{19}\text{F}$, πραγματοποιήθηκε η μελέτη της αντίδρασης ${}^{19}\text{F}(d, p\gamma_{1-0}){}^{20}\text{F}$. Το δευτέριο της δέσμης προσπίπτει στον πυρήνα ${}^{19}\text{F}$ και δημιουργείται ο σύνθετος πυρήνας ${}^{21}\text{Ne}$. Ο πυρήνας αυτός, που βρίσκεται σε διεγερμένη κατάσταση, αποδιεγείρεται εκπέμποντας ένα πρωτόνιο και αφήνοντας τον πυρήνα ${}^{20}\text{F}$ σε διεγερμένη κατάσταση. Η ακτίνα γ_{1-0} με ενέργεια $E_\gamma = 656 \text{ keV}$, που είναι αυτή που καταμετρήθηκε και μελετήθηκε, είναι η χαρακτηριστική ακτίνα-γ που προκύπτει κατά την αποδιέγερση του ${}^{20}\text{F}$ από την πρώτη διεγερμένη στη βασική του κατάσταση.

Πιθανό κανάλι εξόδου είναι και η ανελαστική σκέδαση ${}^{19}\text{F}(d, d'){}^{19}\text{F}$. Στην περίπτωση αυτή έχουμε την αποδιέγερση του πυρήνα ${}^{19}\text{F}$ με την εκπομπή της χαρακτηριστικής ακτίνας γ_{1-0} , ενέργειας 109.9 keV , οποία δεν παρατηρήθηκε στα φάσματα που προέκυψαν στο πλαίσιο των μετρήσεων της εργασίας αυτής. Πιθανή εναλλακτική διαδικασία μπορεί να αποτελέσει και η αντίδραση ${}^{19}\text{F}(d, n){}^{20}\text{Ne}$, κατά την οποία εκπέμπεται η χαρακτηριστική ακτίνα γ_{1-0} ενέργειας $E_\gamma = 1633.602 \text{ keV}$, κατά την μετάπτωση του ${}^{20}\text{Ne}$

από την πρώτη διεγερμένη στη βασική του κατάσταση. Η ακτίνα αυτή ήταν πρακτικά εκτός του φάσματος στο πείραμα που πραγματοποιήθηκε και δεν μελετήθηκε.

Το ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης παρουσιάζεται στο σχήμα 1.4. Είναι φανερό πως δεν υπάρχουν ενεργειακές στάθμες του σύνθετου πυρήνα που να περιλαμβάνονται στο εύρος ενδιαφέροντος των ενεργειών της δέσμης αφού αυτές είναι υπολογισμένες μέχρι τα 16065 keV . Το Q_{value} της αντίδρασης είναι ίσο με 4376.77 keV .



Σχήμα 1.4: Ενεργειακό διάγραμμα σύνθετου πυρήνα ^{20}F με όλα τα πιθανά κανάλια εξόδου.

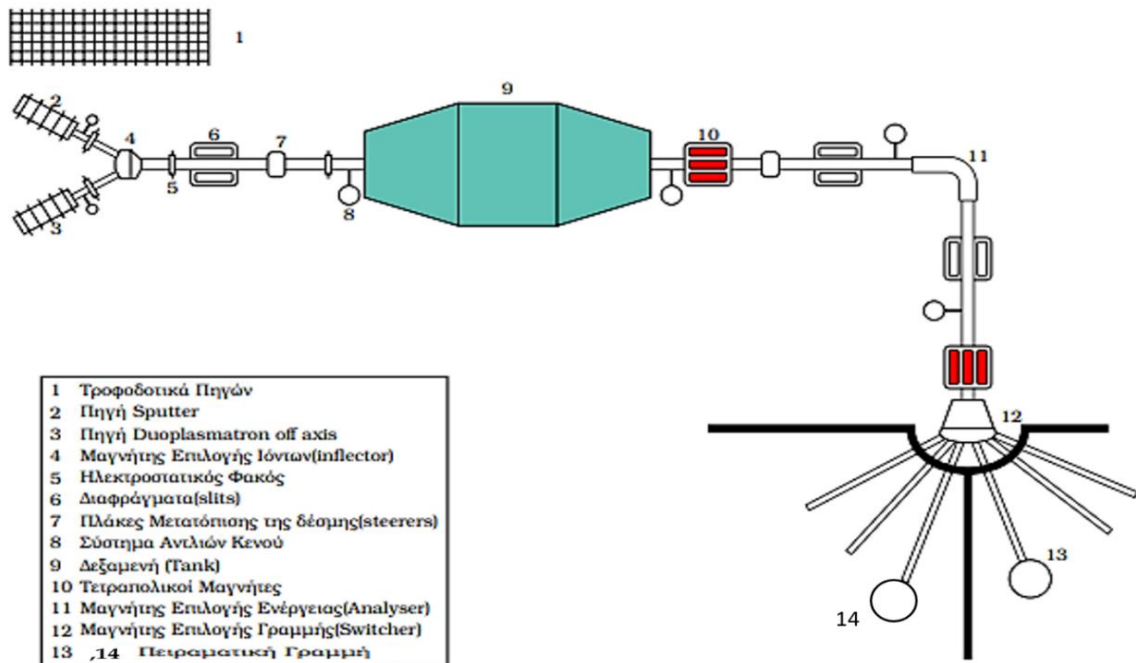
Κεφάλαιο 2

Πειραματική Διάταξη

Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν στο εργαστήριο του επιταχυντή Tandem του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε “Δημόκριτος”. Στο κεφάλαιο αυτό αναλύονται αναλυτικά όλα τα απαραίτητα μέσα για τη διαδικασία διεξαγωγής τους. Παρουσιάζεται ο τρόπος παραγωγής της δέσμης δευτερίων, η κατάλληλη πειραματική γραμμή που χρησιμοποιήθηκε, τα ανιχνευτικά συστήματα, οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν τόσο για τον υπολογισμό των διαφορικών ενεργών διατομών όσο και για την εξακρίβωση των αποτελεσμάτων αυτών (*benchmarking*), καθώς επίσης και η απαραίτητη ηλεκτρονική διάταξη.

2.1 Επιταχυντής

Η παραγωγή της δέσμης δευτερίων, για τους σκοπούς των πειραμάτων, πραγματοποιήθηκε μέσω ενός ηλεκτροστατικού επιταχυντή *Tandem Van der Graaff*, μέγιστης διαφοράς δυναμικού 5.5 MV. Στο σχήμα 2.1 απεικονίζονται τα βασικά μέρη του επιταχυντή.

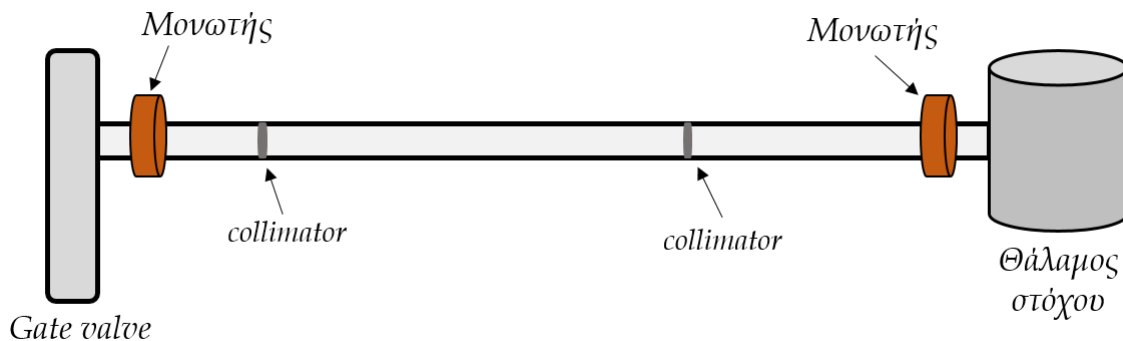


Σχήμα 2.1: Σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντή TANDEM του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος” [13].

Όπως προκύπτει από το παραπάνω σχήμα, τα αρνητικά ιόντα παράγονται είτε από την πηγή *sputter* (βαρέα ιόντα) είτε από την πηγή *duoplasmatron off axis* (ελαφρά ιόντα), η οποία χρησιμοποιήθηκε στο παρόν πείραμα. Αρχικά, κατευθύνονται στον προεπιταχυντικό σωλήνα, λόγω μιας διαφοράς δυναμικού ($\sim 60kV$) και εν συνεχεία εισέρχονται στην κύρια δεξαμενή (*tank*). Στο κέντρο αυτής, η γεννήτρια *Van der Graaff*, έλκει τα αρνητικά φορτισμένα ιόντα και τα μετατρέπει σε θετικά μέσω ενός λεπτού φύλλου άνθρακα (*foil stripper*). Όντας πλέον θετική, η δέσμη ιόντων απωθείται από το υπάρχον ηλεκτρικό πεδίο με αποτέλεσμα την τελική επιτάχυνσή της. Τέλος, με τη βοήθεια ενός μαγνήτη επιλογής (*analyzer*), τα ιόντα επιθυμητής ενέργειας, αφού στραφούν κατά 90° , καταλήγουν στον τελευταίο μαγνήτη (*switcher*) ο οποίος κατευθύνει τη δέσμη στην επιθυμητή πειραματική γραμμή. Το όλο σύστημα βρίσκεται υπό συνθήκες υψηλού κενού, τάξεως 10^{-6} mbar [8].

2.2 Πειραματική Γραμμή

Για τις ανάγκες των παρόντων πειραμάτων έγινε χρήση της πειραματικής γραμμής L1 (Σχήμα 2.1, #13) του επιταχυντή. Η γραμμή αυτή καταλήγει σε μια γωνιομετρική τράπεζα, στο κέντρο της οποίας είναι τοποθετημένος ένας θάλαμος μέσα στον οποίο βρίσκονται οι στόχοι. Προτού όμως η δέσμη ιόντων καταλήξει στον στόχο, διερχόμενη από τον επιταχυντή, περνάει μέσα από 2 κατευθυντήρες (*collimators*) διαμέτρου περίπου $4mm$ και $2mm$ αντίστοιχα (Σχήμα 2.2), με τον τελευταίο να απέχει $\sim 1 \text{ m}$ από το κέντρο του θαλάμου. Κάτι τέτοιο είναι αναγκαίο για να επιτευχθεί τόσο το κατάλληλο μέγεθος της δέσμης όσο και η μέγιστη δυνατή ευθυγράμμιση της.

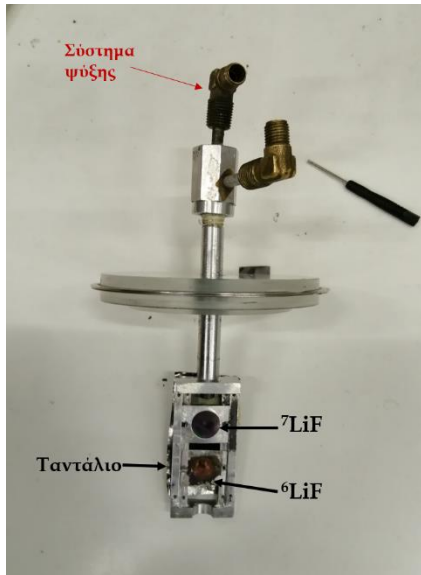


Σχήμα 2.2: Σχηματική αναπαράσταση τελευταίου τμήματος επιταχυντικού σωλήνα.

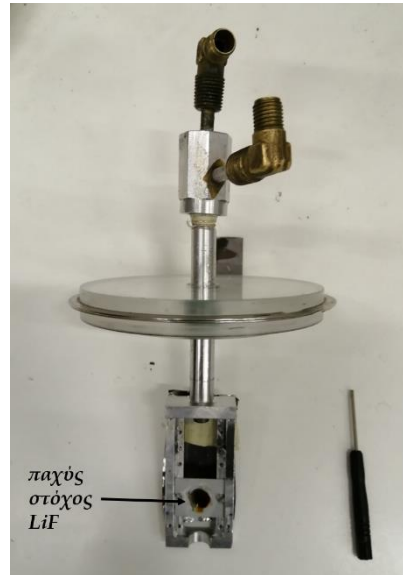
2.2.1 Θάλαμος

Στο κέντρο του θαλάμου υψηλού κενού, βρίσκεται μια μεταλλική βάση στην οποία είναι τοποθετημένος ο στόχος. Η βάση αυτή είναι ενσωματωμένη στο καπάκι του θαλάμου, το οποίο είναι κατασκευασμένο από μονωτικό υλικό (*plexiglass*), ενώ στο πίσω

μέρος της είναι τοποθετημένο ένα παχύ φύλλο τανταλίου. Εκεί θα καταλήξουν τα μη αλληλεπιδρώντα, με το στόχο, σωματίδια της δέσμης. Στο πάνω μέρος της βάσης, έξω από το θάλαμο, βρίσκεται ένας μικρότερος μεταλλικός σωλήνας για την παροχή αέρα έτσι ώστε να επιτυγχάνεται η διαρκής ψύξη του στόχου. Στη μεταλλική βάση μπορούν να τοποθετηθούν περισσότεροι από έναν στόχοι ενώ είναι εφικτή η κατακόρυφη μετακίνησή της, έτσι ώστε να υπάρχει εναλλαγή των διαφορετικών στόχων, αν οι ανάγκες του πειράματος το απαιτούν (Σχήμα 2.3).



Σχήμα 2.3 : Η βάση των στόχων για τις μετρήσεις των ενεργών διατομών.



Σχήμα 2.4: Η βάση των στόχων για το “benchmarking” .



Σχήμα 2.5: Διάταξη κλωβού Faraday.

2.2.2 Κλωβός Faraday

Ολόκληρη η διάταξη έχει μονωθεί κατάλληλα έτσι ώστε να λειτουργεί ως κλωβός Faraday (Faraday cup), για τη βέλτιστη δυνατή συλλογή του φορτίου που προσπίπτει στο στόχο. Συγκεκριμένα, ο θάλαμος είναι τοποθετημένος πάνω σε μονωτικό υλικό και πλήρως απομονωμένος. Ακόμη, υπάρχει πρόσθετη μόνωση μεταξύ αυτού και του τελικού τμήματος του επιταχυντικού σωλήνα (Σχήμα 2.2).

Εξαιρετικά σημαντική, κατά τη διάρκεια του πειράματος, είναι η ακριβής μέτρηση του ρεύματος της δέσμης. Καθώς τα σωματίδια της δέσμης προσπίπτουν πάνω στο στόχο αλληλεπιδρούν με τα άτομα αυτού ιονίζοντάς τα. Δημιουργείται έτσι ένας μεγάλος αριθμός ελεύθερων ηλεκτρονίων τα οποία απομακρύνονται από το στόχο με αποτέλεσμα την υπερεκτίμηση του προσπίπτοντος φορτίου. Για το λόγο αυτό, είναι απαραίτητη η συλλογή και καταμέτρησή τους. Στα συγκεκριμένα πειράματα, αυτό επιτεύχθηκε αφού βραχυκυκλώθηκε η βάση του στόχου με τα τοιχώματα του θαλάμου (Σχήμα 2.5). Έτσι, τα

διαφεύγοντα ηλεκτρόνια συλλέχθηκαν από τα τοιχώματα δίνοντας μια πιο ρεαλιστική τιμή του ρεύματος.

2.3 Στόχοι

Για την πραγματοποίηση των μετρήσεων χρησιμοποιήθηκαν τρεις διαφορετικοί στόχοι φθοριούχου λιθίου (LiF).

Σε ότι αφορά τον υπολογισμό των διαφορικών ενεργών διατομών, έγινε χρήση ενός λεπτού στόχου φθοριούχου λιθίου ^{nat}LiF , γνωστού πάχους, (η φυσική ισοτοπική αναλογία του λιθίου, ^{nat}Li , είναι: 92.5% 7Li και 7.5% 6Li), εξαχνωμένου πάνω σε παχύ υπόστρωμα τανταλίου (^{181}Ta) (Σχήμα 2.3). Ο δεύτερος στόχος αποτελούνταν από ένα υπόστρωμα φυσικού άνθρακα, ^{nat}C (^{12}C 98.93% και ^{13}C 1.07%), πάνω στο οποίο εξαχνώθηκε ένα λεπτό στρώμα 6LiF (95% 6Li , 5% 7Li), με ένα στρώμα χρυσού, Au , από πάνω (Σχήμα 2.3). Και οι δύο στόχοι κατασκευάστηκαν στον εξαχνωτήρα του Ι.Π.Σ.Φ του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”, στο πλαίσιο διεξαγωγής προηγούμενων πειραμάτων. Η μέτρηση του πάχους του στόχου 6LiF πραγματοποιήθηκε με την τεχνική EBS και περιγράφεται αναλυτικά στο επόμενο κεφάλαιο.

Τέλος, για τον έλεγχο της αξιοπιστίας των διαφορικών ενεργών διατομών (*benchmarking*), χρησιμοποιήθηκε ένας κρύσταλλος ^{nat}LiF απείρου πάχους (Σχήμα 2.4).

2.4 Ανιχνευτικά Συστήματα

2.4.1 Αγωγοί, Ημιαγωγοί και Μονωτές

Τρεις είναι οι βασικές κατηγορίες των κρυσταλλικών στερεών. Οι *αγωγοί* (συνήθως τα μέταλλα όπως Cu , Fe , Au κ.α.), οι *ημιαγωγοί* (όπως Si , Ge) και οι *μονωτές* (όπως Al_2O_3 , SiO_2 , SiC , TiN κ.α.). Ο διαχωρισμός τους γίνεται με βάση τη συμπεριφορά των ηλεκτρονίων υπό την επίδραση ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου.

Κάθε ημιαγωγός χαρακτηρίζεται από τη ζώνη σθένους (*valence band*) και τη ζώνη αγωγιμότητας (*conduction band*). Αυτές ορίζονται ως η τελευταία πλήρως κατειλημμένη από ηλεκτρόνια ζώνη και η αμέσως επόμενη κενή από ηλεκτρόνια ζώνη, αντίστοιχα. Η μεταξύ τους περιοχή ονομάζεται ενεργειακό χάσμα E_g (*band gap*) ή απαγορευμένη ζώνη. Για να καταφέρει λοιπόν ένα ηλεκτρόνιο από τη ζώνη σθένους να μεταβεί στη ζώνη αγωγιμότητας πρέπει να αποκτήσει ενέργεια μεγαλύτερη ή ίση της E_g (Σχήμα 2.6). Η τιμή του ενεργειακού χάσματος διαφέρει για το κάθε υλικό, με την αύξηση του να αυξάνει την μονωτική ικανότητα του εκάστοτε υλικού.

2.4.2 Κρύσταλλος ημιαγωγού γερμανίου

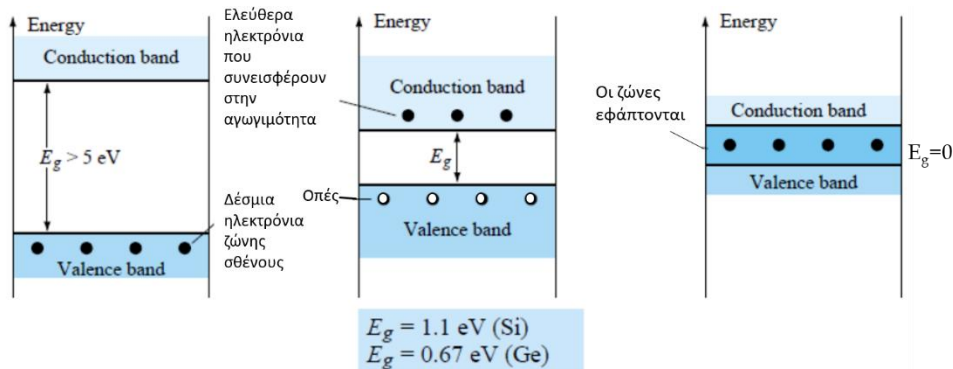
Έχοντας στην εξωτερική του στιβάδα τέσσερα ηλεκτρόνια, το γερμάνιο (*Ge*), μπορεί με την προσθήκη ατόμων με μεγαλύτερο ή μικρότερο αριθμό ηλεκτρονίων να αποτελέσει έναν εξωγενή ημιαγωγό τύπου *n* ή *p*, αντίστοιχα.

Οι ανιχνευτές γερμανίου αποτελούνται από μια *p-n* επαφή και κατασκευάζονται με τον εμπλουτισμό ενός κρυστάλλου γερμανίου υψηλής καθαρότητας (*High Purity Ge-HPGe*), έτσι ώστε η μία πλευρά να γίνει τύπου *p* (ή *n*) και η άλλη τύπου *n* (ή *p*). Ουσιαστικά, ο εμπλουτισμός ενός ημιαγωγίου υλικού δίνει τη δυνατότητα αλλαγής του αριθμού αλλά και του είδους των φορέων (ηλεκτρόνια ή οπές), επιτρέποντας έτσι την ρύθμιση της αγωγιμότητας του υλικού.

Στην περιοχή επαφής των δύο πλευρών, ηλεκτρόνια και οπές διαχέονται λόγω διαφορετικών συγκεντρώσεων. Η επανασύνδεση οπών και ηλεκτρονίων έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία της περιοχής απογύμνωσης (*depletion region*), που αποτελεί και τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή (*active volume*).

Με την εφαρμογή υψηλής τάσης στα άκρα του κρυστάλλου οι *p* και *n* περιοχές συρρικνώνονται, διευρύνοντας έτσι την περιοχή απογύμνωσης και συνεπώς τον ενεργό όγκο του ανιχνευτή. Το αρχικό σήμα από τον ανιχνευτή λαμβάνεται όταν μια ακτίνα-γ προσπέσει στον κρύσταλλο. Μέσω αλληλεπιδράσεων (φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, σκέδαση Compton, δίδυμη γένεση) δημιουργούνται ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών, τα οποία συλλέγονται στις *p-n* επαφές, υπό την επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου.

Για την αποφυγή δημιουργίας μεγάλης ποσότητας ηλεκτρονίων-οπών, χωρίς εξωτερική επίδραση ακτινοβολίας και ως εκ τούτου θορύβου, απαραίτητη προϋπόθεση αποτελεί η ψύξη του κρυστάλλου γερμανίου καθ' όλη τη διάρκεια λειτουργίας του. Για το λόγο αυτό, στον ανιχνευτή *HPGe* βρίσκεται ενσωματωμένο ένα δοχείο (*Dewar*) το οποίο περιέχει υγρό άζωτο (77°K) [6, 11].



Μονωτής

Ημιαγωγός

Αγωγός

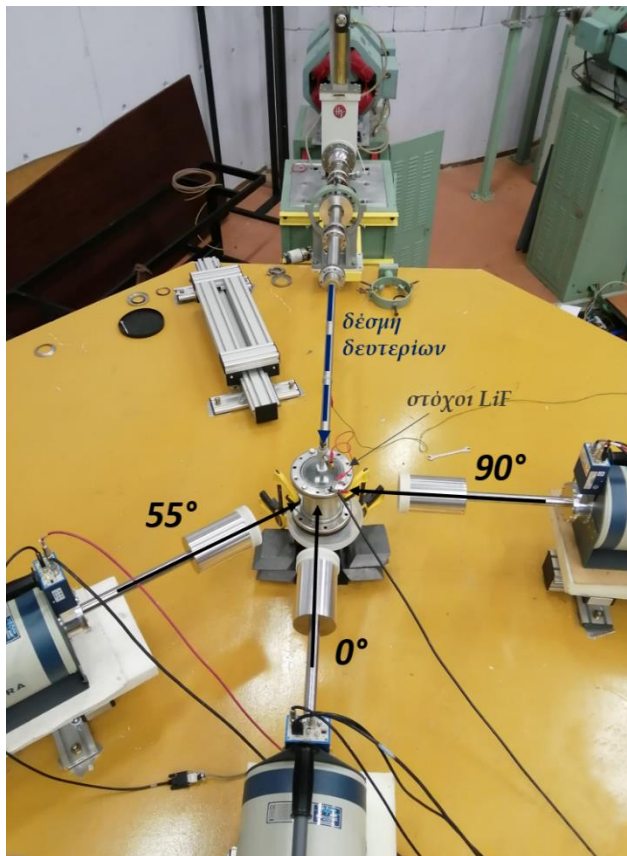
Σχήμα 2.6: Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών για μονωτή, ημιαγωγό και αγωγό.

2.4.3 Ανιχνευτική Διάταξη

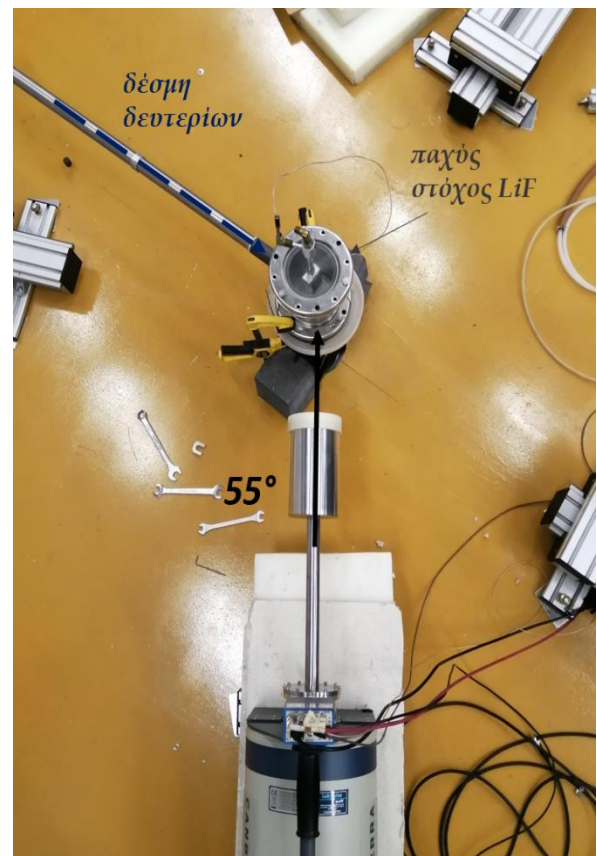
Στο πλαίσιο των πειραμάτων της παρούσας εργασίας χρησιμοποιήθηκαν τρεις ανιχνευτές γερμανίου υψηλής καθαρότητας (HPGe), οι οποίοι τοποθετήθηκαν πάνω στη γωνιομετρική τράπεζα, σε γωνίες 0° , 55° και 90° ως προς τη διεύθυνση της δέσμης και σε απόσταση 20 cm περιμετρικά του στόχου. Η διάμετρος του παραθύρου του κάθε ανιχνευτή είναι 8 cm ενώ η αβεβαιότητα στη γωνία υπολογίστηκε ίση με $\sim 11^\circ$. Στον παρακάτω πίνακα φαίνονται τα τεχνικά χαρακτηριστικά των τριών ανιχνευτών (Πίνακας 2.1).

Γωνία ($^\circ$)	Σχετική απόδοση (%)	Τάση λειτουργίας (V)
0	80	-4500
55	80	-4000
90	80	-4500

Πίνακας 2.1: Τεχνικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών HPGe.



Σχήμα 2.7: Διάταξη μετρήσεων διαφορικών ενεργών διατομών. Θέσεις ανιχνευτών ως προς τον θάλαμο του στόχου και τη διεύθυνση της δέσμης.

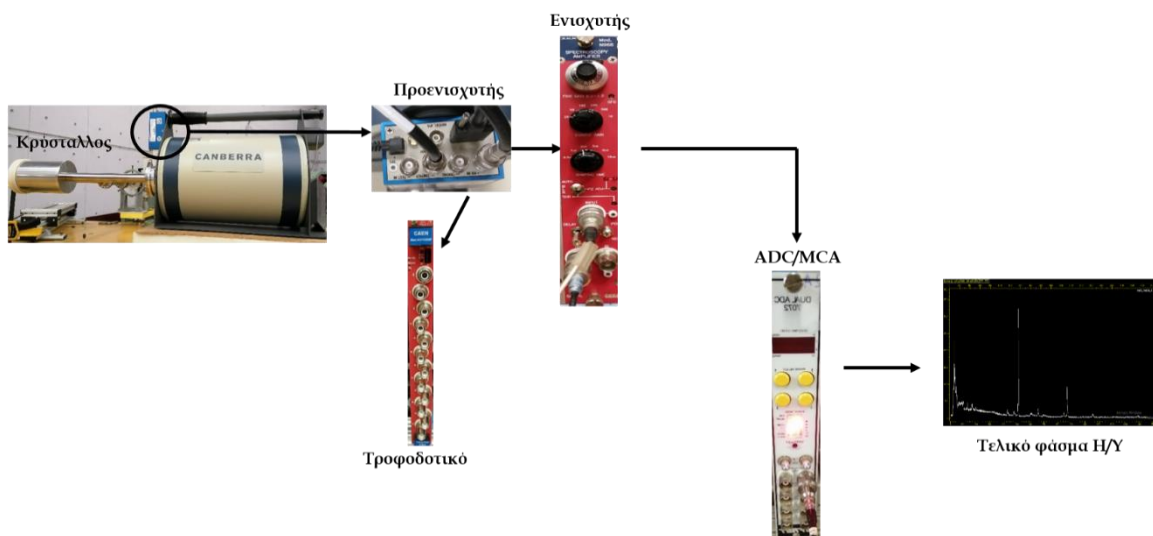


Σχήμα 2.8: Διάταξη "benchmarking".

2.5 Ηλεκτρονική Διάταξη

Από το αρχικό σήμα του ανιχνευτή έως την τελική μορφή του φάσματος που παίρνουμε μέσω ενός ηλεκτρονικού υπολογιστή, μεσολαβεί ένα σύστημα ηλεκτρονικών μονάδων, κατάλληλα συνδεδεμένων.

Ξεκινώντας, κάθε ανιχνευτής συνδέεται με ένα τροφοδοτικό υψηλής τάσης για την παροχή της κατάλληλης τάσης λειτουργίας. Όπως είδαμε, καθώς μια ακτίνα-γ αλληλεπιδρά με τον κρύσταλλο του ανιχνευτή δημιουργούνται φορτία στους ακροδέκτες του (επαφές p-n), τα οποία συλλέγονται λόγω της εφαρμογής τάσης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία πολύ μικρού ρεύματος στο κύκλωμα, το οποίο συνιστά το αρχικό σήμα του ανιχνευτή. Το σήμα αυτό, όντας μη ηλεκτρονικά μετρήσιμο, αρχικά ενισχύεται μέσω ενός προενισχυτή (*preamplifier*), ενσωματωμένου στον ανιχνευτή, ο οποίος αυξάνει το λόγο σήματος προς θόρυβο και ολοκληρώνει το φορτίο. Στη συνέχεια, καθώς το σήμα του προενισχυτή είναι σχετικά χαμηλό, της τάξης των *mV*, ο τελευταίος συνδέεται με έναν ενισχυτή (*amplifier*) ο οποίος θα το ενισχύσει (τάξη των *V*) και θα το διαμορφώσει. Στην έξοδό του, ο ενισχυτής, συνδέεται με έναν Αναλογικό-Ψηφιακό μετατροπέα (*Analog-to-Digital Converter-ADC*) ο οποίος μετατρέπει το σήμα από αναλογικό σε ψηφιακό. Ανάλογα τώρα με το ύψος που έχει ο κάθε παλμός, γίνεται η καταγραφή του σε ένα συγκεκριμένο κανάλι (συγκεκριμένη ενέργεια ακτίνας-γ) του Πολυκαναλικού Αναλυτή (*MultiChannel Analyzer-MCA*). Το ψηφιακό πλέον σήμα καταλήγει σε έναν ηλεκτρονικό υπολογιστή από όπου προκύπτει και το τελικό φάσμα ακτίνων-γ. Στο παρόν πείραμα ο *MCA* λειτούργησε με 4096 κανάλια.



Σχήμα 2.9: Αναπαράσταση ηλεκτρονικής διάταξης.

Κεφάλαιο 3

Ανάλυση πειραματικών δεδομένων

Μετά το πέρας των πειραματικών μετρήσεων και τη συλλογή των δεδομένων σειρά έχει η ανάλυσή τους. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται εκτενώς η ανάλυση των παραγόντων που απαιτούνται για τον υπολογισμό των διαφορικών ενεργών διατομών (Κεφάλαιο 1) των υπό μελέτη αντιδράσεων καθώς και οι συγκρίσεις με προηγούμενα πειραματικά δεδομένα. Γίνεται ακόμη, εξακρίβωση της αξιοπιστίας των αποτελεσμάτων αυτών (*benchmarking*) και σύγκριση με αντίστοιχα υπάρχοντα δεδομένα.

3.1 Βαθμονόμηση φασμάτων

Μετά την σύνδεση του συστήματος ηλεκτρονικών και πριν την έναρξη του κυρίως πειραματικού μέρους έγινε έλεγχος του σήματος που προέκυψε από τον κάθε ανιχνευτή χωριστά. Έγινε ακόμη η ενεργειακή βαθμονόμηση των ανιχνευτών δηλαδή η αντιστοίχιση των καναλιών σε ενέργειες ακτίνων-γ, για το κάθε φάσμα που λαμβάνεται, ούτως ώστε να αναγνωριστούν οι υπό μελέτη κορυφές. Καθώς η σχέση που συνδέει τα κανάλια με τις ενέργειες είναι γραμμική, η χρήση κορυφών σε ακραίες θέσεις του φάσματος δίνει ακριβέστερα αποτελέσματα. Το σκοπό αυτό εξυπηρέτησαν δύο πηγές, κοβαλτίου (^{60}Co) και κεσίου (^{137}Cs) οι οποίες αποδιεγείρονται εκπέμποντας χαρακτηριστικές και εύκολα αναγνωρίσιμες ακτίνες-γ. Πραγματοποιήθηκε έτσι η ενεργειακή βαθμονόμηση των φασμάτων που ελήφθησαν.

Τέλος, με τη βοήθεια της κορυφής του ^{60}Co στα 1332.49 keV , εκτιμήθηκε και η διακριτική ικανότητα (*resolution*) των τριών ανιχνευτών *HPGe*. Ουσιαστικά, υπολογίστηκε το εύρος της κορυφής στο μέσο του μεγίστου ύψους (*Full Width at Half Maximum - F.W.H.M.*), το οποίο προέκυψε ίσο με $\sim 3\text{keV}$. Μέσω της σχέσης:

$$R = \frac{FWHM}{E} \quad (3.1)$$

όπου E η ενέργεια της ακτίνας-γ, προέκυψε ότι $R \cong 2.25 \cdot 10^{-3}$ και για τους τρεις ανιχνευτές.

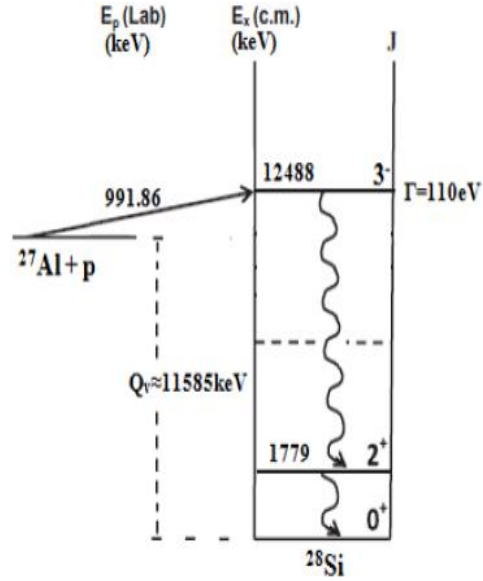
3.2 Βαθμονόμηση επιταχυντή

Το αμέσως επόμενο, απαραίτητο πριν την διεξαγωγή του βασικού πειράματος, βήμα, είναι η ενεργειακή βαθμονόμηση του επιταχυντή (*accelerator calibration*). Η επιθυμητή

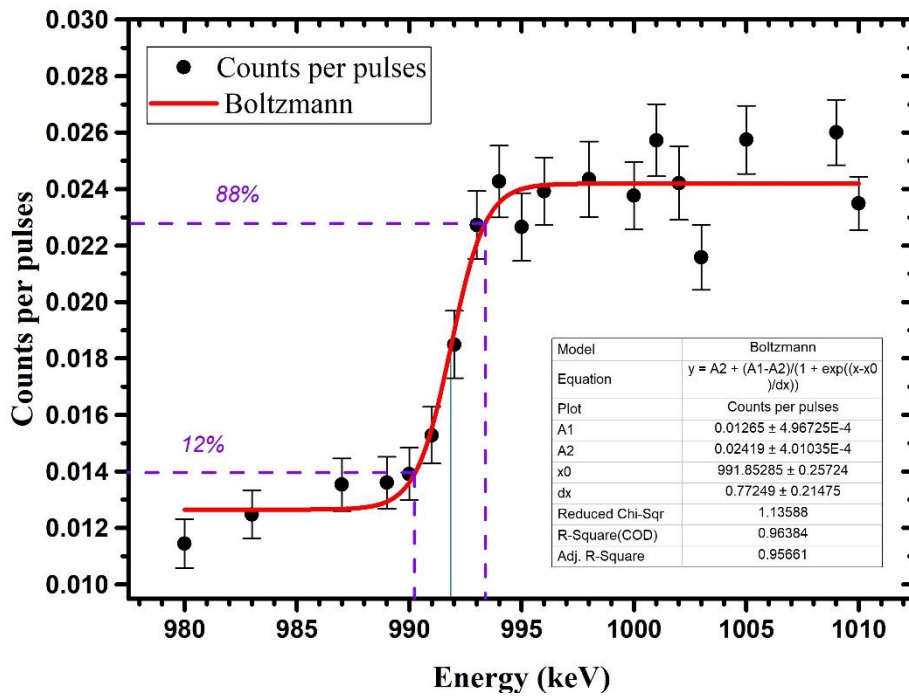
ενέργεια της δέσμης καθορίζεται από τον μαγνήτη επιλογής (Σχήμα 2.1, #11), ο οποίος λειτουργεί ως φασματογράφος μάζας, επιλέγοντας τον κατάλληλο λόγο q/m (δηλαδή το μαγνητικό πεδίο). Πιο συγκεκριμένα, ο χειριστής του επιταχυντή ρυθμίζει εξωτερικά το ρεύμα που απαιτείται για να παραχθεί το κατάλληλο μαγνητικό πεδίο. Λόγω όμως της ανομοιογένειας του μαγνητικού πεδίου ιδιαίτερα στα άκρα του μαγνήτη, το μαγνητικό πεδίο που παράγεται δεν ανταποκρίνεται κάθε φορά σε μια συγκεκριμένη τροχιά των ιόντων. Το γεγονός αυτό δημιουργεί μια απόκλιση μεταξύ της πραγματικής ενέργειας και αυτής που δίνεται από τον χειριστή (*offset*). Ακόμη, επειδή η παραγόμενη δέσμη δεν αφορά μια μόνο τιμή της ενέργειας αλλά ένα εύρος ενεργειών γύρω από την κεντρική (*κατανομή Gauss*), υπάρχει μια αβεβαιότητα στην τελική τιμή (*ripple*).

Η βαθμονόμηση του επιταχυντή μπορεί να πραγματοποιηθεί με διάφορες τεχνικές. Στο πλαίσιο της συγκεκριμένης εργασίας έγινε με τη χρήση της αντίδρασης $^{27}\text{Al} (p, \gamma) ^{28}\text{Si}$, η οποία παρουσιάζει ένα λεπτό συντονισμό με εύρος (Γ) 110 eV , για ενέργεια πρωτονίων $E_p^{\text{lab}} = (991.86 \pm 0.11) \text{ keV}$. Η ακτίνα- γ που προκύπτει από την αντίδραση αυτή, εκπέμπεται κατά την αποδιέγερση του πυρήνα ^{28}Si από την πρώτη διεγερμένη στη βασική του κατάσταση και έχει ενέργεια ίση με $E_\gamma = 1779 \text{ keV}$ (Σχήμα 3.1).

Για τον εντοπισμό λοιπόν του συντονισμού αυτού, ακτινοβολήθηκε στόχος αλουμινίου απείρου πάχους για ενέργειες πρωτονίων από 980 keV έως 1010 keV . Με τη χρήση ενός ανιχνευτή HPGe , ελήφθησαν τα φάσματα ακτίνων- γ που προέκυψαν και στη συνέχεια κατασκευάστηκε το διάγραμμα των γεγονότων της κορυφής ενδιαφέροντος, κανονικοποιημένων ως προς το προσπίπτον στο στόχο φορτίο, συναρτήσει της ενέργειας των πρωτονίων (Σχήμα 3.2). Αφού έγινε προσαρμογή (*fit*) των σημείων με μια σιγμοειδή καμπύλη, προέκυψε ότι η τιμή της ενέργειας που αντιστοιχεί στο μέσο της ανόδου της καμπύλης αυτής ισούται με 991.85 keV . Η τιμή αυτή είναι η ονομαστική τιμή της δέσμης και αντιστοιχεί στον συντονισμό. Η ενεργειακή μετατόπιση (*offset*) προέκυψε ίση με $\sim 0.01 \text{ keV}$ ενώ το ενεργειακό εύρος (*ripple*) ίσο με $\sim 1.6 \text{ keV}$.



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



Σχήμα 3.2: Βαθμονόμηση του επιταχυντή.

3.3 Απόδοση ανιχνευτών HPGe

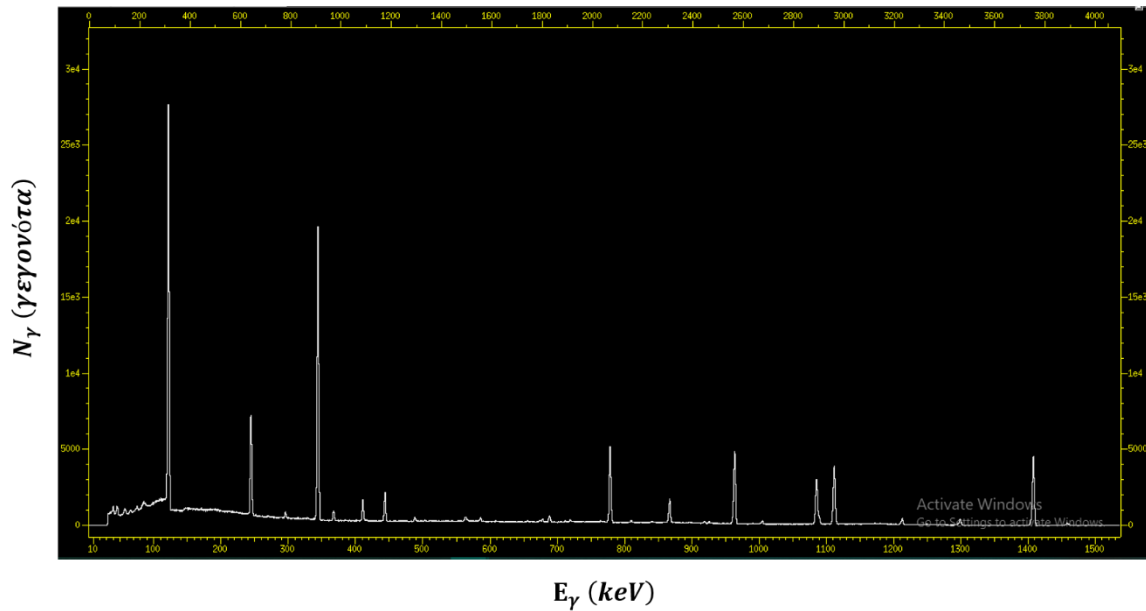
Ένας παράγοντας, πολύ σημαντικός, για τον προσδιορισμό της διαφορικής ενεργού διατομής είναι η απόλυτη απόδοση (ε_{abs}) των ανιχνευτών HPGe. Για το σκοπό αυτό, έγινε χρήση μιας πηγής ευρωπίου ^{152}Eu η οποία τοποθετήθηκε στην ίδια θέση που τοποθετήθηκαν οι δύο λεπτοί στόχοι, ^{nat}LiF και ^6LiF , και ελήφθησαν τα αντίστοιχα φάσματα ακτίνων-γ. Η αρχική ενεργότητα της πηγής είναι $R_0 = (217 \pm 3) \text{ kBq}$ ενώ η ημερομηνία κατασκευής της 1.1.2011. Η απόλυτη απόδοση είναι διαφορετική για τον κάθε ανιχνευτή και δίνεται από τη σχέση 3.2.

$$\varepsilon_{abs} = \frac{N_\gamma / t_{measurement}}{R_s \cdot I_\gamma} \quad (3.2)$$

όπου,

- N_γ : ο αριθμός των γεγονότων που έχει καταγράψει ο κάθε ανιχνευτής
- $t_{measurement}$: η διάρκεια της μέτρησης
- R_s : η ενεργότητα της πηγής όταν έγινε η μέτρηση
- I_γ : η ένταση της κάθε ακτίνας-γ της πηγής

Ο χρόνος μέτρησης και για τους τρεις ανιχνευτές ήταν $\sim 1345 \text{ sec}$. Το ^{152}Eu έχει χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 13.517 \text{ y}$ και έτσι η ενεργότητα της πηγής τη μέρα της μέτρησης προέκυψε ίση με $R_s = (127.02 \pm 1.8) \text{ kBq}$. Παρακάτω παρουσιάζεται ένα τυπικό φάσμα ακτίνων-γ του ^{152}Eu στις 0° (Σχήμα 3.3) ενώ στον πίνακα 3.1 δίνονται οι ενέργειες των κορυφών που αναλύθηκαν με τις αντίστοιχες εντάσεις τους.



Σχήμα 3.3: Τυπικό φάσμα ακτίνων-γ πηγής ^{152}Eu στις 0° .

E_γ (keV)	I_γ (%) ¹
244.7	0.076
344.28	0.265
411.12	0.022
443.96	0.031
778.9	0.129
867.37	0.042
964.08	0.146
1112.1	0.136
1408	0.21

Πίνακας 3.1: Ενέργειες ακτίνων-γ του ^{152}Eu και οι αντίστοιχες εντάσεις τους.

Για τον υπολογισμό του στατιστικού σφάλματος της απόλυτης απόδοσης για τον κάθε ανιχνευτή προκύπτει ότι:

$$(\delta\varepsilon_{abs})_{\text{στατ.}} = \varepsilon_{abs} \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta N_\gamma}{N_\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\delta I_\gamma}{I_\gamma}\right)^2} \quad (3.3)$$

όπου δN_γ και δI_γ ($\delta I_\gamma < 1\%$) τα στατιστικά σφάλματα του αριθμού των γεγονότων της κάθε κορυφής και των εντάσεών τους, αντίστοιχα. Ακόμη λήφθηκε υπόψιν και το συστηματικό σφάλμα της αρχικής ενεργότητας της πηγής:

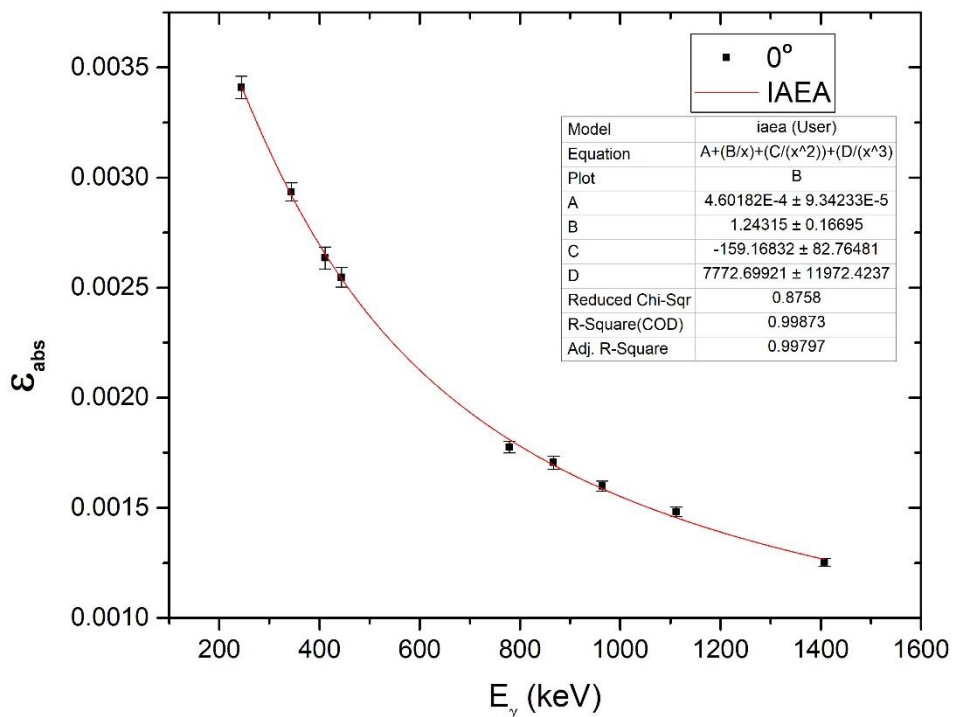
¹ <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=152Eu&unc=NDS>

$$(\delta\varepsilon_{abs})_{\text{συστ.}} = \frac{\delta R_0}{R_0} = 1.38\% \quad (3.4)$$

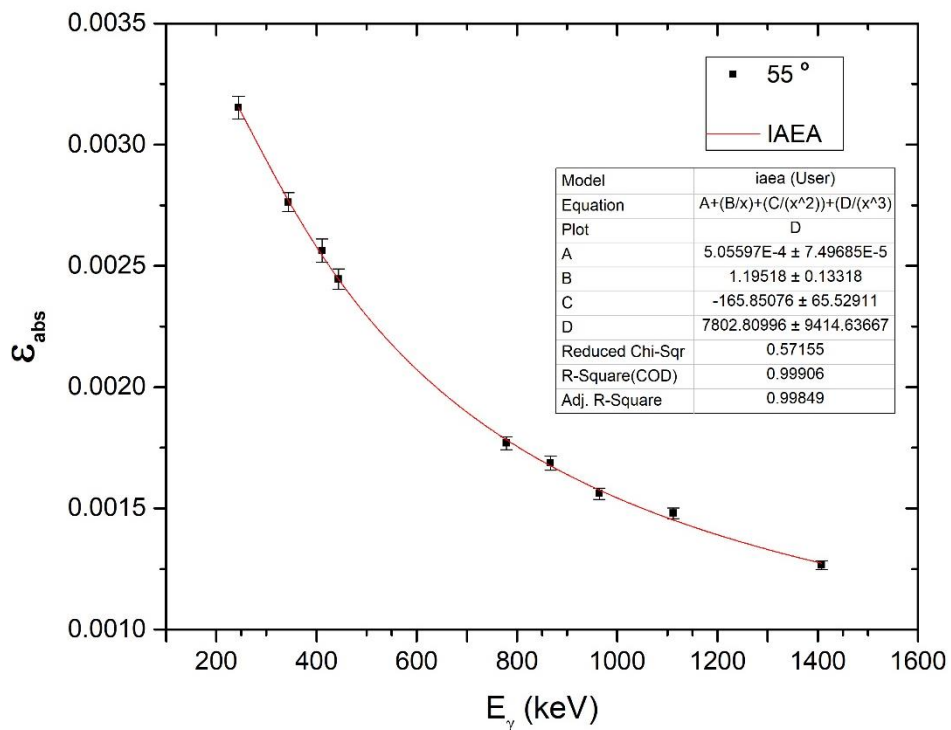
Με βάση τα παραπάνω δεδομένα, υπολογίστηκαν οι τιμές των απόλυτων αποδόσεων και σχεδιάστηκαν οι γραφικές παραστάσεις αυτών συναρτήσει των ενεργειών, για τους τρεις ανιχνευτές *HPGe*. Έπειτα, έγινε προσαρμογή (fit) των πειραματικών σημείων με την συνάρτηση

$$y = A + \frac{B}{x} + \frac{C}{x^2} + \frac{D}{x^3} \quad (3.5)$$

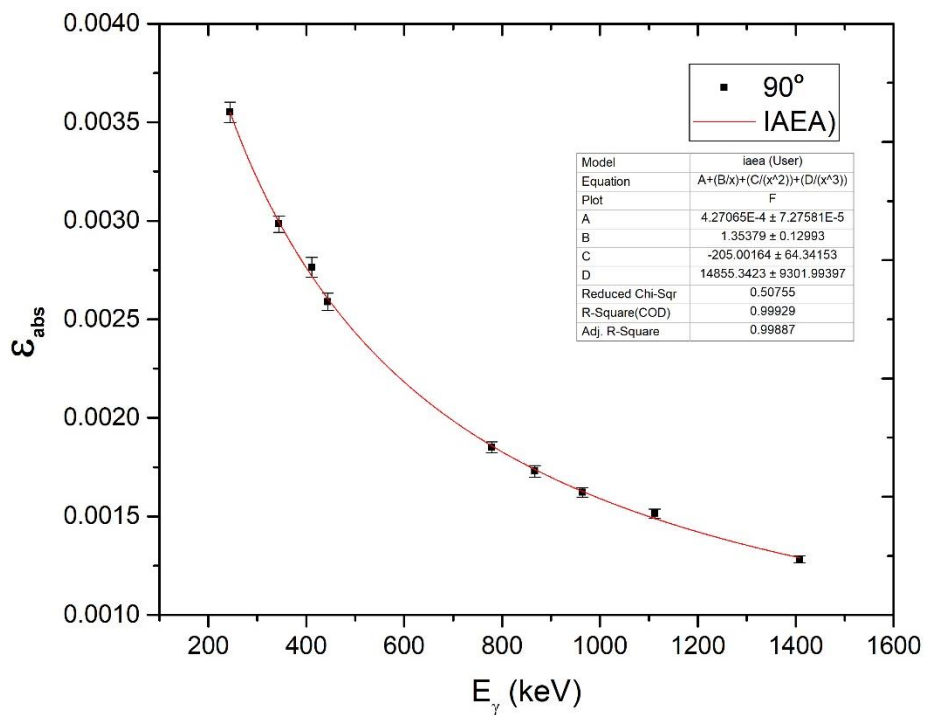
η οποία δίνεται από την Διεθνή Επιτροπή Ατομικής Ενέργειας (*IAEA*) για το σκοπό αυτό. Από τις καμπύλες που προέκυψαν και με τη χρήση του προγράμματος *OriginPro 2016* προσδιορίστηκαν οι τιμές των απόλυτων αποδόσεων των τριών ανιχνευτών για τις υπό μελέτη κορυφές της παρούσας εργασίας (Σχήμα 3.4-3.6). Οι τιμές αυτές καθώς και τα αντίστοιχα σφάλματα παρατίθενται στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 3.2).



Σχήμα 3.4: Απόλυτη απόδοση ανιχνευτή *HPGe* στις 0° με πηγή ^{152}Eu .



Σχήμα 3.5: Απόλυτη απόδοση ανιχνευτή *HPGe* στις 55° με πηγή ¹⁵²*Eu*.



Σχήμα 3.6: Απόλυτη απόδοση ανιχνευτή *HPGe* στις 90° με πηγή ¹⁵²*Eu*.

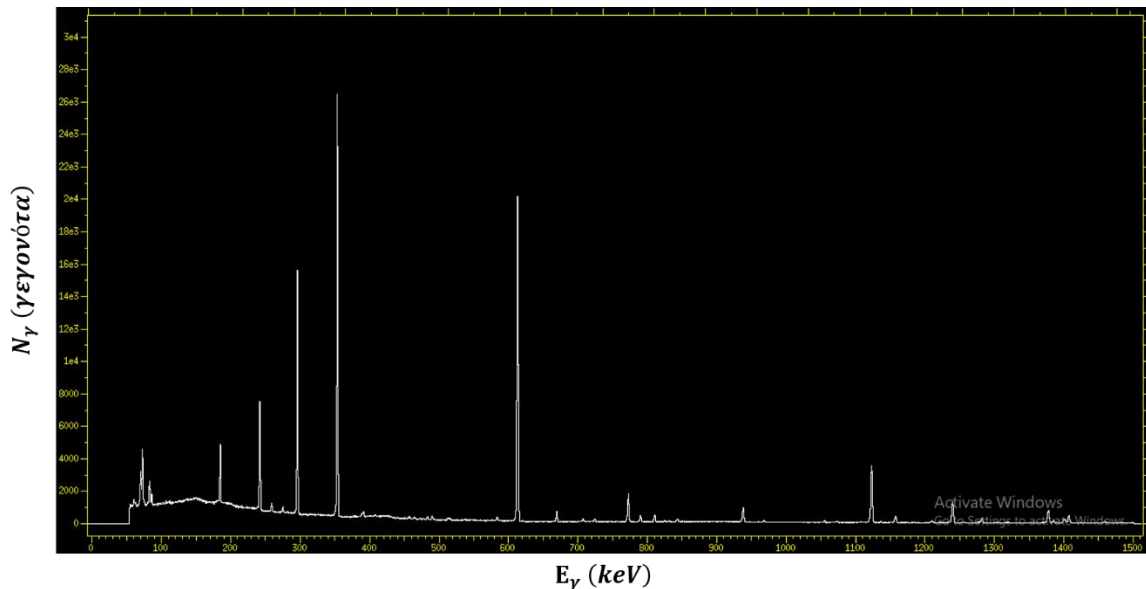
E_γ (keV)	Γωνία (°)					
	0		55		90	
	$\epsilon_{abs} (10^{-4})$	$\delta\epsilon_{abs} (10^{-4})$	$\epsilon_{abs} (10^{-4})$	$\delta\epsilon_{abs} (10^{-4})$	$\epsilon_{abs} (10^{-4})$	$\delta\epsilon_{abs} (10^{-4})$
429	25.9	1.6	24.9	1.3	26.6	1.3
478	24.4	1.4	23.5	1.2	25	1.2
656	20.1	1.3	19.7	1.1	20.7	1.1

Πίνακας 3.2: Απόλυτη απόδοση ανιχνευτών και τα αντίστοιχα σφάλματα, για τις κορυφές ενδιαφέροντος.

Φυσικά, η τιμή της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή, είναι διαφορετική για ανεξάρτητα πειράματα λόγω της διαφορετικής στερεάς γωνίας του ανιχνευτή στο εκάστοτε πείραμα (Σχέση 1.2). Για τις μετρήσεις που έγιναν για την εξακρίβωση των αποτελεσμάτων των διαφορικών ενεργών διατομών η τιμή αυτή υπολογίστηκε αυτή τη φορά με τη χρήση και μιας δεύτερης πηγής ^{226}Ra , με χρόνο ημιζωής $t_{1/2} = 1600$ y. Τα δεδομένα των δύο πηγών για τον υπολογισμό της απόλυτης απόδοσης του ανιχνευτή δίνονται στον πίνακα 3.3. Παρακάτω παρουσιάζεται ένα τυπικό φάσμα ακτίνων-γ του ^{226}Ra στις 55° (Σχήμα 3.7) ενώ στον πίνακα 3.4 δίνονται οι ενέργειες των κορυφών που αναλύθηκαν με τις αντίστοιχες εντάσεις τους.

Πηγή	$R_0 \pm \delta R_0$	$R_s \pm \delta R_s$	Ημ/νία κατασκευής
^{152}Eu	217 ± 3	127.02 ± 1.8	1.1.2011
^{226}Ra	157 ± 4	156.3 ± 3.9	1.1.2011

Πίνακας 3.3: Στοιχεία πηγών ^{152}Eu και ^{226}Ra .

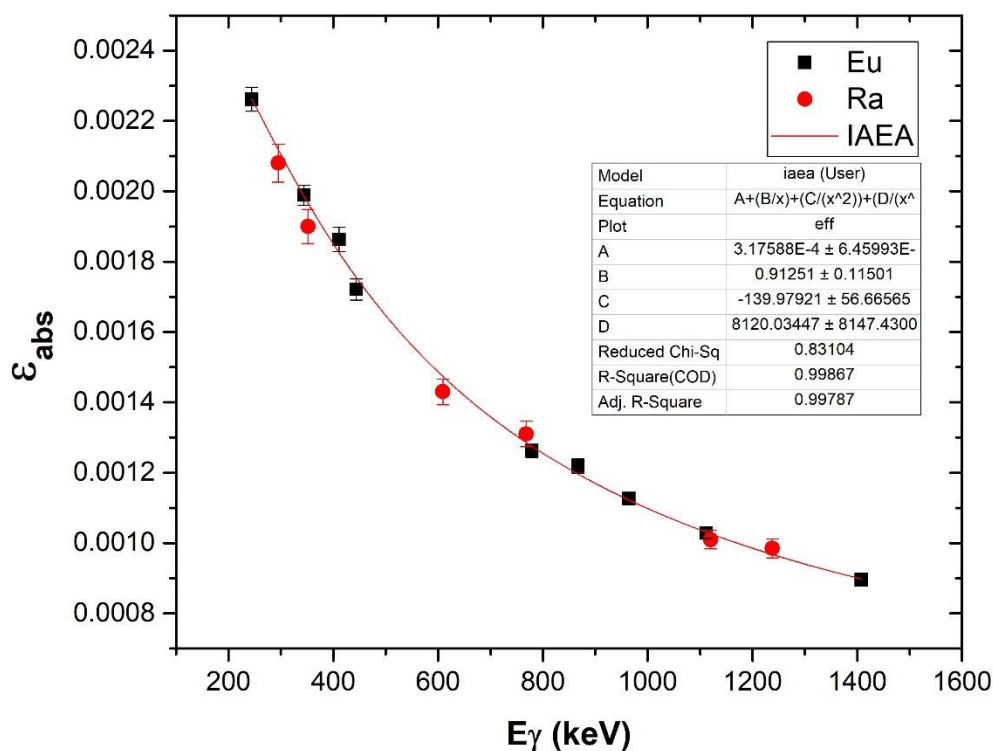


Σχήμα 3.7: Τοπικό φάσμα ακτίνων-γ πηγής ^{226}Ra στις 55° .

E_γ (keV)	I_γ (%) ²
295.22	0.00208
351.93	0.0019
609.31	0.00143
768.36	0.00131
1120.3	0.00101
1238.1	0.000985

Πίνακας 3.4: Ενέργειες ακτίνων-γ του ^{226}Ra και οι αντίστοιχες εντάσεις τους.

Ακολουθώντας την ίδια ακριβώς διαδικασία προέκυψε η γραφική παράσταση των απόλυτων αποδόσεων συναρτήσει των ενεργειών (Σχήμα 3.8) και υπολογίστηκαν οι τιμές για τις κορυφές που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία (Πίνακας 3.5).



Σχήμα 3.8: Απόλυτη απόδοση ανιχνευτή HPGe στις 55° με πηγές ^{152}Eu και ^{226}Ra .

² <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/decaysearchdirect.jsp?nuc=226Ra&unc=NDS>

E_γ (keV)	ϵ_{abs} (10^{-4})	$\delta\epsilon_{abs}$ (10^{-4})
429	17.9	0.8
478	16.9	0.8
656	14.1	0.7

Πίνακας 3.5: Απόλυτη απόδοση ανιχνευτή στις 55° και το αντίστοιχο σφάλμα της, για τις κορυφές ενδιαφέροντος.

3.4 Ανάλυση στόχων

Ακόμη ένας παράγοντας, εξίσου σημαντικός, για τον ακριβή υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής είναι η γνώση της επιφανειακής πυκνότητας N_t ($atoms/cm^2$) του εκάστοτε στοιχείου, η οποία συνήθως εκφράζεται και ως το πάχος του στόχου. Όπως είδαμε και στην ενότητα 2.3, δύο στόχοι χρησιμοποιήθηκαν για τους υπολογισμούς των διαφορικών ενεργών διατομών. Ο πρώτος ήταν ένα λεπτό στρώμα ^{nat}LiF εξαχνωμένο πάνω σε παχύ υπόστρωμα τανταλίου. Ο δεύτερος στόχος αποτελούνταν από ένα υπόστρωμα ^{nat}C πάνω στο οποίο εξαχνώθηκε ένα λεπτό στρώμα 6LiF , με ένα στρώμα χρυσού από πάνω.

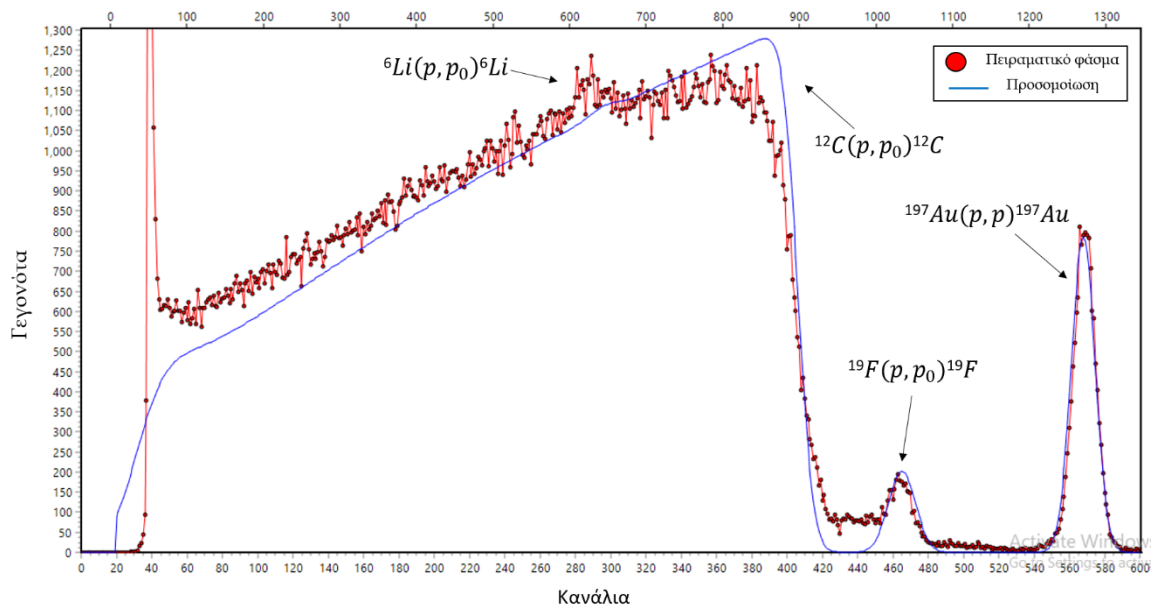
Η ανάλυση του στόχου ^{nat}LiF πραγματοποιήθηκε στο πλαίσιο προηγούμενου πειράματος με τη χρήση των μεθόδων *RBS*, *EBS* και *NRA* σε κοινή μέτρηση. Έλαβε χώρα στην πειραματική γραμμή R3 (Σχήμα 2.1, #14) του επιταχυντή *Tandem* του Ι.Π.Σ.Φ., στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”. Από τα αποτελέσματα που προέκυψαν βρέθηκε ότι η επιφανειακή πυκνότητα του 7Li είναι ίση με $N_t = 1.85 \cdot 10^{18} atoms/cm^2$ ενώ το σφάλμα της τιμής αυτής είναι 7%. Επιπλέον, η επιφανειακή πυκνότητα του 6Li , υπολογίστηκε ίση με $N_t = 1.5 \cdot 10^{17} atoms/cm^2$, με βάση την φυσική ισοτοπική αναλογία, ενώ η αντίστοιχη ποσότητα για το ^{19}F ίση με $1.69 \cdot 10^{18} atoms/cm^2$. Συνολικά, η επιφανειακή πυκνότητα του στόχου ^{nat}LiF σε μονάδες $\mu g/cm^2$ υπολογίστηκε ίση με $76.4 \mu g/cm^2$.

Σε ότι αφορά την ανάλυση του στόχου 6LiF , αυτή έγινε με τη βοήθεια της μεθόδου *EBS* στην ίδια πειραματική γραμμή του επιταχυντή, στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας. Πιο συγκεκριμένα, η γραμμή αυτή καταλήγει σε έναν γωνιομετρικό θάλαμο μέσα στον οποίο είναι τοποθετημένος ένας ανιχνευτής πυριτίου *Si*, σε γωνία 170°. Στο κέντρο αυτού, πάνω σε ειδική βάση, τοποθετήθηκε ο στόχος ο οποίος ακτινοβολήθηκε με δέσμη πρωτονίων ενέργειας 1300 keV. Το φάσμα σωματιδίων που ελήφθησαν προσομοιώθηκε μέσω του προγράμματος *SIMNRA 6.94* [9] (Σχήμα 3.9).

Το υπόστρωμα άνθρακα πάνω στο οποίο εξαχνώθηκε το λεπτό υπόστρωμα 6LiF είναι απείρου πάχους και έτσι τα γεγονότα από τη σκέδαση Rutherford σε αυτό δημιουργούν έντονο υπόβαθρο. Παρατηρούμε ότι η κορυφή της ελαστικής σκέδασης των πρωτονίων

στο λίθιο [${}^6\text{Li}(p, p_0){}^6\text{Li}$] “χάνεται” μέσα στο υπόβαθρο αυτό, γεγονός που καθιστά αδύνατη την ανάλυσή της. Αντιθέτως, η κορυφή της ελαστικής σκέδασης των πρωτονίων στο φθόριο [${}^{19}\text{F}(p, p_0){}^{19}\text{F}$] διακρίνεται πιο δεξιά στο φάσμα, έξω από το υπόβαθρο. Αυτό συμβαίνει διότι τα σκεδαζόμενα πρωτόνια εξέρχονται σε ενέργειες μεγαλύτερες από αυτές των πρωτονίων που προέρχονται από τη σκέδαση στον άνθρακα. Έτσι, η κορυφή αυτή αναλύθηκε εύκολα μέσω του προγράμματος Tv [5] και ήταν αυτή που χρησιμοποιήθηκε για τον ακριβή υπολογισμό του πάχους του στόχου, θεωρώντας ότι κατά την εξάχνωση διατηρείται η ισοτοπική αναλογία.

Η προσομοίωση με το πειραματικό φάσμα έγινε με τη χρήση των διαφορικών ενεργών διατομών αξιολογημένων πειραματικών δεδομένων (*evaluated data*) που υπάρχουν στη διαδικτυακή βιβλιοθήκη IBANDL (Ion Beam Analysis Nuclear Data Library) [1], μέσω του λογισμικού *SigmaCalc 2.0*. Για τη σκέδαση Rutherford στον χρυσό χρησιμοποιήθηκε ο τύπος του Rutherford.



Σχήμα 3.9: Προσομοιωμένο και πειραματικό φάσμα με χρήση του προγράμματος SIMNRA 6.94, για τον υπολογισμό του πάχους του στόχου. Διακρίνονται η κορυφή της αντίδρασης που χρησιμοποιήθηκε.

Ακόμη, για την όσο το δυνατόν καλύτερη προσαρμογή του προσομοιωμένου φάσματος στο πειραματικό, η τιμή του φορτίου που χρησιμοποιήθηκε υπολογίστηκε με τη χρήση τόσο της κορυφής του χρυσού όσο και του σκαλοπατιού του άνθρακα. Συγκεκριμένα, υπολογίστηκαν τα γεγονότα του πειραματικού φάσματος, που προέκυψαν με την ολοκλήρωση των κορυφών, και η τιμή του φορτίου προσαρμόστηκε έτσι ώστε να συμπίπτουν με αυτά της προσομοίωσης.

Έτσι λοιπόν, η επιφανειακή πυκνότητα του ^{19}F βρέθηκε ίση με $N_t = 1.86 \cdot 10^{18} \text{ atoms/cm}^2$ ενώ το σφάλμα της τιμής αυτής είναι περίπου 7%. Θεωρώντας ότι υπάρχει ίση ποσότητα φθορίου και λιθίου μέσα στο στόχο, η επιφανειακή πυκνότητα του ^6Li υπολογίστηκε ίση με $N_t = 1.77 \cdot 10^{18} \text{ atoms/cm}^2$ ενώ με βάση την ισοτοπική αναλογία η επιφανειακή πυκνότητα του ^7Li υπολογίστηκε ίση με $N_t = 9.29 \cdot 10^{16} \text{ atoms/cm}^2$. Τελικά, η επιφανειακή πυκνότητα ή αλλιώς το πάχος του στόχου ^6LiF υπολογίστηκε ίσο με $N_t = 80.1 \mu\text{g/cm}^2$.

3.5 Μέτρηση φορτίου

Ο επόμενος, απαραίτητος για τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής, παράγοντας είναι η ακριβής γνώση του αριθμού των σωματιδίων της δέσμης N_p που προσέπεσαν στον στόχο. Η διάταξη μέσω της οποίας επετεύχθη η συλλογή του φορτίου Q στα πειράματα αυτά είναι ο κλωβός Faraday (*Faraday cup*) και περιγράφεται αναλυτικά στην ενότητα 2.2.2.

Η τιμή του φορτίου μέσω των παλμών του ολοκληρωτή υπολογίζεται μέσω της σχέσης

$$Q = \frac{(\text{Full Scale Amps}) \cdot \text{Pulses}}{100} \quad (3.6)$$

όπου,

- *Full Scale Amps (F.S.A.)*: το φορτίο που αντιστοιχεί σε 100 παλμούς
- *Pulses*: οι παλμοί που καταγράφονται σε κάθε μέτρηση

Γνωρίζοντας τώρα την τιμή του φορτίου, μπορεί εύκολα να υπολογιστεί η ποσότητα N_p , με τη βοήθεια της σχέσης

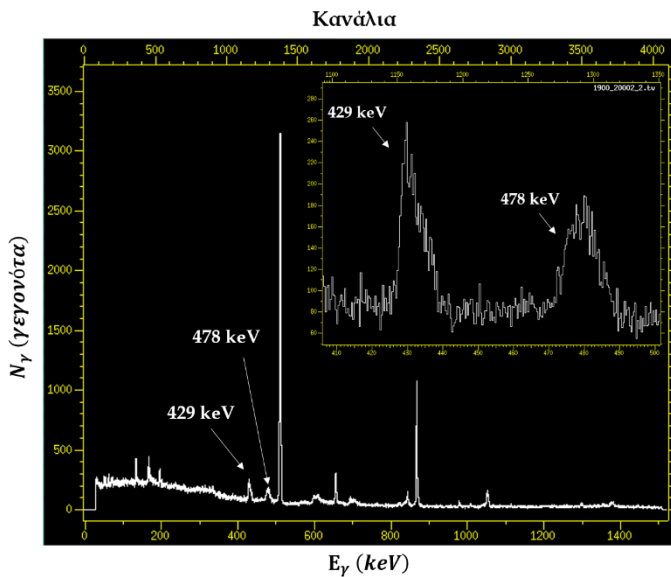
$$N_d = \frac{Q}{q_p} \quad (3.7)$$

όπου q_p το φορτίο του πρωτονίου, ίσο με $q_p = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Coulomb}$.

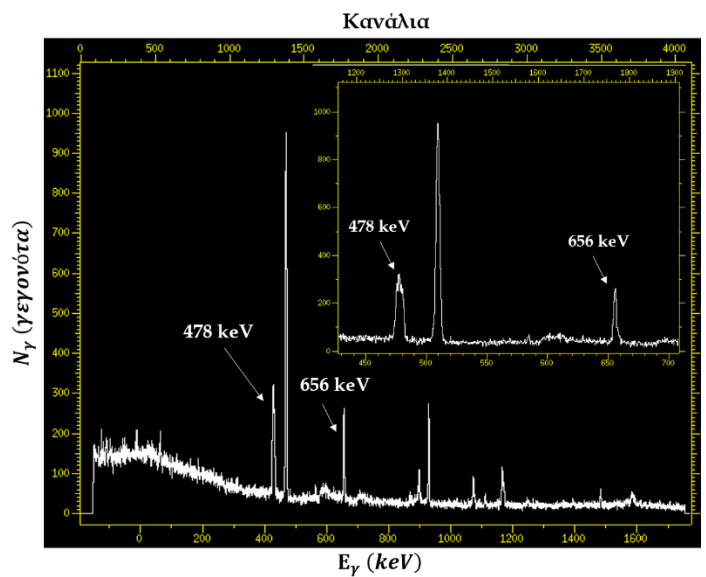
Η τιμή *F.S.A.* διέφερε μεταξύ των δύο πειραμάτων, ενώ το σφάλμα στην τιμή του φορτίου έχει εκτιμηθεί ~3.5%.

3.6 Εμβαδομέτρηση φασμάτων

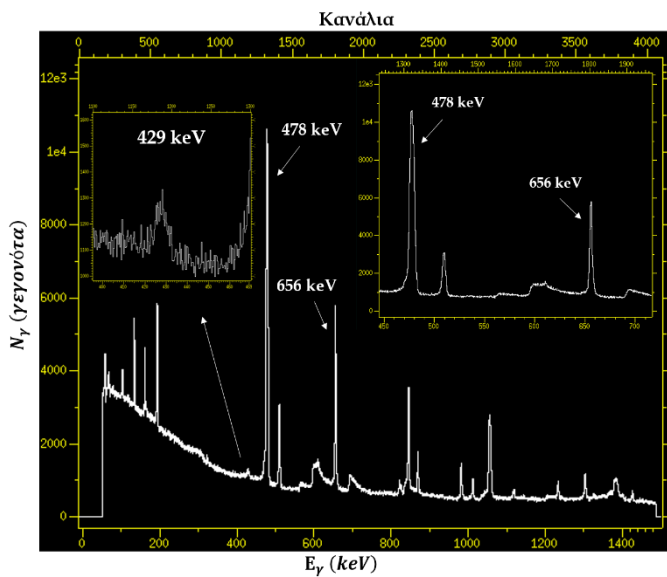
Από τα φάσματα ακτίνων- γ που προέκυψαν, αναγνωρίστηκαν και έπειτα αναλύθηκαν οι κορυφές ενδιαφέροντος έτσι ώστε να υπολογιστούν οι διαφορικές ενεργές διατομές των αντίστοιχων αντιδράσεων. Πιο αναλυτικά, υπολογίστηκε ο αριθμός των γεγονότων της κάθε κορυφής, ο οποίος αντιστοιχεί στο εμβαδόν κάτω από την κορυφή αυτή. Ο υπολογισμός αυτός έγινε με τη βοήθεια του προγράμματος Tn, μέσω της μεθόδου ολοκλήρωσης (*integrate*), το οποίο εξάγει αυτόματα και το σφάλμα της κάθε μέτρησης. Η τιμή αυτή, για όλα τα φάσματα που αναλύθηκαν στην παρούσα εργασία, κυμάνθηκε γύρω στο 3%. Παρακάτω φαίνονται τυπικά φάσματα και για τους τρεις στόχους, για γωνία 55° και ενέργεια δευτερίων $E_d = 1900 \text{ keV}$ (Σχήμα 3.10-3.12).



Σχήμα 3.10: Φάσμα λεπτού στόχου ${}^6\text{LiF}$, στις 55° και για $E_d = 1900 \text{ keV}$. Διακρίνεται ολόκληρο το φάσμα καθώς και οι κορυφές που αναλύθηκαν σε μεγέθυνση.



Σχήμα 3.11: Φάσμα λεπτού στόχου ${}^{\text{nat}}\text{LiF}$, στις 55° και για $E_d = 1900 \text{ keV}$. Διακρίνεται ολόκληρο το φάσμα καθώς και οι κορυφές που αναλύθηκαν σε μεγέθυνση.

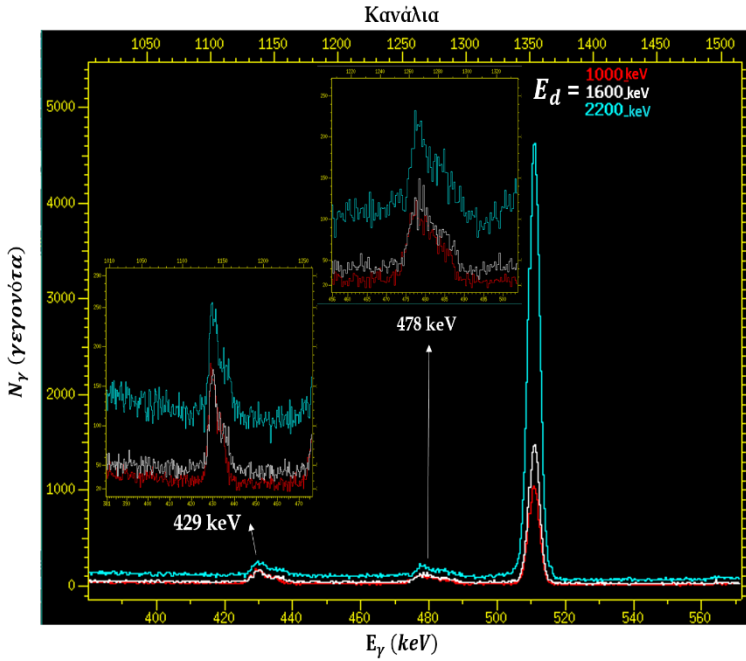


Σχήμα 3.12: Φάσμα κρυστάλλου ^{nat}LiF , στις 55° και για $E_d = 1900 \text{ keV}$. Διακρίνεται ολόκληρο το φάσμα καθώς και οι κορυφές που αναλύθηκαν σε μεγέθυνση.

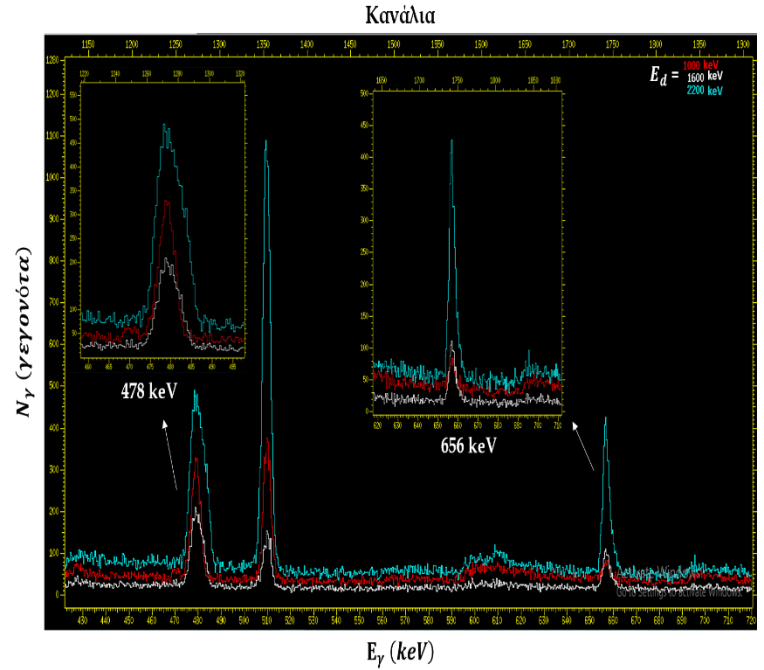
3.6.1 Φαινόμενο Doppler

Παρατηρώντας τα πειραματικά φάσματα (Σχήματα 3.13, 3.14 & 3.15), κατά τη διαδικασία της ανάλυσης τους, έγινε εμφανής η ιδιαιτερότητα στην μορφή των κορυφών ενδιαφέροντος.

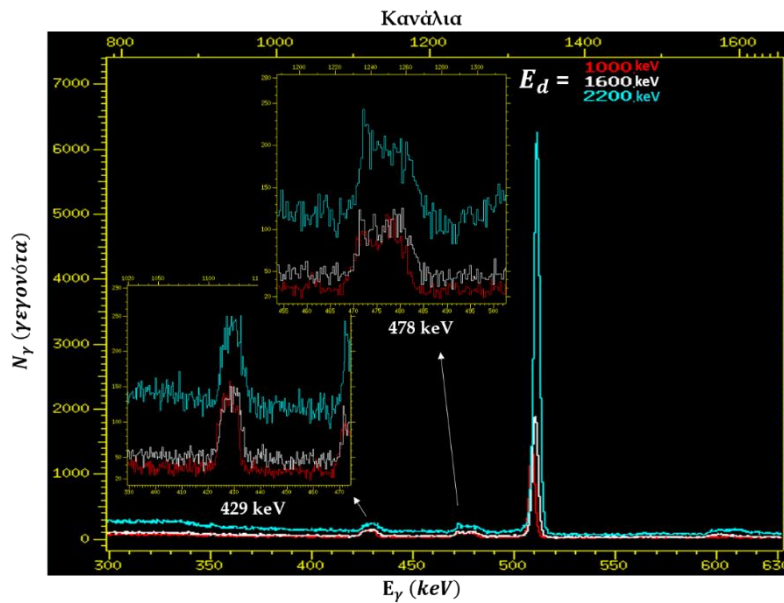
Πιο αναλυτικά, στα φάσματα που ελήφθησαν από τους ανιχνευτές που ήταν τοποθετημένοι στις 0° αλλά και στις 55° , διαπιστώθηκε ότι τα κεντροειδή των υπό μελέτη κορυφών είναι μετατοπισμένα προς τα δεξιά, κατά τον οριζόντιο άξονα της ενέργειας (Σχήματα 3.13 & 3.14). Αντιθέτως, η μετατόπιση αυτή δεν φάνηκε να υπάρχει στην περίπτωση των 90° (Σχήμα 3.15). Επιπρόσθετα, είναι αρκετά έντονη και η διαπλάτυνση όλων των κορυφών ενδιαφέροντος. Τα χαρακτηριστικά αυτά γίνονται όλο και πιο έντονα καθώς η ενέργεια της δέσμης δευτερίων αυξάνεται.



Σχήμα 3.13: Φάσματα λεπτού στόχου ${}^6\text{LiF}$ στις 0° . Διακρίνονται εύκολα οι μεταβολές των υπό μελέτη κορυφών για ενέργειες δευτερίων 1000, 1600 & 2200 keV.



Σχήμα 3.14: Φάσματα λεπτού στόχου natLiF στις 0° . Διακρίνονται εύκολα οι μεταβολές των υπό μελέτη κορυφών για ενέργειες δευτερίων 1000, 1600 & 2200 keV.



Σχήμα 3.15: Φάσματα λεπτού στόχου ${}^6\text{LiF}$ στις 90° . Διακρίνονται εύκολα οι μεταβολές των υπό μελέτη κορυφών για ενέργειες δευτερίων 1000, 1600 & 2200 keV.

Όλες αυτές οι μεταβολές οφείλονται στο φαινόμενο Doppler, το οποίο παρατηρείται όταν μια πηγή και ένας παρατηρητής βρίσκονται σε σχετική κίνηση μεταξύ τους. Στην περίπτωση αυτή, το ρόλο της πηγής παίζει ο εκάστοτε θυγατρικός πυρήνας ο οποίος κινείται καθώς αποδιεγείρεται ενώ το ρόλο του ακίνητου παρατηρητή, ο εκάστοτε ανιχνευτής.

Το φαινόμενο Doppler περιγράφεται από την παρακάτω σχέση:

$$E_{\gamma} = E_{\gamma 0} \left(1 + \frac{u}{c} \cdot \cos \theta_{\gamma} \right) \quad (3.8)$$

όπου,

- E_{γ} : η ενέργεια της ακτίνας-γ που αντλαμβάνεται ο ανιχνευτής
- $E_{\gamma 0}$: η αναμενόμενη ενέργεια της εκπεμπόμενης ακτίνας-γ
- u : η ταχύτητα του θυγατρικού πυρήνα
- θ_{γ} : η γωνία μεταξύ της ακτίνας-γ και της διεύθυνσης κίνησης του θυγατρικού πυρήνα

Σύμφωνα λοιπόν με τη σχέση αυτή, όταν το συνημίτονο είναι θετικό ($\cos \theta_{\gamma} > 0$), δηλαδή όταν $0^{\circ} \leq \theta_{\gamma} < 90^{\circ}$, προκύπτει ότι η ενέργεια που καταγράφει ο ανιχνευτής είναι μεγαλύτερη από την αναμενόμενη ενέργεια της εκπεμπόμενης ακτίνας-γ ($E_{\gamma} > E_{\gamma 0}$). Αντίθετα, όταν το συνημίτονο είναι αρνητικό ($\cos \theta_{\gamma} < 0$), δηλαδή για $90^{\circ} < \theta_{\gamma} \leq 180^{\circ}$, τότε η ενέργεια που καταγράφει ο ανιχνευτής είναι μικρότερη από την αναμενόμενη ($E_{\gamma} < E_{\gamma 0}$). Στις 90° που το συνημίτονο είναι ίσο με το μηδέν ($\cos \theta_{\gamma} = 0$), οι δύο αυτές τιμές των ενεργειών συμπίπτουν ($E_{\gamma} = E_{\gamma 0}$). Στα φάσματα που καταγράφηκαν (Σχήματα 3.13, 3.14 & 3.15) διακρίνονται οι μετατοπισμένες κορυφές (*Doppler shifted peaks*). Οι μετατοπίσεις αυτές γίνονται εντονότερες καθώς η ενέργεια της δέσμης δευτερίων αυξάνεται, αυξάνοντας την ταχύτητα του θυγατρικού πυρήνα.

Τέλος, σε ότι αφορά την διαπλάτυνση των κορυφών (*Doppler broadened peaks*) που παρατηρήθηκε, αυτή οφείλεται σε δύο παράγοντες. Ο πρώτος αφορά στην αβεβαιότητα ως προς την γωνία ανίχνευσης (ενότητα 2.4.3), στον κάθε ανιχνευτή, λόγω της διαμέτρου του παραθύρου του. Αυτό σημαίνει ότι ο ανιχνευτής καταγράφει ακτίνες-γ που προέρχονται τόσο από μικρότερες όσο και από μεγαλύτερες γωνίες. Καταγράφει δηλαδή φωτόνια μεγαλύτερων αλλά και μικρότερων ενεργειών, αντίστοιχα. Όσο για τον δεύτερο, αυτός αφορά στην ταχύτητα που έχει ο θυγατρικός πυρήνας από τον οποίο εκπέμπεται η ακτίνα-γ.

3.7 Διαφορική Ενεργός Διατομή

Όπως είδαμε αναλυτικά και στο κεφάλαιο 1 (Ενότητα 1.5.1) η διαφορική ενεργός διατομή για μια πυρηνική αντίδραση δίνεται από την σχέση (Σχέση 1.3):

$$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} = \frac{Y(E, \theta)}{N_d \cdot N_t \cdot 4\pi \cdot \varepsilon_{abs}}$$

Αφού λοιπόν υπολογίστηκαν όλοι οι όροι που απαιτούνται για τον ακριβή υπολογισμό αυτής, προέκυψαν τα αποτελέσματα των διαφορικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων ${}^6\text{Li} (d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li} (d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ και ${}^{19}\text{F} (d, p\gamma_{1-0}){}^{20}\text{F}$ μαζί με τα αντίστοιχα σφάλματα, τα οποία υπολογίστηκαν μέσω της σχέσης 3.9.

$$\delta\left(\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega}\right) = \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta Y(E, \theta)}{Y(E, \theta)}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_d}{N_d}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_t}{N_t}\right)^2 + \left(\frac{\delta \varepsilon_{abs}}{\varepsilon_{abs}}\right)^2} \quad (3.9)$$

Όπως είδαμε όμως στις υποενότητες 1.7.1 και 1.7.2, η ακτίνα γ_{1-0} με ενέργεια $E_\gamma = 478 \text{ keV}$ είναι η χαρακτηριστική ακτίνα-γ που προκύπτει κατά την αποδιέγερση του ${}^7\text{Li}$ από την πρώτη διεγερμένη στη βασική του κατάσταση. Συνεπώς, η κορυφή ενέργειας $E_\gamma = 478 \text{ keV}$ που παρατηρήθηκε στα προκύπτοντα φάσματα και μελετήθηκε, προκύπτει από τη συνεισφορά των αντιδράσεων ${}^6\text{Li} (d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ και ${}^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$. Έτσι, για να είναι εφικτή η εξαγωγή των διαφορικών ενεργών διατομών των δύο αυτών αντιδράσεων, είναι απαραίτητος ο διαχωρισμός της συνεισφοράς της κάθε μιας από αυτές.

Το σκοπό αυτό εξυπηρέτησε η χρήση των δύο, διαφορετικών ισοτοπικών αναλογιών, λειπών στόχων φθοριούχου λιθίου. Παίρνοντας την εξίσωση 1.3 και λύνοντας ως προς τον όρο $Y(E, \theta)$, προκύπτει ότι:

$$Y(E, \theta) = \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \cdot N_d \cdot N_t \cdot 4\pi \cdot \varepsilon_{abs} \quad (3.10)$$

Ας δούμε τώρα πως η σχέση αυτή αναλύεται για κάθε έναν από τους στόχους LiF, για την κορυφή ενέργειας $E_\gamma = 478 \text{ keV}$:

❖ Στόχος ${}^6\text{LiF}$ (95% ${}^6\text{Li}$, 5% ${}^7\text{Li}$)

$$Y_{6\text{LiF}}(E, \theta) = \left\{ \left[\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \right]_6 \cdot 0.95 \cdot N_t^{6\text{LiF}} + \left[\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \right]_7 \cdot 0.05 \cdot N_t^{6\text{LiF}} \right\} \cdot 4\pi \cdot \varepsilon_{abs} \cdot N_p^{6\text{LiF}} \quad (3.11)$$

όπου,

- $Y_{6\text{LiF}}(E, \theta)$: το πλήθος των ακτίνων-γ, που παράγονται σε ενέργεια E και γωνία θ
- $\left[\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \right]_6$: η διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^6\text{Li} (d, p\gamma_{1-0}) {}^7\text{Li}$, στην αντίστοιχη ενέργεια E και γωνία θ
- $\left[\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \right]_7$: η διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0}) {}^7\text{Li}$, στην αντίστοιχη ενέργεια E και γωνία θ
- $N_t^{6\text{LiF}}$: η επιφανειακή πυκνότητα του στόχου ${}^6\text{LiF}$ σε μονάδες ατόμων ανά επιφάνεια, $atoms/cm^2$
- $N_p^{6\text{LiF}}$: το πλήθος των σωματιδίων της δέσμης που προσπίπτουν στο στόχο ${}^6\text{LiF}$
- ε_{abs} : η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή

❖ Στόχος ${}^{\text{nat}}\text{LiF}$ (92.5% ${}^7\text{Li}$, 7.5% ${}^6\text{Li}$)

$$Y_{\text{natLiF}}(E, \theta) = \left\{ \left[\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \right]_6 \cdot 0.075 \cdot N_t^{\text{natLiF}} + \left[\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \right]_7 \cdot 0.925 \cdot N_t^{\text{natLiF}} \right\} \cdot 4\pi \cdot \varepsilon_{abs} \cdot N_p^{\text{natLiF}} \quad (3.12)$$

όπου,

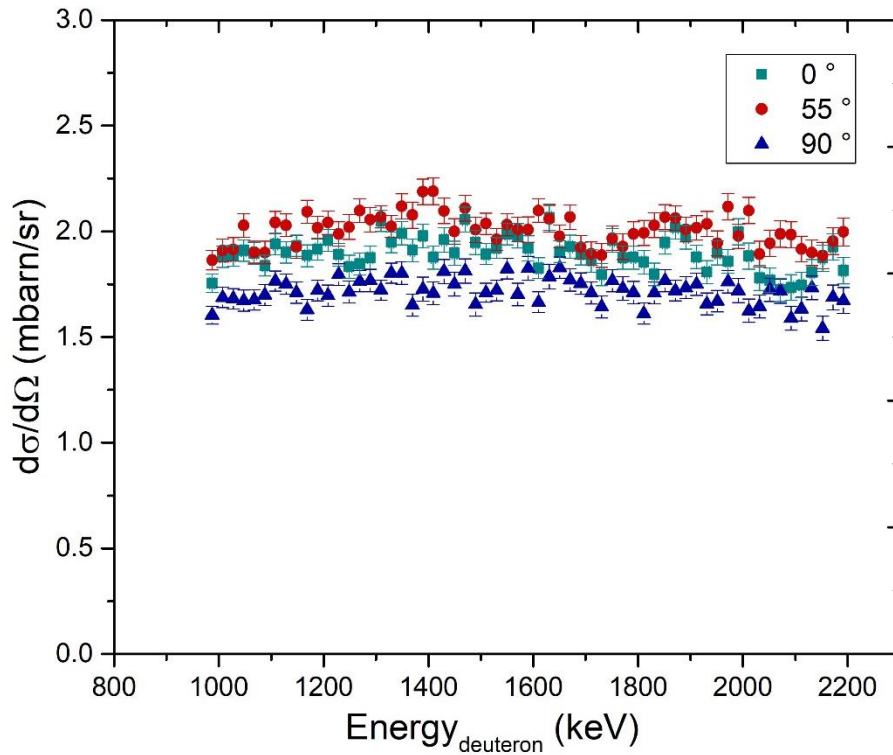
- $Y_{\text{natLiF}}(E, \theta)$: το πλήθος των ακτίνων-γ, που παράγονται σε ενέργεια E και γωνία θ
- $\left[\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \right]_6$: η διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^6\text{Li} (d, p\gamma_{1-0}) {}^7\text{Li}$, στην αντίστοιχη ενέργεια E και γωνία θ
- $\left[\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \right]_7$: η διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0}) {}^7\text{Li}$, στην αντίστοιχη ενέργεια E και γωνία θ
- N_t^{natLiF} : η επιφανειακή πυκνότητα του στόχου ${}^{\text{nat}}\text{LiF}$ σε μονάδες ατόμων ανά επιφάνεια, $atoms/cm^2$
- N_p^{natLiF} : το πλήθος των σωματιδίων της δέσμης που προσπίπτουν στο στόχο ${}^{\text{nat}}\text{LiF}$
- ε_{abs} : η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή

Στις εξισώσεις 3.11 και 3.12, οι άγνωστοι παράγοντες είναι οι $\left[\frac{d\sigma(E,\theta)}{d\Omega}\right]_6$ και $\left[\frac{d\sigma(E,\theta)}{d\Omega}\right]_7$. Προκύπτει έτσι ένα σύστημα δύο εξισώσεων με δύο αγνώστους. Με τη λύση λοιπόν αυτού του συστήματος, υπολογίστηκαν οι διαφορικές ενεργές διατομές των αντιδράσεων ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ και ${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$.

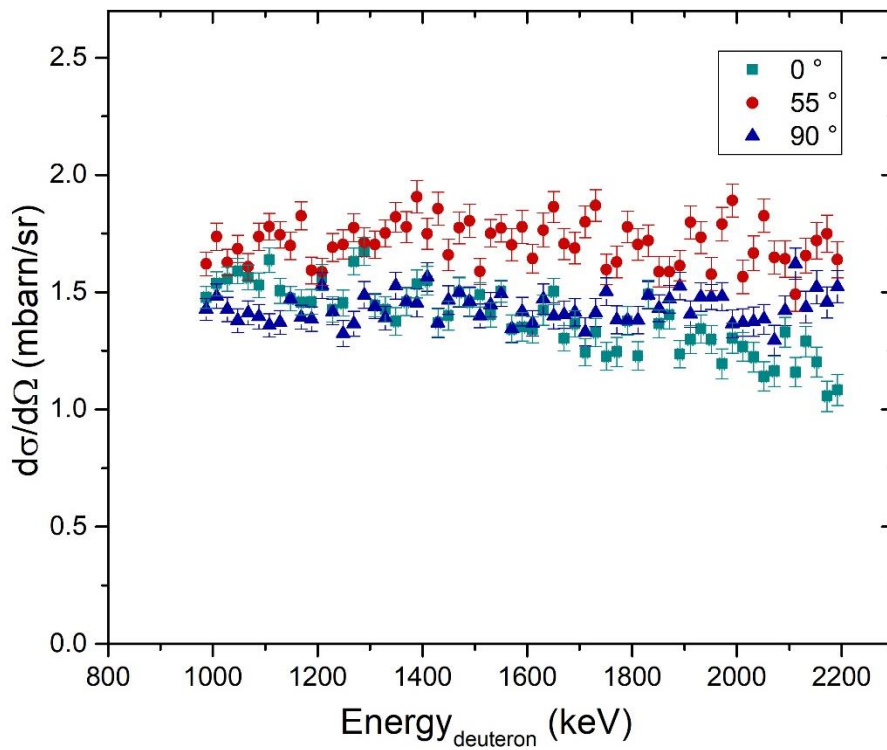
Παρακάτω, παρουσιάζονται οι γραφικές παραστάσεις των διαφορικών ενεργών διατομών, για την κάθε αντίδραση που μελετήθηκε, συναρτήσει της ενέργειας των δευτερίων καθώς και τα αντίστοιχα σφάλματα. Τα σφάλματα που φαίνονται στις γραφικές παραστάσεις αφορούν το στατιστικό σφάλμα του αριθμού των γεγονότων της κάθε κορυφής, δY . Επιπλέον, οι τιμές της ενέργειας της δέσμης που χρησιμοποιήθηκαν αντιστοιχούν στις διορθωμένες ως προς την βαθμονόμηση του επιταχυντή καθώς και την απώλεια ενέργειας στο μέσο του πάχους το στόχου ($E_{real}=[(E-offset)-Energy_loss]$). Το σφάλμα στις τιμές αυτές υπολογίστηκε $\sim 4.5\text{keV}$. Σε ότι αφορά το συστηματικό σφάλμα της κάθε μέτρησης, αυτό υπολογίστηκε με βάση το συστηματικό σφάλμα του κάθε όρου της σχέσης 3.9 και παρουσιάζεται στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 3.6).

Όρος	Συστηματικό σφάλμα (%)
N_p	3.5%
N_r	7%
ϵ_{abs}	5.4%
Συνολικό συστηματικό σφάλμα	9.5%

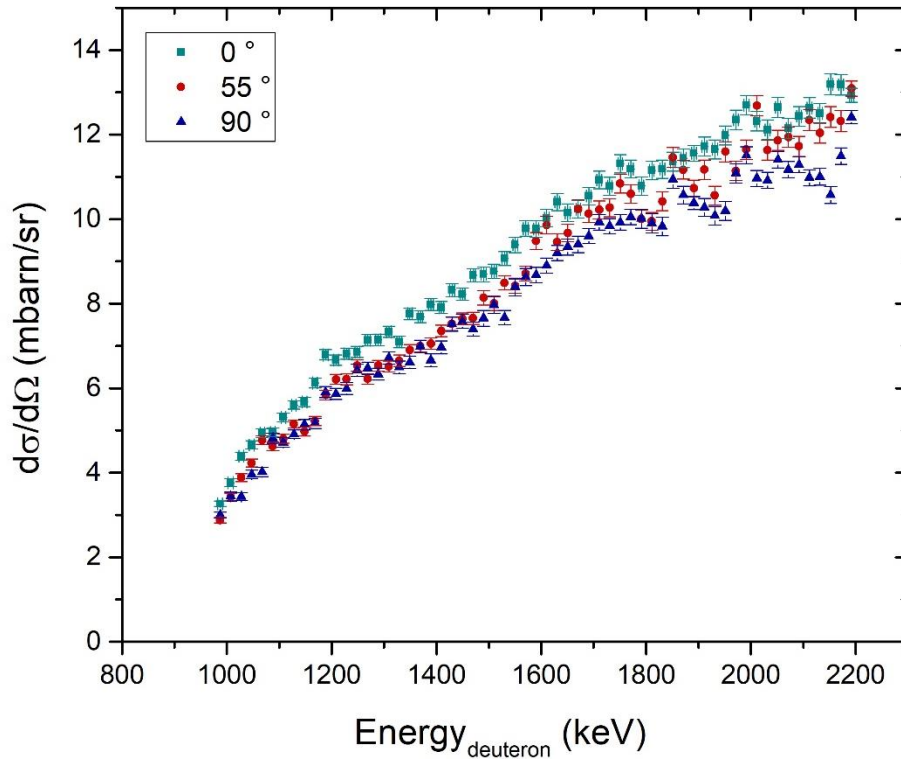
Πίνακας 3.6: Συστηματικά σφάλματα διαφορικής ενεργού διατομής.



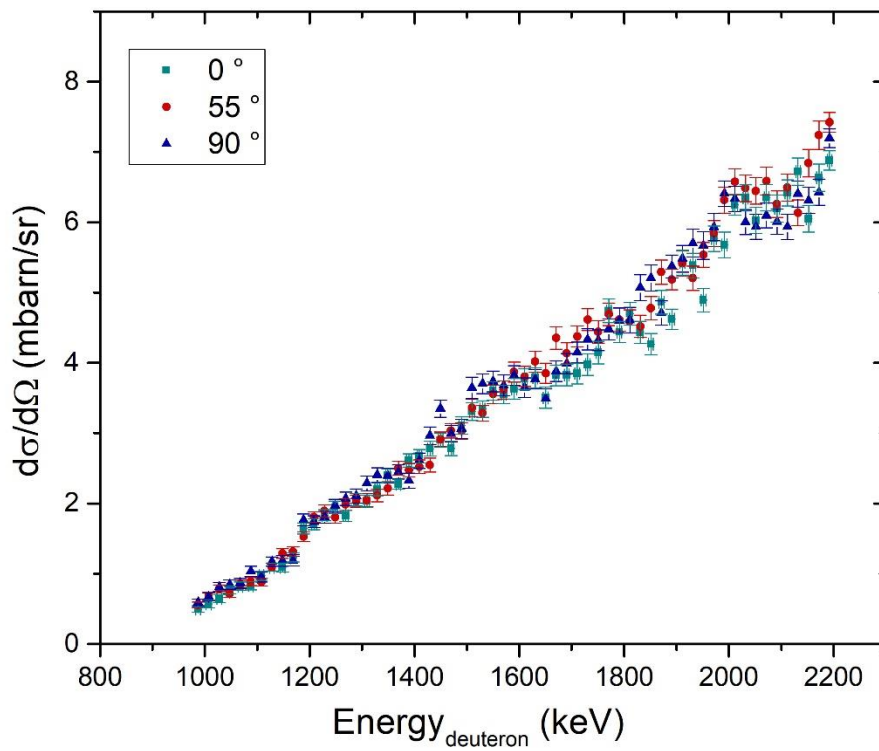
Σχήμα 3.16: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^6\text{Li}(d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$, στις 0° , 55° και 90° .



Σχήμα 3.17: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$, στις 0° , 55° και 90° .



Σχήμα 3.18: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0}) {}^7\text{Li}$, στις 0° , 55° και 90° .



Σχήμα 3.19: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^{19}\text{F} (d, p\gamma_{1-0}) {}^{20}\text{F}$, στις 0° , 55° και 90° .

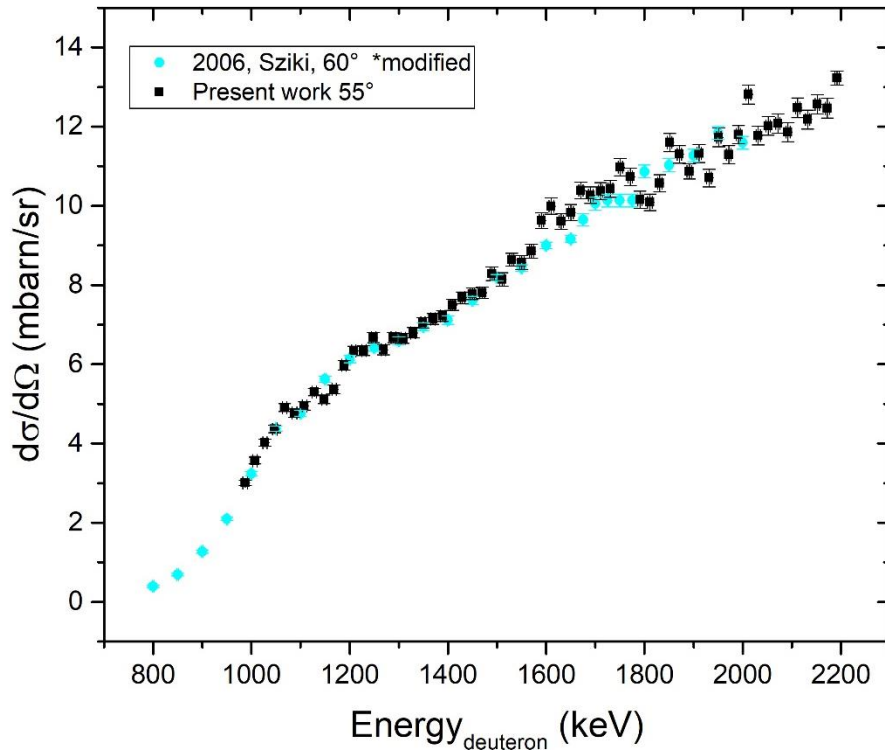
Τα αποτελέσματα για τις διαφορικές ενεργές διατομές των αντιδράσεων ${}^6\text{Li}(d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$ και ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ (Σχήματα 3.16 & 3.17) παρουσιάζουν μια ασθενή γωνιακή κατανομή, η οποία γίνεται εντονότερη στην περίπτωση της αντίδρασης ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$. Και στις δύο περιπτώσεις, δεν παρατηρούνται έντονες διακυμάνσεις των διαφορικών ενεργών διατομών, μιας και δεν υπάρχουν ισχυροί και λεπτοί συντονισμοί στο εύρος ενεργειών που χρησιμοποιήθηκαν, όπως είδαμε νωρίτερα (Σχήμα 1.2). Παρά το γεγονός ότι δεν υπάρχουν διεγερμένες στάθμες του σύνθετου πυρήνα ${}^8\text{Be}$ στο υπό μελέτη εύρος ενεργειών της δέσμης, υπάρχουν στάθμες εκτός αυτού, τα εύρη των οποίων συμπεριλαμβάνονται στην περιοχή διέγερσης. Έτσι, παρατηρούνται αλληλοεπικαλύψεις μεταξύ των σταθμών αυτών που ίσως να δικαιολογούν την εμφάνιση της γωνιακής κατανομής.

Σε ότι αφορά τη διαφορική ενεργό διατομή της αντίδρασης ${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ (Σχήμα 3.18), δεν υπάρχει κάποια έντονη η γωνιακή κατανομή, με τις τιμές να βρίσκονται εντός των στατιστικών σφαλμάτων. Στην περίπτωση του σύνθετου πυρήνα ${}^9\text{Be}$, παρατηρούνται αλληλοεπικαλύψεις μεταξύ των σταθμών που βρίσκονται εντός της περιοχής διέγερσης αλλά και εξωτερικών, λόγω του εύρους τους, Γ , για όσες αυτό έχει υπολογιστεί (Σχήμα 1.3), ενώ και εδώ δεν παρατηρούνται έντονες αυξομειώσεις στην μορφή της διαφορικής ενεργού διατομής.

Η διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης ${}^{19}\text{F}(d, p\gamma_{1-0}){}^{20}\text{F}$ (Σχήμα 3.19) δεν παρουσιάζει κάποια σημαντική γωνιακή κατανομή μιας και οι τιμές για όλες τις γωνίες συμφωνούν, εντός των σφαλμάτων. Ακόμη, δεν υπάρχουν έντονες αυξομειώσεις στη μορφή της λόγω της απουσίας συντονισμών μέσα στο εύρος ενεργειών (Σχήμα 1.4). Επειδή όπως είδαμε οι διεγερμένες στάθμες του σύνθετου πυρήνα ${}^{21}\text{Ne}$ είναι υπολογισμένες μέχρι τα 16065 keV , δεν είμαστε σε θέση να γνωρίζουμε εάν οι μικρές μεταβολές που εμφανίζονται για ενέργειες 1240 keV , 1880 keV και 2040 keV μπορεί να οφείλονται στην συμβολή κάποιας διεγερμένης στάθμης της περιοχής διέγερσης.

3.8 Σύγκριση αποτελεσμάτων διαφορικών ενεργών διατομών με προηγούμενα πειραματικά δεδομένα

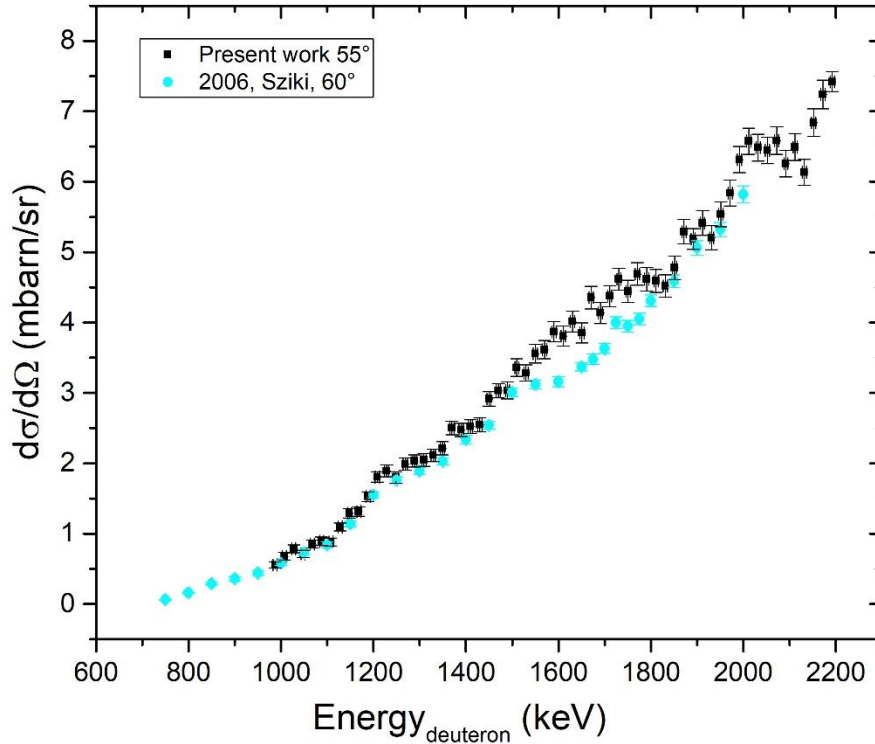
Από την έρευνα που έγινε στην βιβλιογραφία προέκυψε ότι δεν υπάρχουν προηγούμενα δεδομένα ώστε να πραγματοποιηθεί σύγκριση σε ότι αφορά τη μέτρηση των διαφορικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων ${}^6\text{Li}(d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$ και ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$. Το ίδιο όμως δεν ισχύει για τις περιπτώσεις των ${}^7\text{Li}$ και ${}^{19}\text{F}$. Συγκεκριμένα, τα μόνα ήδη υπάρχοντα δεδομένα για τις διαφορικές ενεργές διατομές των αντιδράσεων ${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ και ${}^{19}\text{F}(d, p\gamma_{1-0}){}^{20}\text{F}$ αφορούν την γωνία των 60° και τα ενεργειακά εύρη



800 – 2000 keV και 750 – 2000 keV, αντίστοιχα. Οι μετρήσεις αυτές πραγματοποιήθηκαν από τον G.A. Sziki [4].

Για να είναι εφικτή η σύγκριση διαφορετικών δεδομένων, αυτά πρέπει να αφορούν την ίδια γωνία μέτρησης. Για το λόγο αυτό, η σύγκριση των δεδομένων του G.A. Sziki [4] έγινε με τα δεδομένα των αντίστοιχων διαφορικών ενεργών διατομών της παρούσας εργασίας για την γωνία των 55° (Σχήματα 3.20 & 3.21). Η μικρή αυτή διαφορά στις δύο γωνίες είναι εντός της γωνιακής αβεβαιότητας και συνεπώς κατέστη δυνατή η σύγκριση.

Σχήμα 3.20: Σύγκριση της διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης ${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ της παρούσας εργασίας με προηγούμενα δεδομένα.



Σχήμα 3.21: Σύγκριση της διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{19}\text{F}(d, p\gamma_{1-0})^{20}\text{F}$ της παρούσας εργασίας με προηγούμενα δεδομένα.

Όπως προκύπτει από τα παραπάνω διαγράμματα, φαίνεται να υπάρχει πολύ καλή συμφωνία μεταξύ των δεδομένων και για τις δύο αντιδράσεις. Παρ' όλα αυτά, στην περίπτωση της αντίδρασης $^{19}\text{F}(d, p\gamma_{1-0})^{20}\text{F}$ παρατηρούνται λίγο χαμηλότερες τιμές για $1550 \text{ keV} < E_d < 1850 \text{ keV}$.

Ακόμη, κάτι σημαντικό που πρέπει να διευκρινιστεί, είναι η τροποποίηση των δεδομένων του G.A. Sziki [4], για την διαφορική ενεργό διατομή της αντίδρασης $^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0})^7\text{Li}$. Τα δεδομένα της συγκεκριμένης μέτρησης εμφανίζονται στην βιβλιοθήκη της IBANDL ως δεδομένα που αφορούν την διαφορική ενεργό διατομή της αντίδρασης $^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0})^7\text{Li}$. Όπως έχει ήδη αναφερθεί (Ενότητα 1.7.2), η ακτίνα-γ με ενέργεια $E_\gamma = 478 \text{ keV}$ είναι η χαρακτηριστική ακτίνα-γ του λιθίου-7 που προκύπτει κατά την αποδιέγερσή του από την πρώτη διεγερμένη στη βασική του κατάσταση. Συνεπώς, η κορυφή με ενέργεια 478 keV προκύπτει από τη συνεισφορά τόσο της αντίδρασης $^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0})^7\text{Li}$ όσο και της $^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0})^7\text{Li}$. Παρ' όλα αυτά, στην συγκεκριμένη περίπτωση κατά την παρουσίαση των αποτελεσμάτων, από τον G.A. Sziki [4], για την περίπτωση του λιθίου, αναφέρεται ότι δεν υπάρχουν ακτίνες-γ που να προέρχονται από το ισότοπο ^7Li , για ενέργειες δέσμης δευτερίων χαμηλότερες των 1.51 MeV . Προστίθεται ακόμα ότι για ενέργειες μεγαλύτερες από αυτήν και μέχρι τα 2 MeV , η παραγωγή των ακτίνων-γ είναι

υπερβολικά χαμηλή. Η αιτιολόγηση αυτή έχει βασιστεί στην ύπαρξη μιας παλαιότερης δημοσίευσης από την ομάδα των *Z. Elekes et al.* [12]. Σύμφωνα με αυτήν, η απουσία ακτίνων- γ , προερχόμενων από τον πυρήνα ${}^7\text{Li}$, επεξηγείται με την αναφορά στις αντιδράσεις ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ και ${}^7\text{Li}(d,p){}^8\text{Li}$. Σε ότι αφορά την πρώτη, ο παραγόμενος πυρήνας ${}^8\text{Be}$ γρήγορα διαχωρίζεται σε δύο σωματίδια- α ενώ σε ότι αφορά τη δεύτερη αντίδραση, αυτή παρουσιάζει αρνητικό Q_{value} και το ενεργειακό κατώφλι για τη μετάβαση γ_{1-0} είναι 1.51 MeV . Έτσι η παραγόμενη ακτίνα ενέργειας $E_\gamma = 981\text{ keV}$ δεν είναι ισχυρή. Με βάση λοιπόν όλα τα παραπάνω, παρατηρούμε πως δεν έχει ληφθεί υπόψη η ύπαρξη μιας πολύ κρίσιμης αντίδρασης. Αυτή αφορά την ανελαστική σκέδαση των δευτερίων στο λίθιο [${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$], η συνεισφορά της οποίας κυριαρχεί. Μάλιστα, από τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας για τις διαφορικές ενεργές διατομές των αντίστοιχων αντιδράσεων προέκυψε πως αυτή μπορεί να είναι μέχρι και οκτώ φορές μεγαλύτερη, για τις μεγαλύτερες ενέργειες δέσμης δευτερίων.

Έτσι, μετατρέποντας κατάλληλα τα δεδομένα του *G.A. Sziki* [4], είναι προφανές ότι ακολουθούν τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας.

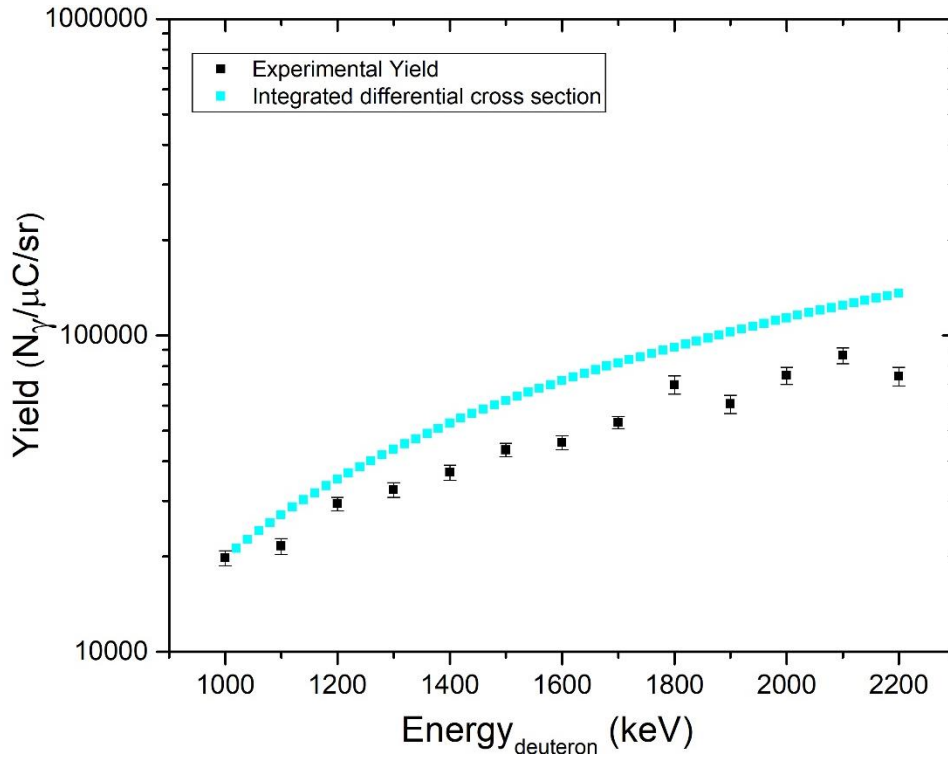
3.9 Έλεγχος αξιοπιστίας διαφορικών ενεργών διατομών

Τα αποτελέσματα των διαφορικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων ${}^6\text{Li}(d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ και ${}^{19}\text{F}(d, p\gamma_{1-0}){}^{20}\text{F}$ που εξήχθησαν στην παρούσα εργασία επαληθεύτηκαν μέσω μιας διαφορετικής, ανεξάρτητης μέτρησης (*benchmarking*). Είναι σημαντικό η πειραματική αυτή διαδικασία να λαμβάνει χώρα υπό διαφορετικές συνθήκες από αυτές της μέτρησης της διαφορικής ενεργού διατομής. Κι αυτό για να αποφευχθεί η επανάληψη των πιθανών συστηματικών σφαλμάτων της εκάστοτε πειραματικής διάταξης. Η μέτρηση αυτή πραγματοποιήθηκε με τη χρήση ενός κρυστάλλου ${}^{\text{nat}}\text{LiF}$ απείρου πάχους (Σχήμα 2.4) και την τοποθέτηση ενός ανιχνευτή *HPGe* σε γωνία 55° ως προς τη διεύθυνση της δέσμης (Σχήμα 2.8). Το εύρος ενεργειών της δέσμης δευτερίων με την οποία ακτινοβολήθηκε ο παχύς στόχος ήταν από 1000 keV έως 2200 keV με βήμα 100 keV .

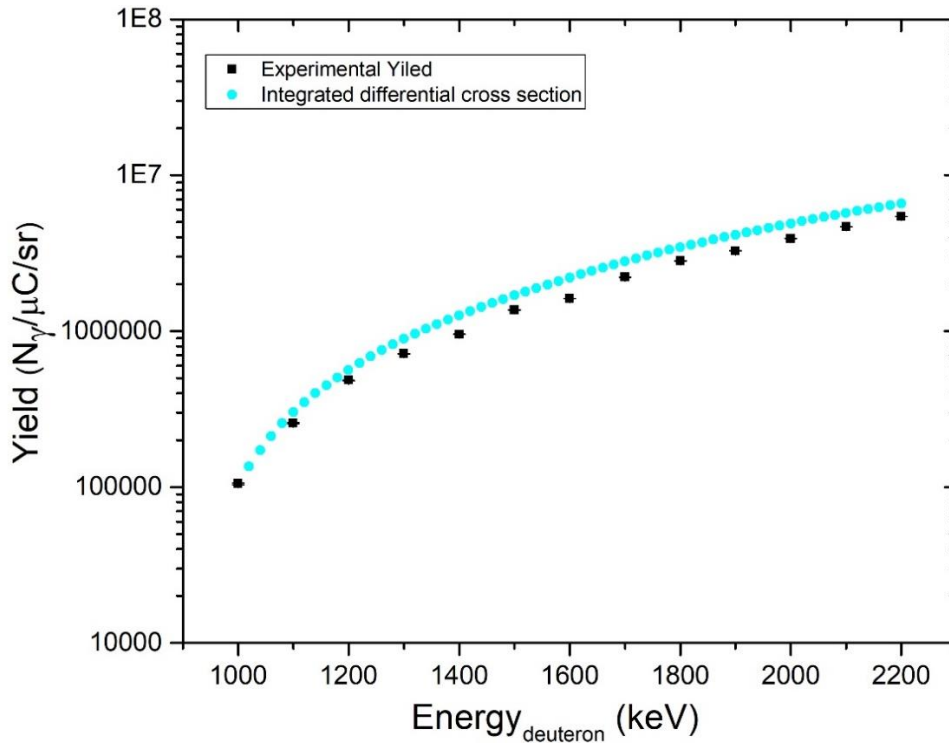
Για να πραγματοποιηθεί η διαδικασία εξακρίβωσης των αποτελεσμάτων των διαφορικών ενεργών διατομών αρχικά γίνεται καταμέτρηση των γεγονότων από τα προκύπτοντα πειραματικά φάσματα, για την ακτίνα- γ ενδιαφέροντος (N_γ). Ο αριθμός αυτός κανονικοποιείται ως προς το φορτίο και τη στερεά γωνία [$Yield(N_\gamma/\mu\text{C}/\text{sr})$] και στη συνέχεια συγκρίνεται με την αντίστοιχη ποσότητα που προκύπτει από την ολοκλήρωση της αντίστοιχης διαφορικής ενεργού διατομής, στη συγκεκριμένη γωνία. Η ολοκλήρωση αυτή πραγματοποιήθηκε με τη χρήση ενός προγράμματος σε γλώσσα $\text{C}++$ [...]. Το πρόγραμμα αυτό θεωρεί στόχο απείρου πάχους, τη σύσταση του οποίου εισάγει ο χρήστης καθώς και την κατάλληλη δέσμη, ενώ στη συνέχεια με τη χρήση της απώλειας

ενέργειας καθώς και της διαφορικής ενεργού διατομής της υπό μελέτη αντίδρασης υπολογίζεται η αναμενόμενη ποσότητα *Yield*.

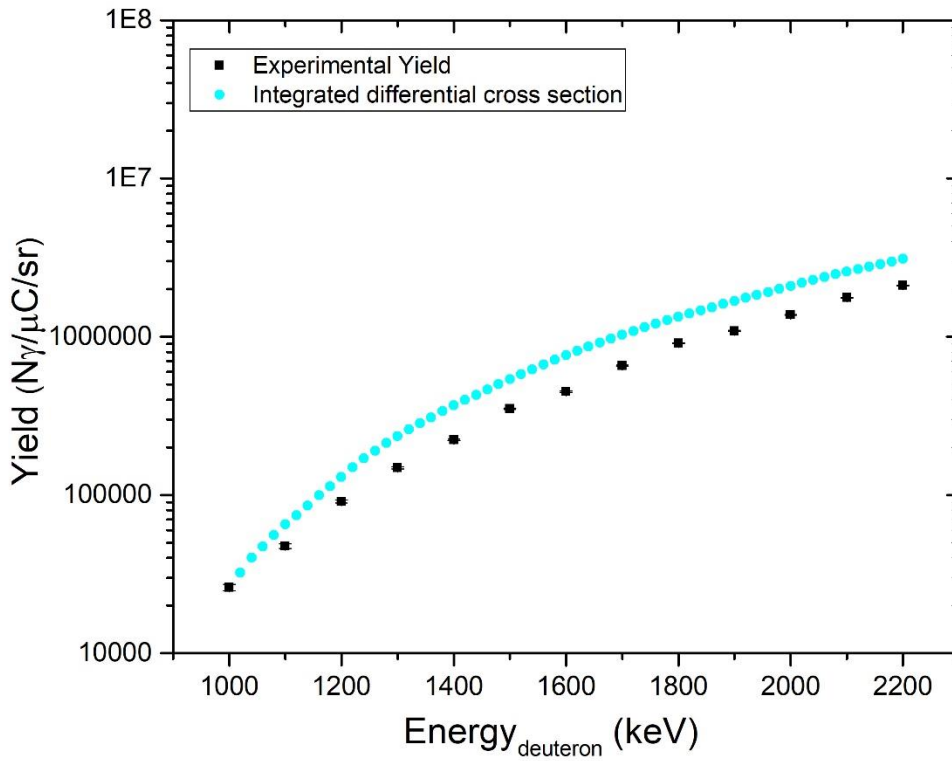
Με βάση όλα τα παραπάνω, προέκυψαν τα αποτελέσματα για τον έλεγχο της αξιοπιστίας των διαφορικών ενεργών διατομών που μετρήθηκαν στην εργασία αυτή και παρουσιάζονται παρακάτω (Σχήματα 3.22, 3.23 & 3.24).



Σχήμα 3.22: Benchmarking για την αντίδραση ${}^6\text{Li} (d, n\gamma_{1-0}) {}^7\text{Be}$.



Σχήμα 3.23: Benchmarking για τις αντιδράσεις ${}^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ και ${}^6\text{Li} (d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$.



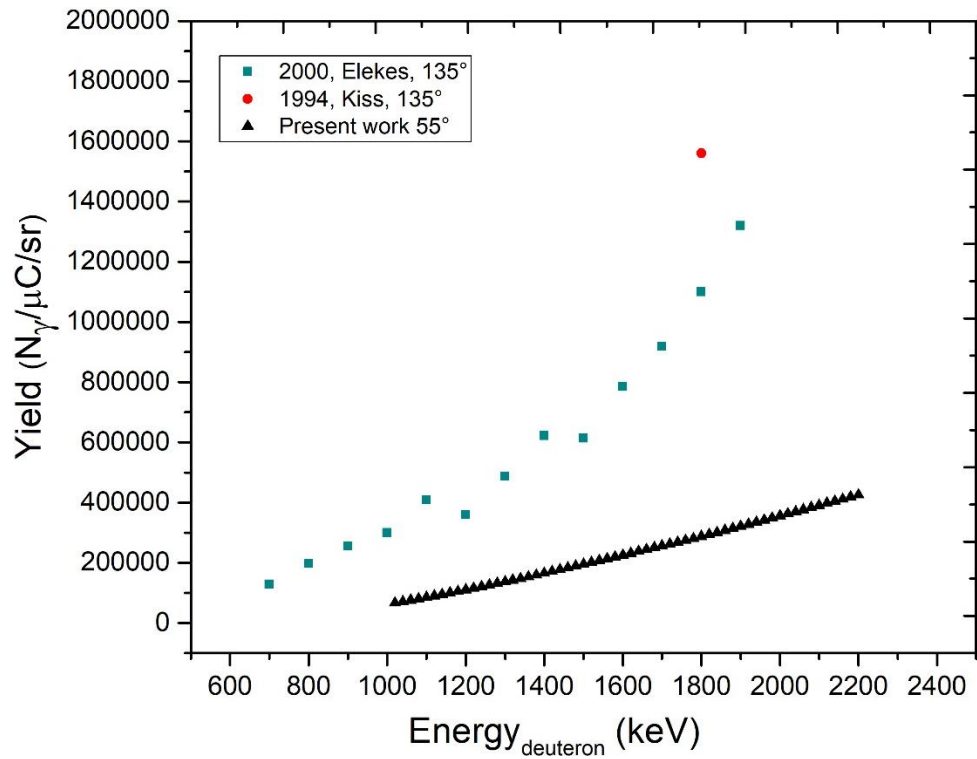
Σχήμα 3.24: Benchmarking για την αντίδραση ${}^{19}\text{F} (d, p\gamma_{1-0}){}^{20}\text{F}$.

Συγκρίνοντας τώρα τα πειραματικά δεδομένα με εκείνα που υπολογίστηκαν από το πρόγραμμα, οι διαφορές που προέκυψαν είναι ~40% για την περίπτωση της ${}^6\text{Li} (d, n\gamma_{1-0}) {}^7\text{Be}$, ~20% για τις αντιδράσεις ${}^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0}) {}^7\text{Li}$ και ${}^6\text{Li} (d, p\gamma_{1-0}) {}^7\text{Li}$ και ~40% για την αντίδραση ${}^{19}\text{F} (d, p\gamma_{1-0}) {}^{20}\text{F}$. Είναι προφανές ότι οι μεγάλες αυτές διαφορές της τάξεως του 40% δεν μπορούν να αποδοθούν στα στατιστικά σφάλματα των μετρήσεων. Καθώς η σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων της εργασίας αυτής με τα δεδομένα της βιβλιογραφίας δείχνει πολύ μικρές διαφορές, οι αποκλίσεις με τα δεδομένα του ελέγχου αξιοπιστίας μπορεί να αποδοθεί μόνο στην ανεπαρκή γνώση της σύνθεσης του παχέως στόχου που χρησιμοποιήθηκε ή στην μέτρηση αυτή καθ' αυτή.

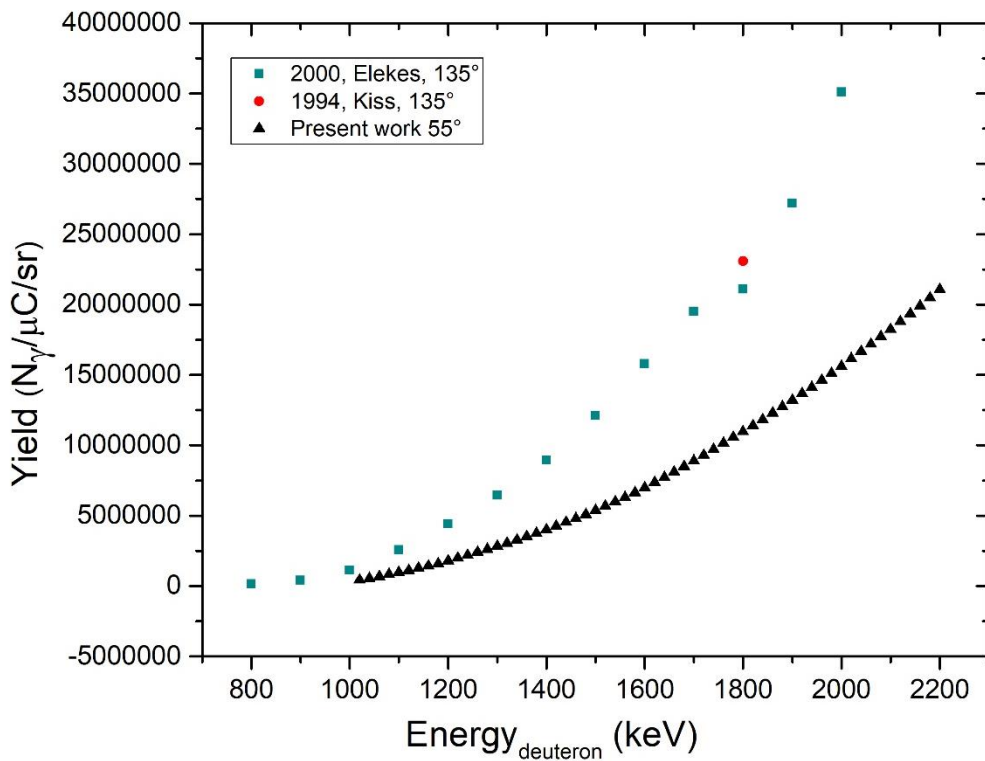
3.10 Σύγκριση αποτελεσμάτων παχέως στόχου με προηγούμενα πειραματικά δεδομένα

Όπως προκύπτει από την βιβλιογραφία, πειραματικά δεδομένα που αφορούν μετρήσεις με παχείς στόχους έχουν πραγματοποιηθεί στο παρελθόν από τις ομάδες των *Z. Elekes et al.* [12] και *A.Z. Kiss et al.* [2]. Τα δεδομένα αυτά αφορούν την γωνία των 135° ενώ τα ενεργειακά εύρη ποικίλουν για τις διαφορετικές αντιδράσεις που μελετήθηκαν.

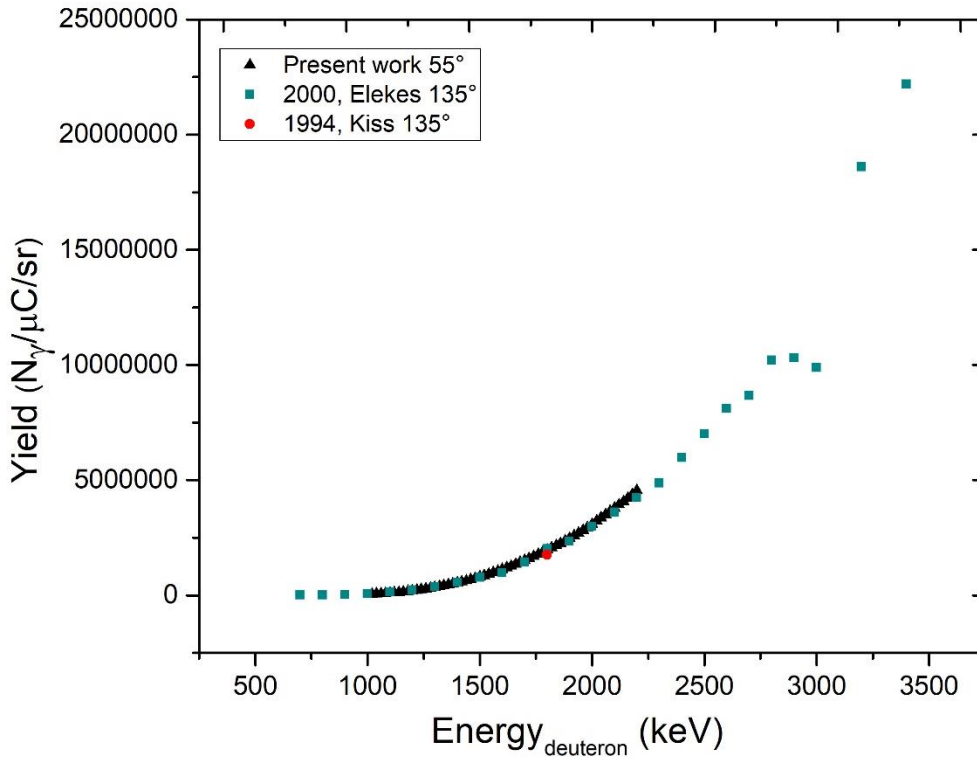
Επειδή είναι αδύνατο οι μετρήσεις που πραγματοποιούνται από διάφορες ομάδες να αφορούν στόχους με την ίδια σύσταση, τηρείται μια σύμβαση ώστε να είναι δυνατή η σύγκριση των αποτελεσμάτων. Αυτή αφορά την μετατροπή της ζητούμενης ποσότητας $Yield (N_\gamma/\mu\text{C}/sr)$ που αφορά τον στόχο που χρησιμοποιήθηκε, σε $Yield (N_\gamma/\mu\text{C}/sr)$ του συγκεκριμένου στοιχείου που μελετάται. Ακολουθώντας τη σύμβαση αυτή, έγινε σύγκριση των μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν στο πλαίσιο της εργασίας αυτής με αντίστοιχα υπάρχοντα δεδομένα, για την κάθε αντίδραση ξεχωριστά (Σχήματα 3.25, 3.26 & 3.27).



Σχήμα 3.25: Σύγκριση αποτελεσμάτων για μετρήσεις με παχύ στόχο, για την αντίδραση ${}^6\text{Li}(d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$



Σχήμα 3.26: Σύγκριση αποτελεσμάτων για μετρήσεις με παχύ στόχο, για τις αντιδράσεις ${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ και ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$



Σχήμα 3.27: Σύγκριση αποτελεσμάτων για μετρήσεις με παχύ στόχο, για την αντίδραση $^{19}\text{F} (d, p\gamma_{1-0})^{20}\text{F}$.

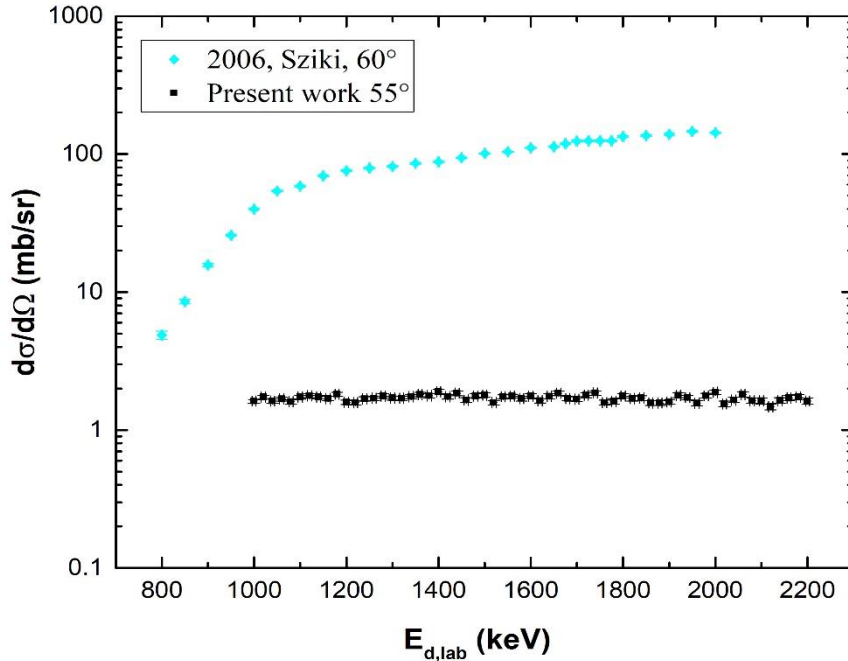
Σύμφωνα με τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τα παραπάνω διαγράμματα, παρατηρούμε ότι υπάρχει πολύ καλή συμφωνία των αποτελεσμάτων που προέκυψαν στην παρούσα εργασία με τα υπάρχοντα δεδομένα από τους *Z. Elekes et al.* [12] και *A.Z. Kiss et al.* [2] για την αντίδραση $^{19}\text{F} (d, p\gamma_{1-0})^{20}\text{F}$, μιας και οι διαφορές δεν ξεπερνούν το 10%. Αντιθέτως, παρατηρήθηκαν αξιοσημειώτες αποκλίσεις σε ότι αφορά τις αντιδράσεις $^6\text{Li} (d, n\gamma_{1-0})^7\text{Be}$, $^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0})^7\text{Li}$ και $^6\text{Li} (d, p\gamma_{1-0})^7\text{Li}$. Συγκεκριμένα, για την περίπτωση της $^6\text{Li} (d, n\gamma_{1-0})^7\text{Be}$ τα αποτελέσματα των μετρήσεων των *Z. Elekes et al.* [12] και *A.Z. Kiss et al.* [2] δίνουν τιμές μεγαλύτερες κατά έναν παράγοντα ~ 3 ενώ στην περίπτωση των $^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0})^7\text{Li}$ και $^6\text{Li} (d, p\gamma_{1-0})^7\text{Li}$ κατά έναν παράγοντα ~ 2 . Όλα τα παραπάνω αποτελέσματα προέκυψαν από την ανάλυση των ίδιων πειραματικών φασμάτων. Συνεπώς οι μεγάλες αποκλίσεις που παρατηρούνται στις αντιδράσεις $^6\text{Li} (d, n\gamma_{1-0})^7\text{Be}$, $^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0})^7\text{Li}$ και $^6\text{Li} (d, p\gamma_{1-0})^7\text{Li}$ (Σχήματα 3.25 & 3.26) δε θα μπορούσαν να αποδοθούν σε κάποιο συστηματικό σφάλμα της μέτρησης. Ακόμη, καθώς η συμφωνία στις συγκρίσεις των διαφορετικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων $^7\text{Li} (d, d\gamma_{1-0})^7\text{Li}$ και $^{19}\text{F} (d, p\gamma_{1-0})^{20}\text{F}$ (Σχήματα 3.20 & 3.21) είναι πολύ καλή, είναι πολύ πιθανό οι διαφορές να οφείλονται στις μετρήσεις παχέων στόχων από τις ομάδες των *Z. Elekes et al.* [12] και *A.Z. Kiss et al.* [2] σε συνδυασμό με την λανθασμένη ερμηνεία που αφορά τη προέλευση της ακτίνας-γ ενέργειας 478 keV που αναφέρθηκε στην ενότητα 3.8.

Κεφάλαιο 4

Συμπεράσματα-Προοπτικές

4.1 Συμπεράσματα

Συνοψίζοντας, στην εργασία αυτή υπολογίστηκαν οι διαφορικές ενεργές διατομές των αντιδράσεων ${}^6\text{Li}(d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$, ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ και ${}^{19}\text{F}(d, p\gamma_{1-0}){}^{20}\text{F}$ με τη χρήση δέσμης δευτερίων για ενέργειες από 1000 keV έως 2200 keV και για τρεις γωνίες ανίχνευσης, 0° , 55° και 90° . Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν στο Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε “Δημόκριτος”, στο εργαστήριο του ηλεκτροστατικού επιταχυντή *Tandem Van der Graaff*, μέγιστης διαφοράς δυναμικού 5.5 MV . Οι μετρήσεις αυτές αποσκοπούν στην μελέτη των ισοτόπων ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ και ${}^{19}\text{F}$, με χρήση της μεθόδου *PIGE*, τα οποία ως ελαφρά στοιχεία διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο στη σύγχρονη έρευνα και τεχνολογία. Τα προκύπτοντα αποτελέσματα της εργασίας αυτής σε ότι αφορά τις διαφορικές ενεργές διατομές των αντιδράσεων ${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ και ${}^{19}\text{F}(d, p\gamma_{1-0}){}^{20}\text{F}$, βρίσκονται σε πολύ καλή συμφωνία με τα ήδη υπάρχοντα δεδομένα μετρήσεων που έχουν διεξαχθεί στο παρελθόν. Αξιοσημείωτη ήταν ακόμη, η αποσαφήνιση σε ότι αφορά τα μέχρι τώρα υπάρχοντα δεδομένα της βιβλιογραφίας, για την προέλευση της κορυφής ακτίνας-γ στα 478 keV . Με αυτό τον τρόπο έγινε σαφές πως τα δεδομένα αυτά στην πραγματικότητα δεν αφορούν την ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ αλλά την αντίδραση ${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ η οποία είχε αγνοηθεί πλήρως. Στο σχήμα 3.28 παρουσιάζονται τα δεδομένα της παρούσας εργασίας για τη διαφορική ενεργό διατομή της αντίδρασης ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ μαζί με τα δεδομένα του G.A. Sziki [4], όπως εμφανίζονται στη βιβλιοθήκη της IBANDL για την αντίστοιχη αντίδραση.



Σχήμα 3.28: Σύγκριση αποτελεσμάτων διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ της παρούσας εργασίας, με τα υπάρχοντα δεδομένα για την αντίστοιχη αντίδραση.

Επιπλέον, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις με παχύ στόχο LiF ώστε να γίνει έλεγχος της αξιοπιστίας των διαφορικών ενεργών διατομών, οι οποίες παρουσίασαν αποκλίσεις της τάξεως του 40%. Οι αποκλίσεις αυτές αποδόθηκαν κατά κύριο λόγο στην ανεπαρκή γνώση της σύνθεσης του παχέως στόχου. Τέλος, έγινε σύγκριση των αποτελεσμάτων παχέως στόχου με προηγούμενα πειραματικά δεδομένα. Έτσι, παρατηρήθηκε να υπάρχει πολύ καλή συμφωνία των αποτελεσμάτων που προέκυψαν στην παρούσα εργασία με τα ήδη υπάρχοντα δεδομένα [12],[2] για την αντίδραση ${}^{19}\text{F}(d, p\gamma_{1-0}){}^{20}\text{F}$, με διαφορές μικρότερες του 10%. Από την άλλη μεριά, παρατηρήθηκαν σημαντικές αποκλίσεις σε ότι αφορά τις αντιδράσεις ${}^6\text{Li}(d, n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(d, d\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ και ${}^6\text{Li}(d, p\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$, με διαφορές μεγαλύτερες κατά παράγοντες ~ 3 και ~ 2 , αντίστοιχα.

4.2 Προοπτικές

Για τον έλεγχο της αξιοπιστίας των διαφορικών ενεργών διατομών που προέκυψαν στην παρούσα εργασία, κρίνεται απαραίτητη η επανάληψη της μέτρησης με παχύ στόχο και αν αυτό είναι δυνατό, με τη χρήση μη κρυσταλλικού υλικού ή πρότυπου στόχου.

Βιβλιογραφία

- [1] www-nds.iaea.org/exfor/ibandl.htm
- [2] A.Z. Kiss, I. Biron, T. Calligaro, J. Salomon. (1994). Thick target yields of deuteron induced gamma-ray emission from light elements. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 85: 118-122.
- [3] Chiari Massimo. (October 2013). Fundamentals of the Particle Induced Gamma-ray Emission (PIGE) technique, experimental procedures and examples of PIGE analysis. *Joint ICTP-IAEA Workshop on Nuclear Data for Analytical Applications*.
- [4] Gamma ray production cross-sections of deuteron induced nuclear reactions for light element analysis. (2006). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 251: 343-351.
- [5] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, O. Stuch, and H. Wolters. (2000). TV analysis code, University of Cologne.
- [6] Knoll, Glenn F. (2010). Chapter 12, Germanium Gamma-Ray Detectors. Στο G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (σ. 830). John Wiley & Sons, Inc.
- [7] Krane, Kenneth S. (1987). 11 NUCLEAR REACTIONS. Στο K. S. Krane, *INTRODUCTORY NUCLEAR PHYSICS* (σ. 831).
- [8] M.Diakaki and N.Ntavis. (n.d.). *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*.
- [9] Mayer, M. (1999). SIMNRA, a simulation program for the analysis of NRA, RBS and ERDA. *AIP Conference Proceedings*.
- [10] Michael Nastasi, James W. Mayer, Yongqiang Wang. (2014). SECTION I. Στο J. W. Michael Nastasi, *Ion beam analysis: Fundamentals and Applications*.
- [11] Nicholas Tsoulfanidis, Sheldon Landsberger. (2015). Chapter 7, Semiconductor Detectors. Στο *Measurement and Detection of Radiation* (σ. 561). CRC Press.
- [12] Z. Elekes, A. K. (2000). Thick target c-ray yields for light elements measured in the deuteron energy interval of 0.7 ± 3.4 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 168: 305-320.
- [13] Α., Σταματόπουλος. (2014). Έλεγχος Αξιοπιστίας Διαφορικών Ενεργών Διατομών Ελαστικής Σκέδασης Πρωτονίων σε στόχο Φυσικού Βορίου. Δ.Π.Μ.Σ. Φυσική & Τεχνολογικές Εφαρμογές, ΣΕΜΦΕ.
- [14] Αναστασία, Ζιαγκοβά. (2019). Μέτρηση διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma){}^7\text{Li}$ για εφαρμογές. ΕΜΠ.

[15] Κ., Πρεκετές Σιγάλας. (2015). Μελέτη των αντιδράσεων $^{10}\text{B}(\text{p},\alpha\gamma)^7\text{Be}$ και $^{10}\text{B}(\text{p},\text{p}'\gamma)^{10}\text{B}$ για εφαρμογές στην τεχνική ΡΙΓΕ. Δ.Π.Μ.Σ. Φυσική & Τεχνολογικές Εφαρμογές, ΣΕΜΦΕ.