



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ**

Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών  
και Φυσικών Επιστημών – Τομέας Φυσικής

**Μέτρηση διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης  ${}^7\text{Li} (p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$  για εφαρμογές**

Διπλωματική εργασία

Ζιαγκοβά Αναστασία

Υπεύθυνος Καθηγητής: Κόκκορης Μιχαήλ

Υπεύθυνος Ερευνητής: Λαγογιάννης Αναστάσιος

**ΑΘΗΝΑ, 2019**





ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών  
και Φυσικών Επιστημών – Τομέας Φυσικής

Μέτρηση διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης  ${}^7\text{Li} (p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$  για εφαρμογές

Διπλωματική εργασία

Ζιαγκοβά Αναστασία

Τριμελής Επιτροπή:

Αξιότιμος Μιχαήλ

Ερευνητής Γ'

Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος»

Λαγογιάννης Αναστάσιος

Ερευνητής Β'

Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος»

Κόκκορης Μιχαήλ

Καθηγητής

Ε.Μ.Π.

---

Υπογραφή

---

Υπογραφή

---

Υπογραφή

ΑΘΗΝΑ, 2019



*Στην μνήμη της γλυκιάς Δημητράς*



## Ευχαριστίες

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον καθηγητή του Ε.Μ.Π. Δρ. Κόκκορη Μιχάλη για όλες τις γνώσεις που μου προσέφερε αλλά και την εμπιστοσύνη που μου έδειξε καθ' όλη τη διάρκεια της συνεργασίας μας τόσο στα πλαίσια της παρούσας διπλωματικής εργασίας όσο και πριν από αυτή.

Οφείλω ένα τεράστιο ευχαριστώ στους ερευνητές του Ι.Π.Σ.Φ. του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» Δρ. Λαγογιάννη Αναστάσιο και Δρ. Αξιώτη Μιχάλη, οι οποίοι μοιράστηκαν μαζί μου τις γνώσεις τους και με βοήθησαν σε οτιδήποτε χρειαζόμουν για την εκπόνηση της παρούσας εργασίας. Επίσης, τους ευχαριστώ για την φιλική συνεργασία που είχαμε και τη στήριξη που μου παρείχαν σε προσωπικό επίπεδο, ενώ τους χρωστάω μια συγγνώμη για όλες τις φορές που γινόμουν φορτική.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω την Ομότιμη καθηγήτρια του Ε.Μ.Π. Ζάννη – Βλαστού Ρόζα για τις συμβουλές της και την ευχάριστη παρουσία της. Επιπλέον, ευχαριστώ πραγματικά όλα τα μέλη της ομάδας της πυρηνικής φυσικής του Πολυτεχνείου για τη βοήθεια, τη στήριξη και την αλληλεγγυή που έδειξαν. Όλοι τους έπαιξαν καθοριστικό ρόλο σε πολλά κομμάτια της παρούσας εργασίας.

Ένα ακόμη ευχαριστώ προς όλα τα μέλη της ομάδας του Ι.Π.Σ.Φ. του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» για τη βοήθεια που μου προσέφεραν κατά τη διάρκεια της διεξαγωγής του πειράματος και όχι μόνο.

Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου για οτιδήποτε θετικό αλλά και αρνητικό μου έχουν προσφέρει τόσα χρόνια καθώς και για την αμέριστη στήριξή τους. Τέλος, ευχαριστώ την αδερφή μου, Ηλιάνα, που ήταν πάντα δίπλα μου με το δικό της εκνευριστικό τρόπο αλλά και όλους τους φίλους μου που με ανέχονται και με βοηθούν σε ό, τι και αν χρειαστώ.





## Περίληψη

Η παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκε στα πλαίσια εκπόνησης της διπλωματικής εργασίας της προπτυχιακής φοιτήτριας της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου, Ζιαγκοβά Αναστασίας. Σκοπός της εργασίας είναι η μέτρηση της διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$  στο ενεργειακό εύρος 1010 – 4000 keV, σε γωνίες 0°, 55°, 90° και 165°. Η διεξαγωγή των μετρήσεων έλαβε χώρα στον επιταχυντή Tandem του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος». Η συγκεκριμένη αντίδραση έχει μελετηθεί και στο παρελθόν από άλλες ερευνητικές ομάδες, τα αποτελέσματα των οποίων αφορούν λιγότερες γωνίες αντίδρασης και μικρότερο εύρος ενεργειών. Επιπλέον, παρουσιάζουν σημαντικές αποκλίσεις μεταξύ τους. Ο ακριβής υπολογισμός της διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης αυτής είναι σημαντικός καθώς το λίθιο αποτελεί ένα από τα πιο ελαφριά στοιχεία της φύσης και η μελέτη του μέσω της τεχνικής PIGE, βρίσκει ευρεία εφαρμογή σε πολλούς επιστημονικούς κλάδους.



## Abstract

This work was done in preparation of the thesis of the undergraduate student of the School of Applied Mathematical and Physical Sciences, N.T.U.A., Ziagkova Anastasia. The main purpose of this work is the differential cross section measurement of the  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$  reaction, in the energy range of 1010 – 4000 keV and at angles of  $0^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $165^\circ$ . The experiment was performed at the Tandem accelerator laboratory of the Institute of Nuclear and Particle Physics of N.C.S.R. “Demokritos”. This reaction has also been studied in the past by other research groups, for fewer detection angles and a smaller range of beam energies. In addition, there are significant discrepancies between them. The accurate calculation of the differential cross section of the specific reaction is important, as lithium is one of the lightest elements in nature and its study through the PIGE technique is widely applied in many disciplines.



## Περιεχόμενα

### Εισαγωγή

#### Κεφάλαιο 1: Θεωρητικό μέρος

1.1	Πυρηνικές Αντιδράσεις.....	2
1.2	Κατηγοριοποίηση Πυρηνικών Αντιδράσεων.....	2
1.2.1	Είδη αντιδράσεων με βάση τα προϊόντα της αντίδρασης.....	2
1.2.2	Μηχανισμοί πραγματοποίησης πυρηνικών αντιδράσεων.....	3
1.2.3	Ενδόθερμες και εξώθερμες αντιδράσεις.....	5
1.3	Ενεργός Διατομή.....	6
1.3.1	Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού.....	6
1.3.2	Διαφορική ενεργός διατομή σε συντονισμό.....	7
1.4	Αλληλεπίδραση ακτίνων-γ με την ύλη.....	8
1.4.1	Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο.....	8
1.4.2	Σκέδαση Compton.....	9
1.4.3	Δίδυμη γένεση.....	10
1.4.4	Μηχανισμοί αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας-γ με την ύλη.....	11

#### Κεφάλαιο 2: Πυρηνικές μέθοδοι ανάλυσης υλικών

Εισαγωγή.....	13
2.1 Τεχνικές μέθοδοι ανάλυσης με δέσμη φορτισμένων σωματιδίων (Ion Beam Analysis–IBA).13	
2.1.1 Φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford (Rutherford backscattering Spectroscopy – RBS).....	14
2.1.2 Φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (Elastic Backscattering (non – Rutherford) Spectroscopy - EBS) .....	15
2.1.3 Φασματοσκοπία ελαστικής ανάκρουσης (Elastic Recoil Detection Analysis – ERDA).....	15
2.1.4 Ανάλυση μέσω πυρηνικών αντιδράσεων (Nuclear Reaction Analysis – NRA)..16	
2.1.5 Φασματοσκοπία Ακτίνων -X (Particle Induced X- ray emission - PIXE).....	17
2.1.6 Φασματοσκοπία Ακτίνων -γ (Particle Induced γ- ray emission – PIGE).....	17
2.2 Ανίχνευση του Λιθίου.....	19

#### Κεφάλαιο 3: Πειραματική διάταξη

3.1 Ο επιταχυντής.....	21
3.2 Ανιχνευτικά συστήματα.....	22
3.2.1 Αγωγοί – Ημιαγωγοί – Μονωτές.....	22
3.2.2 Κρύσταλλος ημιαγωγού γερμανίου.....	24
3.3 Κατασκευή στόχο.....	25
3.4 Διάταξη.....	27
3.4.1 Ο Στόχος.....	27
3.4.2 Οι ανιχνευτές.....	28
3.4.3 Κλωβός Faraday – Μέτρηση Φορτίου.....	29
3.5 Ηλεκτρονική διάταξη.....	31

#### Κεφάλαιο 4: Ανάλυση πειραματικών δεδομένων

4.1 Θεωρητικά στοιχεία για το ${}^7\text{Li}$ .....	32
4.2 Βαθμονόμηση του επιταχυντή.....	33
4.3 Υπολογισμός του πάχους του στόχου.....	35
4.4 Βαθμονόμηση φασμάτων.....	38
4.5 Απόδοση ανιχνευτών.....	38
4.6 Μέτρηση του φορτίου.....	42
4.7 Εμβαδομέτρηση και φάσματα.....	43
4.7.1 Φαινόμενο Doppler.....	45
4.8 Συνάρτηση Διέγερσης.....	47
4.9 Διαφορική ενεργός διατομή.....	51
4.10 Σύγκριση αποτελεσμάτων.....	55

#### Κεφάλαιο 5: Συμπεράσματα και προοπτικές

5.1 Συμπεράσματα.....	59
5.2 Προοπτικές.....	59

Βιβλιογραφία.....	60
-------------------	----







## Εισαγωγή

Το φυσικό λίθιο βρίσκεται σε ισοτοπική αναλογία  ${}^7\text{Li}$  (92.5%) και  ${}^6\text{Li}$  (7.5%). Ως στοιχείο, βρίσκει ευρεία εφαρμογή σε ποικίλες τεχνολογικές εφαρμογές. Κάποιες από αυτές αφορούν τη βιομηχανία (κατασκευή μπαταριών λιθίου, κεραμικών και γυαλικών, λιπαντικών κ.α.), την οπτική και διάφορες πυρηνικές και ιατρικές εφαρμογές. Για πολλές από αυτές τις εφαρμογές είναι απαραίτητη η ανίχνευση και ποσοτικοποίησή του. Μία από τις ιδανικότερες μεθόδους για την πραγματοποίηση των παραπάνω, όσον αφορά το  ${}^7\text{Li}$ , είναι η πυρηνική μέθοδος ανάλυσης PIGE μέσω της αντίδρασης  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ . Τα δεδομένα της διαφορικής ενεργού διατομής που μπορεί να βρει και να χρησιμοποιήσει κανείς από τις αντίστοιχες βιβλιοθήκες για την συγκεκριμένη αντίδραση είναι λίγα, αφορούν περιορισμένες γωνίες και ενέργειες ενώ παράλληλα παρουσιάζουν μεγάλες αποκλίσεις μεταξύ τους.

Στα πλαίσια της συγκεκριμένης εργασίας, με σκοπό την αποσαφήνιση των διαφορών που παρουσιάζονται στα προηγούμενα δεδομένα αλλά και τον εμπλουτισμό των δεδομένων που υπάρχουν ήδη στη βιβλιογραφία για την αντίδραση  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ , μετρήθηκε η διαφορική ενεργός διατομή της για ενέργειες πρωτονίων 1010–4000 keV σε γωνίες  $0^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $90^\circ$  και  $165^\circ$ , με χρήση στόχου LiF πάχους  $76.4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Η καταγραφή των ακτίνων-γ έγινε με χρήση τεσσάρων ανιχνευτών HPGe σχετικής απόδοσης 18% - 50%.

Μετά το πέρας των υπολογισμών της διαφορικής ενεργού διατομής έγινε σύγκριση των αποτελεσμάτων με τα ήδη υπάρχοντα. Επιπλέον, έγιναν μέτρησεις παχέος στόχου LiF με σκοπό την αξιολόγηση των αποτελεσμάτων (benchmarking). Λόγω τεχνικών προβλημάτων, τα αποτελέσματα των μετρήσεων αυτών δεν είναι ακόμα διαθέσιμα στα πλαίσια της παρούσας εργασίας.

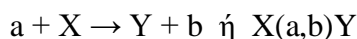


# Κεφάλαιο 1:

## Θεωρητικό μέρος

### 1.1 Πυρηνικές Αντιδράσεις

Ως πυρηνική αντίδραση χαρακτηρίζουμε την αλληλεπίδραση μεταξύ ενός προσπίπτοντος πυρήνα – σωματιδίου και ενός πυρήνα – στόχου. Συνήθως, στα πειράματα του κλάδου της πυρηνικής φυσικής τα προσπίπτοντα σωματίδια προκύπτουν με τη βοήθεια ενός πυρηνικού αντιδραστήρα ή ενός επιταχυντή. Το αποτέλεσμα το οποίο μπορεί να επιφέρει μια τέτοιου είδους αλληλεπίδραση, είναι η σκέδαση του σωματιδίου – βλήματος ή η διέγερση του πυρήνα – στόχου είτε η μετατροπή του πυρήνα στόχου σε κάποιο άλλο είδος πυρήνα (μεταστοιχείωση). Συμβολικά, μια πυρηνική αντίδραση έχει την παρακάτω μορφή:



όπου,  $a$  είναι ο πυρήνας – βλήμα,  $X$  ο πυρήνας – στόχος,  $Y$  ο πυρήνας που τελικά έχουμε στη θέση του  $X$  μετά την αλληλεπίδραση και  $b$  το σωματίδιο το οποίο εκπέμφθηκε.

### 1.2 Κατηγοριοποίηση πυρηνικών αντιδράσεων

Η κατηγοριοποίηση των πυρηνικών αντιδράσεων μπορεί να γίνει με πολλούς τρόπους ανάλογα με το ερευνητικό πεδίο ενδιαφέροντος και τις πληροφορίες που απαιτείται να γνωρίζουμε για την εκάστοτε αντίδραση. Τρεις από τις βασικότερες κατηγορίες που μπορούμε να έχουμε είναι οι εξής:

- i. Το είδος της αντίδρασης με βάση τα προϊόντα που προκύπτουν
- ii. Ο μηχανισμός μέσω του οποίου πραγματοποιείται η αντίδραση
- iii. Ο χαρακτηρισμός της αντίδρασης ως ενδόθερμης ή εξώθερμης

Παρακάτω, παρουσιάζονται αναλυτικά τα χαρακτηριστικά των κατηγοριών αυτών.

#### 1.2.1 Είδη αντιδράσεων με βάση τα προϊόντα της αντίδρασης

Η κατηγοριοποίηση εδώ γίνεται με βάση το είδος των προϊόντων που προκύπτουν κατά την εκάστοτε αντίδραση. Μπορούμε να διακρίνουμε δύο περιπτώσεις:

- 1<sup>η</sup> περίπτωση: Τα προϊόντα της αντίδρασης ταυτίζονται με τα αντιδρώντα.

Σε αυτή την περίπτωση ανήκουν οι αντιδράσεις σκεδάσεως (scattering reactions). Το βλήμα μπορεί να εκτραπεί ή να σκεδαστεί από τον πυρήνα του στόχου. Η σκέδαση αυτή μπορεί να είναι είτε ελαστική, είτε ανελαστική.

- a. Κατά την ελαστική σκέδαση διατηρείται η κινητική ενέργεια του συστήματος βλήματος – στόχου. Η μόνη διαφορά που υπάρχει σε σχέση με την κατάσταση πριν την πραγματοποίηση της αντίδρασης, είναι η αλλαγή της κινητικής ενέργειας και της διεύθυνσης κίνησης του βλήματος. Η γενική της μορφή είναι:  $X(a,a)X$ .
  - b. Κατά τη ανελαστική σκέδαση, η κινητική ενέργεια του συστήματος δεν διατηρείται. Τα προϊόντα είναι ίδια με τα αντιδρώντα αλλά ο πυρήνας του στόχου ή του βλήματος βρίσκεται σε διεγερμένη ενεργειακή κατάσταση και όχι στη βασική του. Η ολική κινητική ενέργεια του συστήματος βλήματος – στόχου είναι μειωμένη σε σχέση με την αρχική κατά μια τιμή ίση με την ενέργεια διέγερσης του τελικού πυρήνα. Η γενική μορφή της αντίδρασης είναι:  $X(a,a)X^*$ , όπου ο αστερίσκος (\*) δηλώνει πως ο πυρήνας δεν βρίσκεται στη βασική του κατάσταση.
- 2<sup>η</sup> περίπτωση: Τα προϊόντα της αντίδρασης διαφέρουν από τα αντιδρώντα.

Υπάρχουν διάφορα είδη ανταγωνιστικών αλληλεπιδράσεων τα οποία μπορούν να ενσωματωθούν σε αυτήν την περίπτωση. Οι πιο διαδεδομένες είναι:

- a. Αντίδραση απογύμνωσης (stripping reaction): Καθώς το βλήμα περνά από το πεδίο του πυρήνα του στόχου, υπάρχει πιθανότητα να αλληλεπιδράσει μόνο ένα μέρος των νουκλεονίων του με τα νουκλεόνια του στόχου. Ως αποτέλεσμα, ο αριθμός των νουκλεονίων του βλήματος μειώνεται ενώ του πυρήνα του στόχου αυξάνεται.
- b. Αντίδραση υφαρπαγής (pick up reaction): Ενώ η διαδικασία αλληλεπίδρασης είναι όμοια με την προαναφερθήσα, το αποτέλεσμα διαφέρει κατά πολύ. Το βλήμα εδώ συλλαμβάνει και απομακρύνει από τον πυρήνα του στόχου κάποιον αριθμό νουκλεονίων, αφήνοντάς τον με λιγότερα νουκλεόνια σε σχέση με την αρχική κατάσταση.
- c. Αντίδραση σύλληψης (capture reaction): Ο πυρήνας του στόχου συλλαμβάνει όλα τα νουκλεόνια του βλήματος. Έτσι, προκύπτει ένας νέος πυρήνας σε διεγερμένη ενεργειακά στάθμη, ο οποίος στη συνέχεια αποδιεγείρεται εκπέμποντας ακτίνες  $\gamma$ . Ο τελικός πυρήνας που απομένει έχει συνολικό αριθμό νουκλεονίων ίσο με το άθροισμα των νουκλεονίων του αρχικού πυρήνα του στόχου συν αυτού του βλήματος.

## 1.2.2 Μηχανισμοί πραγματοποίησης πυρηνικών αντιδράσεων

Οι πυρηνικές αντιδράσεις με βάση τη συγκεκριμένη κατηγοριοποίηση χωρίζονται σε[1]:

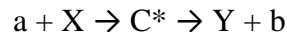
- Άμεσες αντιδράσεις (direct reactions)

Η πραγματοποίηση των άμεσων αντιδράσεων αφορά την αλληλεπίδραση του βλήματος με μέρος από τα επιφανειακά νουκλεόνια του πυρήνα του στόχου, χωρίς να υπάρξει η δημιουργία κάποιου σύνθετου πυρήνα. Η διαδικασία αυτή ολοκληρώνεται σε μικρούς χρόνους, της τάξης των  $10^{-22}$ sec, ενώ αποτελεί τον κύριο μηχανισμό αλληλεπίδρασης για ενέργειες βλήματος μεγαλύτερες των 10 MeV.

- Αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα (compound nucleus reactions)

Οι αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα λαμβάνουν χώρα όταν το βλήμα καταφέρει μετά από την αλληλεπίδρασή του τα με νουκλεόνια του πυρήνα του στόχου, να ενσωματωθεί σε αυτόν. Στη συνέχεια, μετά από αλληπαλλήλες συγκρούσεις μεταξύ των νουκλεονίων, ο διεγερμένος πλέον πυρήνας θα αποδιεγερθεί εκπέμποντας κάποιο σωματίδιο ή ακτίνα  $\gamma$ .

Η παραπάνω διαδικασία μπορεί να περιγραφεί σχηματικά ως εξής:



όπου στη θέση του  $Y$  μπορεί να έχουμε τον σύνθετο πυρήνα στη βασική του κατάσταση ή οποιονδήποτε άλλο πυρήνα δύναται να σχηματιστεί με βάση το είδος των αντιδρώντων ( $a, X$ ), ενώ στη θέση  $b$  μπορεί να υπάρχει κάποια ακτίνα- $\gamma$  ή οποιοδήποτε σωματίδιο επιτρέπεται να εκπεμφθεί σύμφωνα με τη φύση του πυρήνα  $Y$ .

Όπως φαίνεται παραπάνω, το συγκεκριμένο είδος αλληλεπίδρασης πραγματοποιείται σε δύο στάδια. Το πρώτο είναι αυτό της σύλληψης του βλήματος από τον πυρήνα του στόχου, ενώ το δεύτερο αυτό της αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα με οποιαδήποτε επιτρεπτή διαδικασία. Η όλη διαδικασία απαιτεί μεγαλύτερους χρόνους για την ολοκλήρωσή της σε σχέση με τη διαδικασία της άμεσης αντίδρασης. Εδώ, ο χρόνος ολοκλήρωσης είναι της τάξης των  $10^{-19}$ sec, η αύξηση του οποίου οφείλεται τόσο στον απαιτούμενο χρόνο σύλληψης του βλήματος από τον πυρήνα του στόχου όσο και στο χρόνο που απαιτείται για την αποκατάσταση της ισορροπίας και της αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα. Τα νουκλεόνια του σύνθετου πυρήνα έχουν πλέον ανακαταταχθεί δραστικά με αποτέλεσμα να χάνουν κάθε 'μνήμη' σχετικά με την προέλευσή τους. Ο μηχανισμός αυτός κυριαρχεί για ενέργειες βλήματος μικρότερες των 10 MeV.

- Αντιδράσεις ‘προ – ισορροπίας’ (pre – equilibrium reactions)

Οι αντιδράσεις του συγκεκριμένου είδους αντιστοιχούν σε συμπεριφορές του βλήματος και του πυρήνα του στόχου οι οποίες συνδυάζουν και τους δύο προαναφερθέντες μηχανισμούς αντίδρασης. Αποτελεί μια διαδικασία που παρουσιάζει κοινά χαρακτηριστικά τόσο με τον μηχανισμό άμεσης αντίδρασης όσο και με αυτόν του σύνθετου πυρήνα. Πραγματοποιείται σε χρόνους που αντιστοιχούν στο εύρος μεταξύ των χρόνων πραγματοποίησης των δυο άλλων μηχανισμών και είναι περισσότερο εμφανής για ενέργειες βλήματος μεταξύ 10 και 200 MeV.

Φυσικά, κατά την αλληλεπίδραση μιας δέσμης σωματιδίων με τους πυρήνες ενός στόχου, είναι πιθανό να λάβει χώρα οποιοσδήποτε από τους παραπάνω μηχανισμούς. Για να μπορούμε να προσδιορίσουμε αυτόν που υπερισχύει ανά περίπτωση, θα πρέπει να μελετήσουμε την αντίδραση που μας ενδιαφέρει και να διερευνήσουμε τα χαρακτηριστικά της όπως, για παράδειγμα, την ενέργεια της δέσμης που χρησιμοποιείται, τυχόν γωνιακή κατανομή που μπορεί να εμφανίζει, ιδιαιτερότητες των πυρήνων που μελετούμε, κ.λ.π.

### 1.2.3 Ενδόθερμες και εξώθερμες αντιδράσεις

Σε μια πυρηνική αντίδραση, η συνολική ενέργεια και η ορμή του συστήματος είναι ποσότητες οι οποίες διατηρούνται σταθερές. Στην συνολική ενέργεια ενυπάρχουν η κινητική ενέργεια, η μάζα και η ενέργεια διέγερσης ενός πυρήνα. Η μάζα είναι μια από τις ποσότητες που δεν διατηρείται σε μια πυρηνική αντίδραση όταν τα προϊόντα αυτής διαφέρουν από τα αντιδρώντα της. Αυτό συμβαίνει, λόγω, της διαφορετικής ενέργειας σύνδεσης των διαφορετικών πυρήνων που συμμετέχουν στην αντίδραση. Για να ποσοτικοποιήσουμε αυτή τη διαφορά ορίζουμε την τιμή Q-value μιας αντίδρασης,  $a + X \rightarrow Y + b$ , σύμφωνα με τη σχέση:

$$Q = (m_{αρχ} - m_{τελ})c^2 \quad (1.1)$$

όπου  $m_{αρχ}$  είναι η συνολική μάζα των αντιδρώντων και  $m_{τελ}$  η συνολική μάζα των προϊόντων. Ουσιαστικά, η τιμή Q-value, αντιπροσωπεύει συνολικά, την κινητική ενέργεια και την ενέργεια διέγερσης που θα έχουν τα προϊόντα όταν η κινητική ενέργεια των αντιδρώντων είναι μηδενική. Η τιμή της μπορεί να είναι θετική ή αρνητική ή ακόμη και μηδενική.

Με τη βοήθεια της τιμής Q-value την οποία ορίσαμε μπορούμε να διαχωρίσουμε τις πυρηνικές αντιδράσεις σε ενδόθερμες και εξώθερμες

- *Εξώθερμες:* Σε μια εξώθερμη αντίδραση έχουμε έκλυση ενέργειας. Μια τέτοιου είδους αντίδραση πραγματοποιείται 'αυθόρμητα'. Δηλαδή, θεωρητικά μπορεί να συμβεί ακόμη και με μηδενική κινητική ενέργεια του βλήματος ή του πυρήνα του στόχου, καθώς τα προϊόντα βρίσκονται σε χαμηλότερο ενεργειακό επίπεδο από τα αντιδρώντα. Στην πραγματικότητα, όμως, είναι απαραίτητη κάποια αρχική κινητική ενέργεια (συνήθως του βλήματος) λόγω των περιορισμών που επιφέρει το φράγμα δυναμικού Coulomb. Μια εξώθερμη αντίδραση έχει θετική τιμή Q-value,  $Q > 0$ .
- *Ενδόθερμες:* Σε μία ενδόθερμη αντίδραση έχουμε απορρόφηση ενέργειας. Εδώ, είναι αναγκαίο να προσδώσουμε στο σύστημα επιπλέον ενέργεια, συνήθως ως κινητική ενέργεια του βλήματος, ώστε να καταφέρει το σύστημα των αντιδρώντων να φτάσει σε υψηλότερο ενεργειακό επίπεδο από τα προϊόντα. Η τιμή αυτής της ενέργειας παρουσιάζει ένα κατώτερο όριο ( $E_{th}$ ), το οποίο δίνεται από τη σχέση:

$$E_{th} = -Q \left( \frac{m_Y + m_b}{m_Y + m_b - m_a} \right) \quad (1.2)$$

Προφανώς, η τιμή της Q-value είναι αρνητική,  $Q < 0$ .

- Τέλος, μπορούμε να διακρίνουμε μία ακόμη περίπτωση κατά την οποία η τιμή της Q-value είναι μηδενική,  $Q = 0$ . Για να συμβεί αυτό θα πρέπει τα προϊόντα της αντίδρασης να είναι ίδια με τα αντιδρώντα. Βρισκόμαστε, δηλαδή, στην περίπτωση της ελαστικής σκέδασης.

### 1.3 Ενεργός διατομή

Στην πυρηνική φυσική, παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον ο προσδιορισμός της πιθανότητας να λάβει χώρα μια συγκεκριμένη πυρηνική αντίδραση κατά τον βομβαρδισμό ενός στόχου από μια δέσμη σωματιδίων. Το μέσο που έχουμε για να υπολογίσουμε την πιθανότητα αυτή είναι η ενεργός διατομή της αντίδρασης. Πιο συγκεκριμένα, η ενεργός διατομή σχετίζεται με τον ρυθμό που η δέσμη 'χάνει' σωματίδια από αυτή κατά την αλληλεπίδρασή της με πυρήνες συγκεκριμένου στόχου.

Έστω  $a + X \rightarrow Y + b$ , είναι η αντίδραση για την οποία θέλουμε να υπολογίσουμε την ενεργό διατομή. Αν,  $I_a$  είναι η ροή των σωματιδίων  $a$  που πέφτουν στο στόχο, στη μονάδα του χρόνου,  $N_t$  είναι η επιφανειακή πυκνότητα των πυρήνων του στόχου  $X$ , και  $R_b$  ο ρυθμός των σωματιδίων  $b$  που προκύπτουν μετά την αλληλεπίδραση, τότε η γενική μορφή της ενεργού διατομής ( $\sigma$ ) δίνεται από τη σχέση:

$$\sigma = \frac{R_b}{I_a N_t} \quad (1.3)$$

Η μονάδα μέτρησης της ενεργού διατομής είναι το barn (b), για το οποίο ισχύει  $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$ .

Ένα βασικό πρόβλημα που προκύπτει ως προς τη χρήση της παραπάνω σχέσης σε πειραματικό επίπεδο έγκειται στο ότι η τιμή  $R_b$  αναφέρεται στον ολικό ρυθμό των σωματιδίων b που προκύπτουν από την αντίδραση ενώ οι ανιχνευτές που χρησιμοποιούνται για την καταμέτρηση αυτών, τοποθετούνται σε συγκεκριμένες γωνίες καλύπτοντας ένα μικρό εύρος στερεάς γωνίας  $d\Omega$  ενώ δέχονται μόνο μια μικρή ποσότητα σωματιδίων  $dR_b$ . Οπότε, μπορούμε εναλλακτικά να υπολογίσουμε την διαφορική ενεργό διατομή της αντίδρασης όπου στη θέση της τιμής  $R_b$ , θα έχουμε:

$$dR_b = r(\theta, \phi) \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (1.4)$$

Και η σχέση της διαφορικής ενεργού διατομής με μονάδες barn/steradian θα είναι τώρα:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \phi)}{4\pi I_a N_t} \quad (1.5)$$

Φυσικά, για τον υπολογισμό της ολικής ενεργού διατομής, αρκεί η ολοκλήρωση της διαφορικής ενεργού διατομής σε όλες τις γωνίες[2].

### 1.3.1 Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού

Στην περίπτωση του πειραματικού υπολογισμού της διαφορικής ενεργού διατομής μια αντίδρασης πρέπει επιπλέον να ληφθεί υπόψιν η απόδοση των ανιχνευτικών συστημάτων που χρησιμοποιούνται. Επίσης, η διαφορική ενεργός διατομή εξαρτάται αναπόφευκτα από την ενέργεια την οποία έχει το βλήμα. Συγκεκριμένα, για αντίδραση όπου τα εκπεμπόμενα σωματίδια είναι ακτίνες-γ, η σχέση της διαφορικής ενεργού διατομής συναρτήσει της ενέργειας και της γωνίας  $\theta$ , γίνεται:

$$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} = \frac{Y(E, \theta)}{N_p \cdot N_t \cdot \Delta\Omega \cdot \epsilon_{int}} \quad (1.6)$$



όπου,

$Y(E,\theta)$  είναι ο αριθμός των ακτίνων- $\gamma$  που λαμβάνει ο ανιχνευτής σε γωνία  $\theta$

$N_p$ : ο αριθμός των σωματιδίων της δέσμης που προσπίπτουν στο στόχο

$N_\tau$ : η επιφανειακή πυκνότητα του στόχου σε μονάδες άτομα/cm<sup>2</sup>

$\Delta\Omega$ : η στερεά γωνία

$\varepsilon_{int}$ : η ενδογενής απόδοση του ανιχνευτή

Ως ενδογενής απόδοση του ανιχνευτή,  $\varepsilon_{int}$ , ορίζεται ο λόγος των σωματιδίων – φωτονίων που ανιχνεύονται, προς τον συνολικό αριθμό αυτών που προσπίπτουν στον ανιχνευτή, για την οποία ισχύει:

$$\Delta\Omega \cdot \varepsilon_{int} = 4\pi \cdot \varepsilon_{abs} \quad (1.7)$$

με  $\varepsilon_{abs}$  να είναι η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή. Η απόλυτη απόδοση ορίζεται ως ο λόγος των σωματιδίων – φωτονίων που ανιχνεύονται, προς τον συνολικό αριθμό αυτών που εκπέμπονται.

Για την ανίχνευση σωματιδίων διάφορων των ακτίνων- $\gamma$ , η παραπάνω σχέση, για τη διαφορική ενεργό διατομή εκτός συντονισμού, έχει παρόμοια μορφή. Τυχόν διαφορές μπορεί να οφείλονται στις ανάγκες της εκάστοτε πειραματικής διάταξης.

### 1.3.2 Διαφορική ενεργός διατομή σε συντονισμό

Όταν η ενέργεια της δέσμης που χρησιμοποιούμε είναι κατάλληλη ώστε η υπό μελέτη αντίδραση να παρουσιάζει κάποιον συντονισμό τότε η διαφορική ενεργός διατομή αλλάζει μορφή και ακολουθεί τον τύπο των Breit – Wigner:

$$\frac{d\sigma(E,\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma(E_R,\theta)}{d\Omega} \frac{\Gamma_a\Gamma_b}{(E-E_R)^2 + \Gamma^2} \quad (1.8)$$

όπου  $\Gamma$  είναι το εύρος του συντονισμού και  $\Gamma_a$ ,  $\Gamma_b$  είναι τα μερικά πλάτη τα οποία αφορούν τις πιθανότητες για τη δημιουργία και τη διάσπαση, αντίστοιχα. Η ποσότητα  $d\sigma(E_R,\theta)/d\Omega$  είναι η διαφορική ενεργός διατομή στην ενέργεια  $E_R$  του συντονισμού σε γωνία  $\theta$  και δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{d\sigma(E_R, \theta)}{d\Omega} = \frac{2 \cdot Y(E_R, \theta) \cdot S(E_R)}{\Gamma \cdot N_P \cdot 4\pi \cdot \epsilon_{abs}} \cdot \frac{A_{mol}}{\nu \cdot \rho \cdot N_A} \cdot \left[ \arctan \frac{\Delta}{(\Gamma/2)^2} \right]^{-1} \quad (1.9)$$

με  $Y(E_R, \theta)$  να είναι ο αριθμός των φωτονίων που ανιχνεύονται σε γωνία  $\theta$  για την ενέργεια  $E_R$ ,  $S(E_R)$  η απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους (stopping power),  $\Delta$  το πάχος του στόχου σε μονάδες ενέργειας,  $A_{mol}$  το ατομικό βάρος του στόχου,  $\nu$  ο αριθμός των ατόμων του στόχου,  $\rho$  η πυκνότητα του στόχου και  $N_A$  ο αριθμός Avogadro. Οι υπόλοιποι όροι που εμφανίζονται, περιγράφονται στην σχέση (1.6).

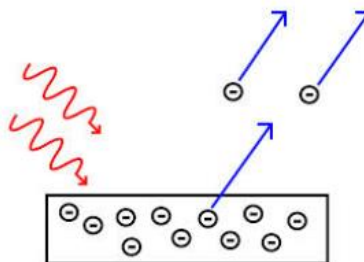
## 1.4 Αλληλεπίδραση ακτίνων-γ με την ύλη

Οι ακτίνες-γ παράγονται όταν ένας διεγερμένος πυρήνας αποδιεγείρεται προς κάποια χαμηλότερη ενεργειακά στάθμη. Οι τιμές των ενεργειών τους είναι χαρακτηριστικές του πυρήνα. Δηλαδή, μέσω αυτών είναι εύκολο να προσδιορίσουμε τον πυρήνα από τον οποίο προήλθαν ακόμη και αν δεν έχουμε κάποιο άλλο στοιχείο για αυτόν. Οι ακτίνες-γ αλληλεπιδρούν με την ύλη μέσω τριών μηχανισμών: το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, τη σκέδαση Compton και τη δίδυμη γένεση.

Για τη μελέτη και τη μέτρηση της ακτινοβολίας  $\gamma$  είναι απαραίτητη η πλήρης κατανόηση λειτουργίας των παραπάνω τριών μηχανισμών. Μέσω αυτών, οι υπό μελέτη ακτίνες-γ αλληλεπιδρούν με τα ανιχνευτικά συστήματα που χρησιμοποιούμε και μας παρέχουν τις πληροφορίες που χρειαζόμαστε με τη βοήθεια της φασματοσκοπίας  $\gamma$ .

### 1.4.1 Φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, ένα φωτόνιο καθώς προσπίπτει σε κάποιο υλικό μέσο απορροφάται από ένα άτομο με αποτέλεσμα ένα από τα δέσμια ηλεκτρόνια του ατόμου αυτού να ελευθερώνεται (Εικ.1.1). Το ηλεκτρόνιο αυτό ονομάζεται πλέον φωτοηλεκτρόνιο.



**Εικόνα 1.1:** Σχηματική αναπαράσταση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Με κόκκινο χρώμα συμβολίζονται τα φωτόνια που προσπίπτουν στο στόχο και με μπλέ η διεύθυνση κατά την οποία εκπέμπονται τα ηλεκτρόνια.

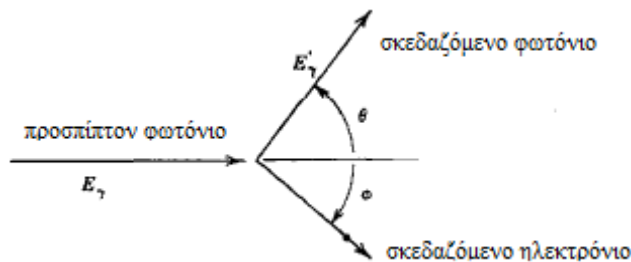
Συνήθως, τα φωτοηλεκτρόνια προέρχονται από τις Κ-στιβάδες των ατόμων και η ενέργειά τους ισούται με την ενέργεια που είχε το αρχικό φωτόνιο μείον την ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου που εκπέμφθηκε ( $E_\beta$ ). Δηλαδή,

$$E_e = E_\gamma - E_\beta \quad (1.10)$$

Η πιθανότητα να πραγματοποιηθεί το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο κατά την αλληλεπίδραση φωτονίων – ύλης δεν είναι εύκολα υπολογίσιμη, όμως με τη βοήθεια σχετικών πειραματικών αποτελεσμάτων ξέρουμε πως η πιθανότητα παρουσιάζει αύξηση ανάλογη με το  $Z^4$ , ενώ μειώνεται όσο αυξάνεται η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου (μείωση αντιστρόφως ανάλογη της  $E_\gamma^3$ ). Όπως είναι φανερό από την παραπάνω σχέση, υπάρχει ένα κατώφλι ενέργειας φωτονίου το οποίο πρέπει να ξεπεραστεί για να είναι εφικτή η εμφάνιση του φαινομένου, δηλαδή θα πρέπει  $E_\gamma > E_\beta$ . [3]

#### 1.4.2 Σκέδαση Compton

Ο μηχανισμός της σκεδάσεως Compton περιγράφει την ανελαστική σκέδαση ενός φωτονίου, το οποίο προσπίπτει σε ένα στόχο, από ένα ηλεκτρόνιο του στόχου αυτού. Το φωτόνιο σκεδάζεται σε γωνία  $\theta$  και έχει πλέον διαφορετική ενέργεια από την αρχική ενώ παράλληλα εκπέμπεται ένα ηλεκτρόνιο σε γωνία  $\phi$  το οποίο έχει αποκτήσει κινητική ενέργεια ίση με την ενέργεια που ‘έχασε’ το αρχικό φωτόνιο. Η ενέργεια του προσπίπτοντος φωτονίου συνήθως είναι αρκετά μεγαλύτερη από την ενέργεια σύνδεσης του ηλεκτρονίου οπότε το ηλεκτρόνιο μπορεί να θεωρηθεί ως αρχικά ελεύθερο. Η διαδικασία παρουσιάζεται σχηματικά στο σχήμα που ακολουθεί (Εικ. 1.2) και η σχέση που την περιγράφει φαίνεται στη συνέχεια (σχέση 1.11):



**Εικόνα 1.2:** Σχηματική αναπαράσταση της σκέδασης Compton.

$$\frac{1}{E_\gamma} - \frac{1}{E'_\gamma} = \frac{1 - \cos\theta}{m_0 c^2} \quad (1.11)$$

όπου,  $E_\gamma$  είναι η αρχική ενέργεια του φωτονίου,  $E'_\gamma$  η ενέργεια του σκεδαζόμενου φωτονίου και  $m_0c^2$  η ενέργεια του ηλεκτρονίου σε κατάσταση ηρεμίας, δηλαδή ισούται με 511keV.

Οπότε, η ενέργεια που αποκτά τελικά το σκεδαζόμενο ηλεκτρόνιο δίνεται από τη σχέση:

$$E_e = E_\gamma - E'_\gamma \quad (1.12)$$

Από τη σχέση (1.11) παρατηρούμε πως η ενέργεια που αποκτά το ηλεκτρόνιο γίνεται μέγιστη για οπισθοσκέδαση του φωτονίου κατά 180 μοίρες ( $\theta = 180^\circ$ ) ενώ παρουσιάζει ελάχιστη τιμή για γωνία σκέδασης  $\theta \approx 0^\circ$ . Η πιθανότητα να παρατηρήσουμε τη σκέδαση Compton εξαρτάται από τον αριθμό των ηλεκτρονίων που θα 'συναντήσει' ένα φωτόνιο καθώς διαπερνά έναν στόχο, με αποτέλεσμα να αυξάνεται γραμμικά με την αύξηση του αριθμού  $Z$  των στοιχείων του στόχου. Παράλληλα, η πιθανότητα αυτή μειώνεται με τη μεγάλη αύξηση της ενέργειας του προσπίπτοντος φωτονίου.[3]

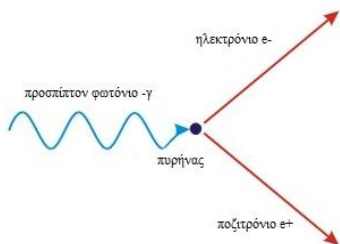
### 1.4.3 Δίδυμη γένεση

Η δίδυμη γένεση είναι ο μηχανισμός κατά τον οποίο ένα φωτόνιο με ενέργεια μεγαλύτερη των 1.02MeV διασπάται σε ένα ζεύγος ηλεκτρονίου – ποζιτρονίου. Η αντίδραση μπορεί να λάβει χώρα μόνο μέσα στο πεδίο κάποιου πυρήνα ώστε να είναι εφικτή η διατήρηση της ορμής, γεγονός που δεν επηρεάζει αισθητά την κινηματική της αντίδρασης καθώς η ενέργεια που αποδίδεται στον πυρήνα είναι σχεδόν αμελητέα σε σχέση με αυτή που αποκτά το ζεύγος ηλεκτρονίου - ποζιτρονίου. Τα 1.02MeV αντιστοιχούν στο άθροισμα των ενεργειών των δύο προϊόντων ( $2m_0c^2$ ) και αποτελούν το κατώφλι ενέργειας που πρέπει να έχει το αρχικό φωτόνιο για να είναι εφικτή η παρατήρηση του φαινομένου. Για ενέργειες φωτονίων μεγαλύτερες της παραπάνω τιμής, η περίσσεια ενέργεια αντιστοιχεί στην κινητική ενέργεια που θα αποκτήσουν το ηλεκτρόνιο και το ποζιτρόνιο που θα παραχθούν:

$$E_\gamma = K_+ + m_0c^2 + K_- + m_0c^2 \quad (1.13)$$

όπου  $E_\gamma$  είναι η ενέργεια του φωτονίου,  $K_+$  η κινητική ενέργεια του ποζιτρονίου,  $K_-$  η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου και  $m_0c^2$  η ενέργεια του ηλεκτρονίου σε κατάσταση ηρεμίας.[3]

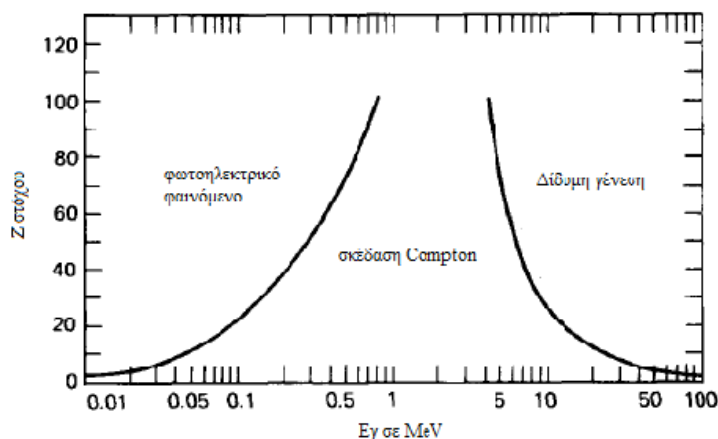
Σχηματικά, η διαδικασία της δίδυμης γένεσης παρουσιάζεται παρακάτω:



**Εικόνα 1.3:** Σχηματική αναπαράσταση του μηχανισμού της δίδυμης γένεσης.

#### 1.4.4 Μηχανισμοί αλληλεπίδρασης ακτινοβολίας $\gamma$ με την ύλη

Συνοπτικά, στο διάγραμμα που φαίνεται στη συνέχεια (Εικ.1.4) παρουσιάζονται οι τρεις μηχανισμοί αλληλεπίδρασης των ακτίνων- $\gamma$  με την ύλη. Γίνεται εμφανές με τη βοήθεια αυτού, ο μηχανισμός που επικρατεί κατά την αλληλεπίδραση ακτινοβολίας  $\gamma$  με την ύλη ανάλογα με την ενέργεια που έχει το προσπίπτον φωτόνιο και τον ατομικό αριθμό του στόχου,  $Z$ .



**Εικόνα 1.4:** Οι τρεις μηχανισμοί αλληλεπίδρασης ακτίνων- $\gamma$  με την ύλη στις περιοχές που επικρατούν συναρτήσει της ενέργειας της ακτίνας- $\gamma$ ,  $E_\gamma$ , σε MeV σε και του ατομικού αριθμού του στόχου,  $Z$ . [3]

## Κεφάλαιο 2:

### Πυρηνικές μέθοδοι ανάλυσης υλικών

#### Εισαγωγή

Σε διάφορους επιστημονικούς κλάδους είναι πολλές φορές απαραίτητη η μελέτη υλικών καθώς απαιτείται ανά περίπτωση η ανίχνευση των διαφόρων στοιχείων από τα οποία αποτελείται κάποιο δείγμα, ο ποσοτικός προσδιορισμός των στοιχείων αυτών αλλά και η μελέτη της κατανομής τους σε βάθος. Μια από τις περισσότερο διαδεδομένες κατηγορίες μεθόδων που χρησιμοποιούνται για την επίτευξη τέτοιου είδους αναλύσεων είναι οι πυρηνικές μέθοδοι.

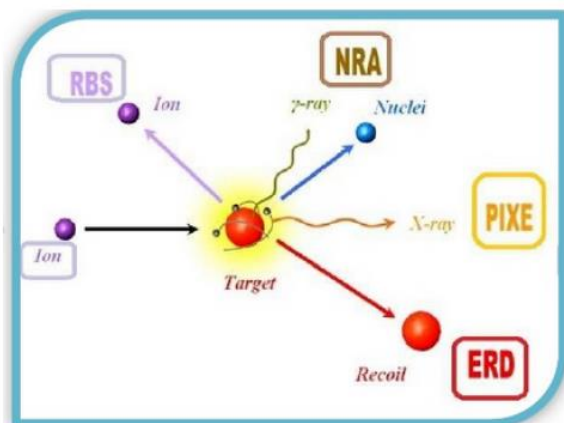
#### 2.1 Ιοντικές τεχνικές ανάλυσης (Ion Beam Analysis – IBA)

Βασικά πλεονεκτήματα της χρήσης πυρηνικών μεθόδων ανάλυσης έναντι άλλων μεθόδων είναι πως είναι γρήγορες και μη καταστρεπτικές μέθοδοι, ενώ επιπλέον παρουσιάζουν καλύτερη διακριτική ικανότητα όσον αφορά τον διαχωρισμό των στοιχείων από τα οποία αποτελείται το υπό μελέτη υλικό. Οι βασικές πυρηνικές μέθοδοι που χρησιμοποιούνται, κατηγοριοποιούνται σε μια μεγάλη ομάδα με τον τίτλο *Ιοντικές τεχνικές ανάλυσης* (Ion Beam Analysis techniques – IBA). Οι τεχνικές αυτές έχουν ως βασική ιδέα τον βομβαρδισμό κάποιου στόχου με δέσμη φορτισμένων σωματιδίων με τελικό σκοπό, μετά την αλληλεπίδραση μεταξύ αυτών, την ανίχνευση των διαφόρων σωματιδίων που εκπέμπονται. Τα εκπεμπόμενα σωματίδια διαφέρουν σε είδος και χαρακτηριστικά ανάλογα με το είδος της δέσμης και τη δομή και τη σύσταση του στόχου. Η ενέργεια των σωματιδίων της δέσμης που χρησιμοποιείται είναι συνήθως της τάξης των μερικών MeV και το μέγιστο βάθος εισχώρησής τους στο στόχο είναι λίγα μm λόγω της έντονης απώλειας ενέργειας. Βασική προϋπόθεση για τη χρήση των μεθόδων αυτών είναι η καλά καθορισμένη γνώση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων ενδιαφέροντος.[4]

Οι περισσότερο διαδεδομένες τεχνικές εξ' αυτών είναι:

- Φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford (Rutherford Backscattering Spectroscopy – RBS)
- Φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (Elastic Backscattering (non – Rutherford) Spectrometry – EBS)
- Ανάλυση μέσω ανίχνευσης ελαστικά ανακρουόμενων πυρήνων (Elastic Recoil Detection Analysis – ERDA)
- Ανάλυση μέσω πυρηνικών αντιδράσεων (Nuclear Reaction Analysis – NRA)
- Φασματοσκοπία Εκπομπής Ακτίνων-X επαγόμενων από σωματίδια (Particle Induced X-ray emission – PIXE)

- Φασματοσκοπία Εκπομπής Ακτίνων- $\gamma$  επαγόμενων από σωματάρια (Particle Induced gamma-ray emission – PIGE). Η φασματοσκοπία ακτίνων- $\gamma$  μπορεί να θεωρηθεί υποκατηγορία της ανάλυσης μέσω πυρηνικών αντιδράσεων (NRA).



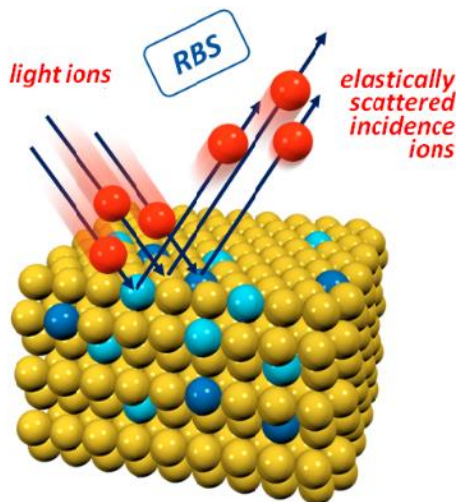
**Εικόνα 2.1:** Σχηματική απεικόνιση των βασικών μεθόδων ανάλυσης με χρήση δέσμης φορτισμένων σωματιδίων.

### 2.1.1 Φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford (Rutherford backscattering Spectroscopy – RBS)

Η φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford βασίζεται στο φαινόμενο της οπισθοσκέδασης των φορτισμένων σωματιδίων της δέσμης από τους πυρήνες του στόχου όταν αυτή ακολουθεί την αντίστοιχη σχέση του Rutherford. Το φαινόμενο λαμβάνει χώρα λόγω της αλληλεπίδρασης μέσω των δυνάμεων Coulomb. Ουσιαστικά, τα σωματάρια της δέσμης σκεδάζονται ελαστικά από τους πυρήνες του στόχου και εκτρέπονται από την αρχική τους πορεία προς διάφορες γωνίες. Η σχέση του Rutherford παρουσιάζει μεγαλύτερη συνέπεια για μεγάλες γωνίες εκτροπής ( $90^\circ - 180^\circ$ ), για τις οποίες γίνεται και η πειραματική ανάλυση. Η ποσότητα των οπισθοσκεδαζόμενων σωματιδίων είναι ανάλογη της ποσότητας των πυρήνων με τους οποίους αλληλεπιδρούν τα σωματάρια της δέσμης. Επιπλέον, η ενέργειά τους και η γωνία σκέδασής τους σχετίζονται με το είδος των πυρήνων του στόχου και το βάθος στο οποίο βρίσκονται μέσα σε αυτόν.

Ένα βασικό πρόβλημα της τεχνικής αυτής προκύπτει από το γεγονός ότι οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων μεταξύ των σωματιδίων της δέσμης και ελαφρών στοιχείων, αποκλίνουν αισθητά από τη σχέση του Rutherford. Το φράγμα δυναμικού Coulomb στην παραπάνω περίπτωση είναι αρκετά μικρό ενώ η ενεργός διατομή της σκέδασης Rutherford είναι ανάλογη του τετραγώνου του ατομικού αριθμού των πυρήνων του στόχου. Ως αποτέλεσμα, η RBS αποτελεί μία από τις καταλληλότερες μεθόδους ανίχνευσης βαρέων

πυρήνων σε ελαφριά μήτρα ακόμη και αν η ποσότητά τους μέσα στο δείγμα είναι πολύ μικρή.



**Εικόνα 2.2:** Σχηματική αναπαράσταση της μεθόδου RBS.

### **2.1.2 Φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (Elastic Backscattering (non – Rutherford) Spectrometry – EBS)**

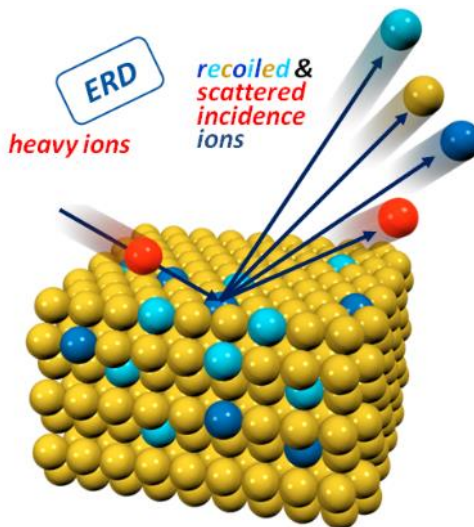
Στην περίπτωση κατά την οποία η απόσταση μεταξύ δύο αλληλεπιδρώντων σωματιδίων (παράμετρος κρούσης,  $b$ ) γίνει πάρα πολύ μικρή, σχεδόν συγκρίσιμη με το άθροισμα των ακτίνων των δύο σωματιδίων, τότε η επίδραση της ισχυρής πυρηνικής δύναμης επιφέρει στη διαδικασία της σκέδασης αποκλίσεις από τις αναμενόμενες συμπεριφορές σύμφωνα με τη σκέδαση Rutherford. Οι διαφορές που προκύπτουν είναι περισσότερο έντονες στις περιπτώσεις αλληλεπίδρασης μεταξύ σωματιδίων με μικρό ατομικό αριθμό,  $Z$ . Η ιδιαιτερότητα αυτή καθιστά την τεχνική EBS κατάλληλη για ανίχνευση ελαφρών στοιχείων σε βαρείς μήτρες.

### **2.1.3 Ανάλυση μέσω ανίχνευσης ελαστικά ανακρουόμενων πυρήνων (Elastic Recoil Detection Analysis – ERDA)**

Κατά την τεχνική της φασματοσκοπίας ελαστικής ανάκρουσης η δέσμη που χρησιμοποιείται αποτελείται από ‘βαριά’ σωματίδια τα οποία θα προσπέσουν στο στόχο με σκοπό την ανίχνευση ελαφρών στοιχείων. Η διαφορά από τις προηγούμενες τεχνικές που αναφέρθηκαν έγκειται στο ότι τα σωματίδια τα οποία καταμετρώνται είναι αυτά που απομακρύνονται σκεδαζόμενα από το στόχο μετά την αλληλεπίδραση και όχι αυτά της δέσμης. Απαραίτητη προϋπόθεση για την επιτυχία της μεθόδου είναι η χρήση δέσμης σωματιδίων με μάζα μεγαλύτερη της μάζας των πυρήνων που επιθυμούμε να



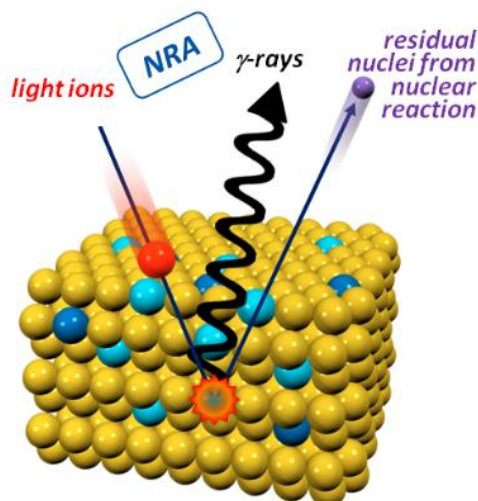
ανιχνεύσουμε. Η ERDA είναι ιδανική για ανίχνευση πυρήνων υδρογόνου και δευτερίων στο στόχο. Επίσης, μπορεί εύκολα να συνδυαστεί με τις τεχνική NRA, ενώ επιπλέον δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα για την χωρική και ποσοτική κατανομή των στοιχείων ενδιαφέροντος.



**Εικόνα 2.3:** Σχηματική αναπαράσταση της μεθόδου ERDA.

#### 2.1.4 Ανάλυση μέσω πυρηνικών αντιδράσεων (Nuclear Reaction Analysis – NRA)

Όταν η ενέργεια των σωματιδίων της δέσμης είναι συγκρίσιμη με το δυναμικό Coulomb ή αρκετά μεγαλύτερη, τότε είναι εφικτή η πραγματοποίηση ανελαστικών πυρηνικών αντιδράσεων μεταξύ των προσπίπτοντων σωματιδίων και των πυρήνων του στόχου. Ως αποτέλεσμα αυτών των αντιδράσεων, έχουμε την εκπομπή φορτισμένων σωματιδίων, ακτίνων-γ ή και των δύο, τα οποία ανιχνεύονται και μελετώνται. Τα φάσματα που προκύπτουν αποτελούνται από καλά καθορισμένες κορυφές. Μάλιστα, όσο μεγαλύτερη είναι η τιμή της Q-value της εκάστοτε αντίδρασης τόσο πιο ευδιάκριτες γίνονται. Επίσης, το γεγονός ότι έχουμε τη δυνατότητα να ανιχνεύσουμε και σωματίδια μέσω της συγκεκριμένης τεχνικής μας επιτρέπει τον κατά βάθος προσδιορισμό της συγκέντρωσης των στοιχείων.



Εικόνα 2.4: Σχηματική αναπαράσταση της μεθόδου NRA.

### 2.1.5 Φασματοσκοπία Εκπομπής Ακτίνων-X επαγόμενων από σωματία (Particle Induced X-ray Emission – PIXE)

Η φασματοσκοπία ακτίνων-X ανήκει στις ιοντικές τεχνικές ανάλυσης αν και δεν αποτελεί μια από τις πυρηνικές μεθόδους. Η μέθοδος βασίζεται στην αλληλεπίδραση φορτισμένων σωματιδίων (συνήθως πρωτονίων και σωματιδίων  $\alpha$ ) με τα άτομα του στόχου. Η αλληλεπίδραση αυτή πραγματοποιείται μέσω ηλεκτροστατικών δυνάμεων του προσπίπτοντος σωματιδίου και κάποιου ηλεκτρονίου των εσωτερικών στιβάδων του ατόμου, προκαλώντας τον ιονισμό ή τη διέγερση αυτού. Στη συνέχεια, για να καλυφθεί η οπή που έχει δημιουργηθεί, τα ηλεκτρόνια ανώτερων ενεργειακά στάθμεων αναδιατάσσονται και αποδιεγείρονται εκπέμποντας χαρακτηριστικές ακτίνες  $X$  του εκάστοτε ατόμου – στόχου. Μέσω της διαδικασίας αυτής μπορεί να γίνει αναγνώριση και ποσοτικοποίηση στοιχείων σε κάποιο τυχαίο δείγμα αλλά δεν είναι ιδανική για την κατά βάθος μελέτη της κατανομής τους, καθώς η απώλεια ενέργειας των ακτίνων  $X$  είναι πολύ μικρή για μικρές διαδρομές μέσα στην ύλη. Επιπλέον, οι κορυφές που προκύπτουν από τα φάσματα της συγκεκριμένης τεχνικής δεν είναι πάντα εύκολα διαχωρίσιμες στην περίπτωση στοιχείων με κοντινούς μαζικούς αριθμούς ενώ δεν είναι εφικτή η διάκριση μεταξύ ισοτόπων. Η τεχνική PIXE βρίσκει ευρεία εφαρμογή στη μελέτη και την ανάλυση βιολογικών και αρχαιολογικών υλικών.

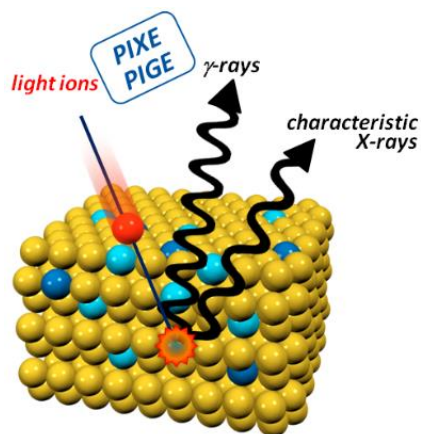
### 2.1.6 Φασματοσκοπία Εκπομπής Ακτίνων- $\gamma$ επαγόμενων από σωματία (Particle Induced gamma-ray Emission – PIGE).

Η φασματοσκοπία ακτίνων- $\gamma$  αποτελεί μία υποκατηγορία των τεχνικών ανάλυσης μέσω πυρηνικών αντιδράσεων (NRA). Κάποιο δείγμα – στόχος βομβαρδίζεται με δέσμη

φορτισμένων σωματιδίων τα οποία αλληλεπιδρούν με τους πυρήνες του. Μετά την αλληλεπίδραση οι πυρήνες που θα βρίσκονται σε διεγερμένη ενεργειακά κατάσταση ή που θα έχουν μεταστοιχειωθεί σε νέους πυρήνες, οι οποίοι είναι επίσης διεγερμένοι, υπάρχουν πιθανότητα να αποδιεγερθούν εκπέμποντας ακτίνες-γ.

Η φασματοσκοπία ακτίνων-γ είναι μια αρκετά γρήγορη και ιδιαίτερα ακριβής μέθοδος. Λόγω της διεισδυτικότητας των ακτίνων-γ μπορεί εύκολα να καλύψει μεγάλο όγκο του δείγματος προς ανάλυση ενώ παράλληλα η ιδιότητα των ακτίνων-γ να αποκαλύπτουν την ταυτότητα του πυρήνα από τον οποίο προήλθαν, καθιστούν την PIGE ως την ιδανική μέθοδο για ποσοτικοποίηση και την αναγνώριση στοιχείων που υπάρχουν στον εκάστοτε στόχο. Συνήθως, χρησιμοποιείται για τον ποσοτικό προσδιορισμό στοιχείων με μικρό ατομικό αριθμό καθώς δεν δημιουργεί προβλήματα επικάλυψης μεταξύ κορυφών όπως πολύ εύκολα θα προέκυπταν στην περίπτωση χρήσης μεθόδων όπου η αντίχρεση θα αφορούσε σωματίδια.

Μια ειδική περίπτωση της μεθόδου PIGE είναι η φασματοσκοπία *συντονιστικής – PIGE* (resonant – PIGE). Με τη χρήση της τεχνικής αυτής μπορεί να γίνει η μελέτη της κατά βάθος κατανομής ενός στοιχείου. Η εφαρμογή της έχει νόημα μόνο στην περίπτωση όπου η αντίδραση που μελετάται παρουσιάζει πολύ λεπτούς συντονισμούς για συγκεκριμένες ενέργειες δέσμης. Πιο συγκεκριμένα, όταν ο στόχος βομβαρδίζεται με δέσμη σωματιδίων με ενέργεια που αντιστοιχεί στον συντονισμό, τότε καταγράφονται οι ακτίνες-γ που προκύπτουν μόνο από τους πυρήνες της επιφάνειάς του. Για τους πυρήνες που βρίσκονται πιο βαθιά στο στόχο, η δέσμη έχει μικρότερη ενέργεια από αυτή του συντονισμού οπότε η συγκεκριμένη αντίδραση έχει πάρα πολύ μικρή ενεργό διατομή και δεν καταγράφεται μεγάλος αριθμός ακτίνων-γ. Στη συνέχεια, αυξάνοντας την αρχική ενέργεια της δέσμης, πάνω από την ενέργεια συντονισμού, οι επιφανειακοί πυρήνες δεν θα αλληλεπιδράσουν όπως προηγουμένως. Αντίθετα, η καταγραφή των ακτίνων-γ θα προκύψει από την αλληλεπίδραση της δέσμης με πυρήνες στο εσωτερικό του στόχου. Το βάθος στο οποίο έγινε αυτή η αλληλεπίδραση προσδιορίζεται μέσω του υπολογισμού της απώλειας ενέργειας των σωματιδίων της δέσμης στο εκάστοτε υλικό. Έτσι, μπορούμε να δημιουργήσουμε το χωρικό προφίλ των πυρήνων ενδιαφέροντος. Το βασικό μειονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι πως δεν μπορούν να μελετηθούν ταυτόχρονα περισσότερα από ένα ισότοπα σε ένα δείγμα.



**Εικόνα 2.5:** Σχηματική αναπαράσταση των μεθόδων PIGE και PIXE.

## 2.2 Ανίχνευση του Λιθίου

Το λίθιο έχει ατομικό αριθμό τρία γεγονός που το καθιστά ένα από τα ελαφρύτερα στοιχεία που μπορεί να συναντήσει κανείς στη φύση. Κατά συνέπεια, η επιλογή της κατάλληλης μεθόδου για την ανάλυσή του, θα πρέπει να γίνεται πολύ προσεκτικά καθώς η μήτρα μέσα στη οποία βρίσκεται, θα παίξει σημαντικό ρόλο στα αποτελέσματα που θα προκύψουν.

- **Ανίχνευση με χρήση της μεθόδου RBS**

Ακριβώς λόγω του μικρού ατομικού αριθμού του λιθίου, η ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης σωματιδίων κατά Rutherford σε αυτό, είναι πάρα πολύ μικρή. Οπότε, η χρήση της μεθόδου RBS για τη μελέτη του λιθίου σε κάποιο δείγμα δεν αποφέρει ικανοποιητικά αποτελέσματα.

- **Ανίχνευση με χρήση της μεθόδου EBS**

Η μέθοδος EBS αποτελεί μια πολύ καλή επιλογή για την μελέτη του λιθίου. Υπάρχουν ήδη, σε αντίστοιχες βιβλιοθήκες, υπολογισμένες οι ενεργές διατομές αντιδράσεων ελαστικής σκέδασης φορτισμένων σωματιδίων στο λίθιο τόσο με χρήση δέσμης πρωτονίων όσο και δευτερίων ή σωματιδίων- $\alpha$ . Σημαντικό πρόβλημα στη χρήση αυτής της μεθόδου προκαλεί η ύπαρξη βαρύτερων στοιχείων στο στόχο, γεγονός που είναι αναπόφευκτο στα πραγματικά δείγματα. Όταν η ποσότητα του λιθίου είναι πολύ μικρή, είναι πιθανό να υπάρχει αλληλοεπικάλυψη κορυφών στα φάσματα, πράγμα που καθιστά τον ακριβή ποσοτικό προσδιορισμό του λιθίου μία πολύ επίπονη διαδικασία ή ακόμα και ανέφικτο στην περίπτωση που η κορυφή η οποία μας ενδιαφέρει είναι εξ' ολοκλήρου επικαλυμμένη από κάποια άλλη. Η συγκεκριμένη μέθοδος, ιδίως με χρήση δέσμης πρωτονίων, είναι χρήσιμη σε δείγματα με επαρκή ποσότητα λιθίου, τόσο για την ποσοτικοποίηση όσο και για την κατανομή του σε βάθος, καθώς η ενεργός διατομή της ελαστικής σκέδασης μπορεί να είναι έως και περίπου 200 φορές μεγαλύτερη σε σχέση με τη σκέδαση Rutherford.

- **Ανίχνευση με χρήση της μεθόδου ERDA**

Το λίθιο μπορεί να μελετηθεί μέσω της τεχνικής ERDA χρησιμοποιώντας δέσμη βαρύτερων από αυτό ιόντων δίνοντας ικανοποιητικά αποτελέσματα. Για την ανίχνευση των ανακρουόμενων πυρήνων ο στόχος πρέπει να έχει τοποθετηθεί υπό γωνία ως προς την κατεύθυνση της δέσμης ή ο στόχος να είναι υπέρλεπτος ώστε να καταφέρουν οι πυρήνες να απομακρυνθούν από αυτόν σε εμπρόσθιες γωνίες. Κατά συνέπεια, η μελέτη περιορίζεται σε επιφανειακά στρώματα τυχαίου δείγματος.

- **Ανίχνευση με χρήση της μεθόδου PIXE**

Η ανάλυση του λιθίου με χρήση της τεχνικής PIXE δεν είναι εφικτή σε συμβατικά ανιχνευτικά συστήματα. Οι εκπεμπόμενες ακτίνες-X του λιθίου έχουν πολύ χαμηλή ενέργεια, γεγονός που τις καθιστά ακατάλληλες για αναλυτικούς σκοπούς.

- **Ανίχνευση με χρήση της μεθόδου PIGE**

Η μέθοδος PIGE αποτελεί μια από τις πιο αποδοτικές τεχνικές για την ανίχνευση και την ανάλυση του λιθίου. Οι περιορισμοί που προκαλεί η απώλεια ενέργειας στις υπόλοιπες μεθόδους, εδώ δεν είναι ιδιαίτερα αισθητοί λόγω της έντονης διεισδυτικότητας των ακτίνων-γ. Οι κορυφές των ακτίνων είναι ‘καθαρές’ και ανάλογα με τη μήτρα μέσα στην οποία βρίσκεται το λίθιο, δεν υπάρχει αλληλοεπικάλυψη με κορυφές άλλων στοιχείων. Επιπλέον, η πειραματική διάταξη για την μέθοδο PIGE είναι απλή και τα αποτελέσματα που δίνει είναι άμεσα .

Οι ακτίνες -γ του λιθίου που ανιχνεύονται συνήθως μέσω της μεθόδου PIGE για το λίθιο έχουν ενέργειες 477.6keV και 429keV και προκύπτουν από τις αντιδράσεις  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$  και  ${}^7\text{Li}(p,n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$ , αντίστοιχα. Η δεύτερη από τις παραπάνω αντιδράσεις παρουσιάζει κατώφλι ενέργειας πρωτονίων στα 1880keV και η ενεργός διατομή της είναι αρκετά πιο χαμηλή από της πρώτης. Τα παραπάνω, καθιστούν την αντίδραση  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$  την ιδανικότερη αντίδραση για την ανίχνευση και την ποσοτικοποίηση του λιθίου σε ένα δείγμα. Κύριο μειονέκτημα είναι η αδυναμία μελέτης της κατανομής του σε βάθος. Δεν εμφανίζονται λεπτοί συντονισμοί οπότε η χρήση της μεθόδου συντονιστικής – PIGE είναι αδύνατη.

## Κεφάλαιο 3: Πειραματική Διάταξη

### 3.1 Ο επιταχυντής

Η διεξαγωγή του πειράματος έλαβε χώρα στο Ινστιτούτο Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Εθνικού Κέντρου Έρευνας Φυσικών Επιστημών «Δημόκριτος». Η παραγωγή της δέσμης πρωτονίων που χρησιμοποιήθηκε, έγινε με τη βοήθεια του ηλεκτροστατικού επιταχυντή Tandem Van de Graaf μέγιστης διαφοράς δυναμικού 5.5MV (Εικ.3.1).

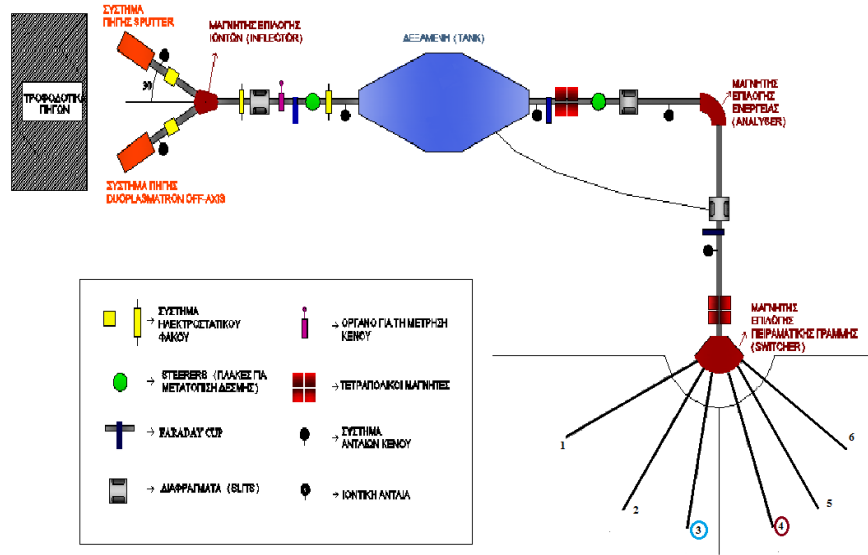


**Εικόνα 3.1:** Ο επιταχυντής Tandem Van de Graaf του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος».

Τα βασικά μέρη του επιταχυντή είναι οι πηγές ιόντων που βρίσκονται στην αρχή της γραμμής, η γεννήτρια Van de Graaf που βρίσκεται μέσα στη δεξαμενή στο κέντρο της γραμμής καθώς και οι έξι πειραματικές γραμμές στις οποίες μπορεί να καταλήξει η δέσμη.

Στο εργαστήριο, οι πηγές αρνητικών ιόντων που χρησιμοποιούνται είναι δύο ειδών. Η μια πηγή είναι τύπου sputter για παραγωγή βαρέων ιόντων όπως άνθρακα, οξυγόνου, λιθίου κ.λ.π., ενώ η δεύτερη, είναι πηγή τύπου duoplasmatron off-axis για παραγωγή πρωτονίων και δευτερίων. Τα αρνητικά ιόντα αφού εξέλθουν από την πηγή αποκτούν μια μικρή επιτάχυνση και στη συνέχεια οδηγούνται, με τη βοήθεια ηλεκτρικών και μαγνητικών φακών, στη δεξαμενή του επιταχυντή. Εκεί, γίνεται η μετατροπή τους από αρνητικά σε θετικά ιόντα και η κύρια επιτάχυνσή τους. Η δέσμη, στη συνέχεια, στρέφεται κατά γωνία 90° με χρήση ενός μαγνήτη ανάλυσης μέσω του οποίου καθορίζεται και η επιθυμητή ενέργειά της. Τέλος, με κατάλληλη στροφή καταλήγει σε μία από τις έξι πειραματικές γραμμές. Στο τέλος κάθε πειραματικής γραμμής υπάρχουν διαφορετικές διατάξεις και ανιχνευτικά συστήματα ανάλογα με τις ανάγκες του εκάστοτε πειράματος.

Για το πείραμα της παρούσας εργασίας η πηγή που χρησιμοποιήθηκε είναι η duoplasmatron off-axis για την παραγωγή πρωτονίων. Οι πειραματικές γραμμές που χρησιμοποιήθηκαν είναι η 3<sup>η</sup> και η 4<sup>η</sup> όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα (Εικ.3.2), με σκοπό τη μέτρηση του πάχους του στόχου και της διαφορικής ενεργού διατομής, αντίστοιχα.



**Εικόνα 3.2:** Σχηματική αναπαράσταση του επιταχυντή του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος» στην οποία απεικονίζονται τα βασικά μέρη από τα οποία αποτελείται.

## 3.2 Ανιχνευτικά συστήματα

### 3.2.1 Αγωγοί – Ημιαγωγοί – Μονωτές

Τα κρυσταλλικά στερεά διακρίνονται σε τρεις κύριες κατηγορίες: τους αγωγούς, τους μονωτές και τους ημιαγωγούς ανάλογα με της ηλεκτρικές τους ιδιότητες. Αυτές καθορίζονται από τη δυναμική των ηλεκτρονίων στην περίπτωση εφαρμογής ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου.

Για κάθε στοιχείο, ορίζεται ως ζώνη σθένους (valance band), η τελευταία συμπληρωμένη από ηλεκτρόνια ζώνη. Τα ηλεκτρόνια αυτής, δεν συμμετέχουν στην αγωγιμότητα του στερεού καθώς δεν υπάρχουν διαθέσιμες ενεργειακές καταστάσεις τις οποίες μπορούν να καταλάβουν υπό την επίδραση εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου. Η αμέσως επόμενη ζώνη που είναι κενή από ηλεκτρόνια, ονομάζεται ζώνη αγωγιμότητας (conduction band). Η διαφορά ενέργειας μεταξύ των δύο ζωνών, ονομάζεται ενεργειακό χάσμα  $E_g$  (energy gap) ή απαγορευμένο χάσμα. Ένα ηλεκτρόνιο για να καταφέρει να μεταβεί από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας, πρέπει να έχει ενέργεια ίση ή μεγαλύτερη από την τιμή της  $E_g$ .

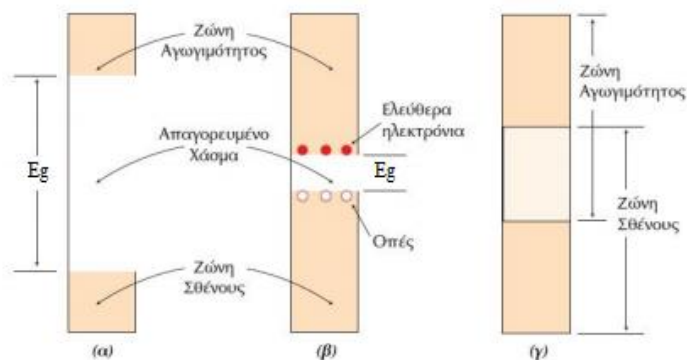
Σύμφωνα με τα παραπάνω, προκύπτουν τρεις πιθανές καταστάσεις:

- Η ζώνη σθένους να είναι μερικώς συμπληρωμένη από ηλεκτρόνια, τα οποία μπορούν να κινούνται ελεύθερα προς τη ζώνη αγωγιμότητας εφόσον εφαρμόζεται

κάποιο εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο. Σε αυτή την κατηγορία ανήκουν οι αγωγοί και το ενεργειακό τους χάσμα είναι μηδέν.

- Η ζώνη σθένους να είναι πλήρως συμπληρωμένη από ηλεκτρόνια. Τα ηλεκτρόνια έχουν, ουσιαστικά, καταλάβει όλες της ενεργειακές στάθμες και δεν είναι δυνατό να κινηθούν ή να αυξήσουν την κινητική τους ενέργεια μέσα σε ηλεκτρικό πεδίο. Αυτή η συμπεριφορά αντιστοιχεί στους μονωτές για τους οποίους το ενεργειακό χάσμα είναι περίπου 4-5eV.
- Η ζώνη σθένους να είναι επίσης πλήρως συμπληρωμένη από ηλεκτρόνια με τη διαφορά, το ενεργειακό χάσμα να είναι μικρότερο από αυτό των μονωτών, της τάξης του 1eV. Τα υλικά με τη συγκεκριμένη συμπεριφορά ονομάζονται ημιαγωγοί.

Οι ημιαγωγοί είναι κρύσταλλοι και σε θερμοκρασία 0 °C εμφανίζουν μηδενική αγωγιμότητα. Στην περίπτωση αύξησης της θερμοκρασίας, φωτισμού του κρυστάλλου ή εφαρμογής ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου μετατρέπονται σε αγωγούς. Τα ηλεκτρόνια, λόγω της ενέργειας που προσλαμβάνουν υπό τις παραπάνω συνθήκες, έχουν τη δυνατότητα να μεταβούν από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Έτσι, δημιουργείται μια ελεύθερη θέση στην ζώνη σθένους, που ονομάζεται οπή και έχει θετικό φορτίο ίσο με  $e^+$ . Η οπή καλύπτεται από κάποιο ηλεκτρόνιο της γύρω περιοχής που με τη σειρά του δημιουργεί μία νέα οπή και ούτω καθεξής. Η διαδικασία αυτή ισοδυναμεί με κίνηση θετικού φορτίου μέσα στη ζώνη σθένους. Οι οπές και τα ηλεκτρόνια με φορτία  $e^+$  και  $e^-$ , αντίστοιχα, συμμετέχουν στην αγωγιμότητα του κρυστάλλου. Οι ημιαγωγοί, στην δομή των οποίων δεν εμφανίζονται προσμίξεις από άλλα άτομα, ονομάζονται καθαροί ή ενδογενείς. Στην αντίθετη περίπτωση, δηλαδή όταν στη δομή του πλέγματός τους εμφανίζουν προσμίξεις από άλλα άτομα, ονομάζονται εξωγενείς ημιαγωγοί.



**Εικόνα 3.3:** Διάγραμμα ενεργειακών ζωνών ενός (α) μονωτή, ενός (β) ημιαγωγού και ενός (γ) αγωγού

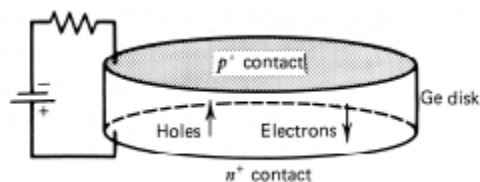


### 3.2.2 Κρύσταλλος ημιαγωγού γερμανίου

Ο κρύσταλλος γερμανίου (Ge) αποτελεί ένα από τα πιο διαδεδομένα υλικά που χρησιμοποιείται για την κατασκευή εξωγενών ημιαγωγών. Το γερμάνιο έχει στην εξωτερική του στιβάδα τέσσερα ηλεκτρόνια. Με την προσθήκη σε αυτό ατόμων με περισσότερα ή λιγότερα από τέσσερα ηλεκτρόνια στην εξωτερική τους στιβάδα, είναι δυνατόν να δημιουργηθούν εξωγενείς ημιαγωγοί τύπου p ή τύπου n.

Οι ανιχνευτές γερμανίου αποτελούνται από μια επαφή p-n, η οποία κατασκευάζεται μέσω του εμπλουτισμού ενός κρυστάλλου γερμανίου υψηλής καθαρότητας (High Purity Ge – HPGe). Οπότε η μία μεριά γίνεται τύπου p (ή n) και η άλλη τύπου n (ή p), αντίστοιχα. Στην περιοχή της επαφής των δύο πλευρών, λόγω των διαφορετικών συγκεντρώσεων, πραγματοποιείται διάχυση των ηλεκτρονίων από την περιοχή n προς την περιοχή p και αντίστροφα διάχυση των οπών από την περιοχή p προς την περιοχή n. Μέσω της διαδικασίας αυτής, που έχει ως αποτέλεσμα την επανασύνδεση οπών και ηλεκτρονίων, δημιουργείται μια περιοχή στο κέντρο της επαφής που ονομάζεται περιοχή απογύμνωσης (depletion region) η οποία είναι ελεύθερη από φορείς. Ο όγκος της περιοχής αυτής αποτελεί τον ενεργό όγκο (active volume) του ανιχνευτή.

Κατά τη λειτουργία του ανιχνευτή εφαρμόζεται υψηλή τάση στα άκρα του κρυστάλλου (Εικ.3.4). Έτσι, οι περιοχές p και n συρρικνώνονται και ο ενεργός όγκος αυξάνεται. Όταν iontίζουσα ακτινοβολία προσπέσει στον ενεργό όγκο, τότε θα δημιουργήσει ζεύγη ηλεκτρονίων – οπών τα οποία θα συλληθούν από το εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο και συνιστούν το αρχικό σήμα του ανιχνευτή. Ο τρόπος με τον οποίο ένα φωτόνιο θα αλληλεπιδράσει με τον κρύσταλλο και θα δημιουργήσει τα παραπάνω ζεύγη, αποτελεί μία από τις διαδικασίες αλληλεπίδρασης της ακτινοβολίας με την ύλη, όπως περιγράφηκαν αναλυτικά στην ενότητα 1.4.4 του πρώτου κεφαλαίου.



**Εικόνα 3.4:** Λειτουργία του ανιχνευτή γερμανίου

Σημαντική προϋπόθεση για την εύρυθμη λειτουργία ενός ανιχνευτή HPGe είναι η διατήρηση χαμηλής θερμοκρασίας του κρυστάλλου γερμανίου κατά τη διάρκεια των μετρήσεων. Διαφορετικά, δημιουργείται ποσότητα ζεύγων ηλεκτρονίων - οπών στην περιοχή απογύμνωσης, με αποτέλεσμα την αύξηση του θορύβου (λόγω των ελεύθερων φορέων). Έτσι, είναι απαραίτητο ο ανιχνευτής να βρίσκεται μέσα σε ειδικό δοχείο (dewar), το οποίο περιέχει υγρό άζωτο (77° K) καθ' όλη τη διάρκεια του πειράματος.

### 3.3 Κατασκευή στόχου

Η μέτρηση του πειράματος της συγκεκριμένης εργασίας απαιτεί τη χρησιμοποίηση στόχων λιθίου. Το λίθιο ανήκει στα αλκαλιμέταλλα, δηλαδή στην ομάδα 1 του περιοδικού πίνακα και όπως και τα υπόλοιπα στοιχεία της ίδιας κατηγορίας είναι εύφλεκτο. Οπότε, για να χρησιμοποιηθεί θα πρέπει να αποτελεί μέρος μιας χημικής ένωσης. Η χημική ένωση που χρησιμοποιήθηκε είναι το φθοριούχο λίθιο (LiF). Η ουσία είναι σε μορφή σκόνης η οποία εξαχνώθηκε πάνω σε λεπτό στρώμα άνθρακα ( $^{12}\text{C}$ ). Η εξαχνωση έλαβε χώρα στον εξαχνωτήρα του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος».



**Εικόνα 3.5:** Ο εξαχνωτήρας του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» κατά τη διάρκεια πραγματοποίησης εξαχνωσης.

Ο εξαχνωτήρας αποτελείται από έναν θάλαμο υψηλού κενού ( $\sim 10^{-6}$ - $10^{-7}$  Torr). Μέσα σε αυτόν, ανάλογα με το στόχο που απαιτείται να κατασκευαστεί, χρησιμοποιείται η τεχνική electron-gun ή η απλή θέρμανση του υλικού σε κατάλληλη θερμοκρασία ώστε να επέλθει η εξαχνωσή του. Η κατασκευή του υποστρώματος άνθρακα πραγματοποιήθηκε με την τεχνική electron-gun. Πιο συγκεκριμένα, μικρή ποσότητα γραφίτη τοποθετήθηκε δίπλα σε μια ηλεκτρική αντίσταση. Η αντίσταση αυτή καθώς θερμαίνεται, εκπέμπει ηλεκτρόνια τα οποία προσπίπτουν πάνω στο γραφίτη και απελευθερώνουν άτομα άνθρακα. Τα άτομα αυτά προσκολώνονται πάνω σε μικρά γυάλινα πλακίδια που βρίσκονται σε απόσταση περίπου 10-20 cm υψηλότερα από το γραφίτη. Για να μπορεί εύκολα να χρησιμοποιηθεί το στρώμα άνθρακα που δημιουργήθηκε, τα γυάλινα πλακίδια έχουν επαλειφθεί με ειδικό σαπούνι (10% μεταϊν, 90% κορεσμένο ζαχαρόνερο). Αφού έχει δημιουργηθεί το στρώμα άνθρακα πάνω στο σαπούνι, τα γυαλάκια βυθίζονται μέσα σε νερό όπου ο άνθρακας αποκολλάται λόγω του σαπουνιού και επιπλέει. Το στρώμα άνθρακα στη συνέχεια συλλέγεται και τοποθετείται σε μεταλλικά πλαίσια με μία οπή στο κέντρο (holder του στόχου). Τα πλαίσια αυτά αποτελούν τη βάση πάνω στην οποία εξαχνώνεται το υπό μελέτη στοιχείο ή ένωση.

Για την δημιουργία του στρώματος του φθοριούχου λιθίου, τοποθετήθηκε κατάλληλη ποσότητα LiF σε μορφή σκόνης πάνω σε μεταλλικό έλασμα τανταλίου. Το έλασμα αρχίζει σιγά σιγά να διαρρέεται από ρεύμα, γεγονός που επιφέρει αύξηση της θερμοκρασίας του ίδιου αλλά κατά συνέπεια και του LiF. Όταν η θερμοκρασία είναι αρκετά υψηλή (η τιμή της θερμοκρασίας εξαχνωσης του LiF είναι 841° C), τότε η σκόνη αρχίζει να εξαχνώνεται και προσκολλάται στα μεταλλικά πλαίσια με το υπόστρωμα άνθρακα τα οποία έχουν τοποθετηθεί σε ειδικές βάσεις και σε συγκεκριμένη απόσταση (R= 15 cm) από το έλασμα. Η επιλογή της κατάλληλης επιφανειακής πυκνότητας του φθοριούχου λιθίου που χρησιμοποιήθηκε έγινε έτσι ώστε ο ενεργειακός διασκεδασμός της δέσμης να μην υπερβαίνει τα 10 keV μέσα στον στόχο, για κάθε ενέργεια δέσμης που χρησιμοποιήθηκε, ενώ η ποσότητα της σκόνης που εξαχνώθηκε, υπολογίστηκε σύμφωνα με τη σχέση:

$$m = 2 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot \xi \quad (3.1)$$

όπου, m είναι η μάζα της σκόνης φθοριούχου λιθίου σε gr, R είναι η απόσταση των πλαισίων με άνθρακα από το έλασμα τανταλίου σε cm και ξ είναι η επιφανειακή πυκνότητα σε  $\mu\text{gr}/\text{cm}^2$ .



**Εικόνα 3.6:** Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης της εξάχνωσης.

Κατά τη διάρκεια του πειράματος διαπιστώθηκε πως, λόγω του ασθενούς ρεύματος που ήταν διαθέσιμο από την πηγή του επιταχυντή, δεν ήταν εφικτή η χρήση των παραπάνω στόχων που κατασκευάστηκαν για τους σκοπούς του πειράματος. Ο αριθμός των ακτίνων-γ που καταμετρώνταν δεν ήταν αρκετός ώστε να προκύψει ικανοποιητική στατιστική στα αποτελέσματα της μέτρησης καθώς η επιφανειακή πυκνότητα του λιθίου ήταν πολύ μικρότερη από αυτή που είχε υπολογιστεί αρχικά. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην ημιτελή εξαχνωση της σκόνης που είχε τοποθετηθεί στον εξαχνωτήρα. Έτσι, ο στόχος ο οποίος τελικά χρησιμοποιήθηκε, είναι στόχος φθοριούχου λιθίου εξαχνωμένου πάνω σε στρώμα τανταλίου και κατασκευάστηκε με παρόμοιο τρόπο στον ίδιο εξαχνωτήρα για τις ανάγκες προηγούμενου πειράματος. Ο ακριβής υπολογισμός της τιμής της επιφανειακής πυκνότητας του στόχου έγινε με τη βοήθεια της μεθόδου EBS και περιγράφεται αναλυτικότερα στο επόμενο κεφάλαιο.

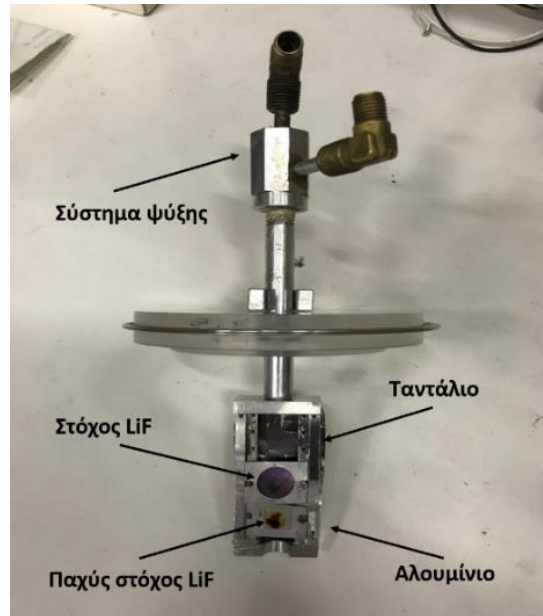
### 3.4 Διάταξη

Στο τέλος της 4<sup>ης</sup> πειραματικής γραμμής του επιταχυντή βρίσκεται η γωνιομετρική τράπεζα στην οποία έγινε η μέτρηση της διαφορικής ενεργού διατομής. Η δέσμη μετά την επιτάχυνσή της καταλήγει σε ένα θάλαμο υψηλού κενού μέσα στον οποίο είναι τοποθετημένος ο στόχος. Ο θάλαμος αυτός και οι ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν βρίσκονται πάνω στη τράπεζα.

Πιο συγκεκριμένα, ο στόχος βρίσκεται σε ειδική μεταλλική βάση στο κέντρο του θαλάμου, η οποία είναι ενσωματωμένη στη θύρα εισόδου του. Η επαφή του κύριου μέρους του θαλάμου με τη θύρα εισόδου γίνεται με μονωτικό υλικό (plexiglass) ενώ στο πίσω μέρος της βάσης υπάρχει ένα παχύ φύλλο τανταλίου ώστε να σταματούν πάνω του τα σωματίδια της δέσμης που δεν αλληλεπιδράσαν με το στόχο. Στο πάνω μέρος υπάρχει ένας μεταλλικός σωλήνας, ενωμένος με τη βάση, ο οποίος χρησιμοποιείται για την παροχή αέρα ώστε να διατηρείται ο στόχος σε χαμηλή θερμοκρασία. Ολόκληρος ο θάλαμος είναι μονωμένος καθώς είναι τοποθετημένος πάνω σε μονωτικό υλικό ενώ υπάρχει επιπλέον μόνωση στη σύνδεσή του με την γραμμή της δέσμης. Ο τρόπος που είναι κατασκευασμένη η διάταξη αποσκοπεί στη χρήση του θαλάμου ως κλωβού Faraday (Faraday cup) για την ακριβέστερη μέτρηση του φορτίου που πέφτει στο στόχο.

#### 3.4.1 Ο Στόχος

Η βάση του στόχου έχει περισσότερες από μια θέσεις, ενώ έχει την ελευθερία να κινείται κατακόρυφα, ώστε να είναι εφικτές μετρήσεις με διαφορετικούς στόχους κατά τη διάρκεια ενός πειράματος χωρίς να απαιτείται η καταστροφή του κενού που υπάρχει στο θάλαμο. Για το συγκεκριμένο πείραμα, οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν και τοποθετήθηκαν στην ειδική βάση ήταν τρεις. Ο στόχος φθοριούχου λιθίου (LiF) εξαχνωμένου πάνω σε ταντάλιο (<sup>181</sup>Ta), από τον οποίο υπολογίστηκαν οι διαφορικές ενεργές διατομές, μια παστίλια φθοριούχου λιθίου απείρου πάχους με τη βοήθεια της οποίας έγινε ο έλεγχος της εγκυρότητας των αποτελεσμάτων (benchmarking) και τέλος, μία ταινία αλουμινίου (<sup>27</sup>Al) τοποθετημένη στο πίσω μέρος της βάσης η οποία χρησιμοποιήθηκε για την ενεργειακή βαθμονόμηση της δέσμης. (Εικ.3.7)



**Εικόνα 3.7:** Το καπάκι του θαλάμου με την ενσωματωμένη βάση των στόχων.

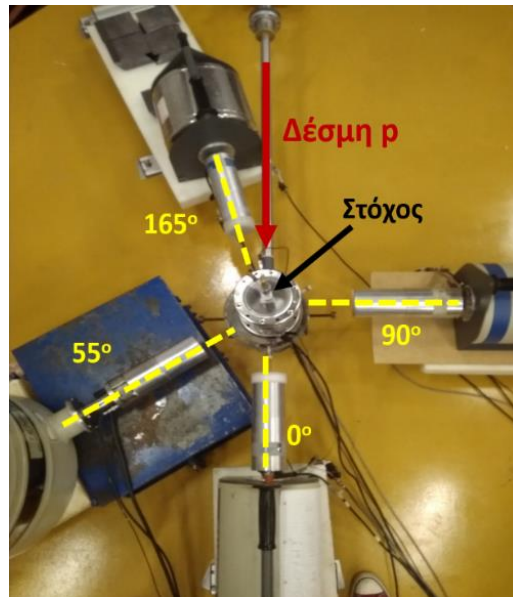
### 3.4.2 Οι ανιχνευτές

Για τους σκοπούς της εργασίας, χρησιμοποιήθηκαν τέσσερις ανιχνευτές γερμανίου υψηλής καθαρότητας – HPGe. Οι ανιχνευτές τοποθετήθηκαν πάνω στη γωνιομετρική τράπεζα σε γωνίες  $0^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $90^\circ$  και  $165^\circ$ , ως προς τη διεύθυνση της δέσμης, γύρω από το θάλαμο του στόχου. Κατά την τοποθέτησή τους έγινε ευθυγράμμιση ενώ υπολογίστηκαν και οι αποστάσεις των παραθύρων τους από το σημείο που βρίσκεται ο στόχος. Οι τιμές αυτών των αποστάσεων, η σχετική απόδοση του καθενός αλλά και οι τάσεις λειτουργίας τους (όπως δίνονται από τον εκάστοτε κατασκευαστή), φαίνονται στον παρακάτω πίνακα (Πιν.3.1)

Γωνία	Αβεβαιότητα στη γωνία	Σχετική απόδοση	d(cm) – Απόσταση από τον στόχο	Τάσης λειτουργίας (V)
$0^\circ$	$11.71^\circ$	18%	20.5	-3000
$90^\circ$	$12.00^\circ$	50%	20.0	+3500* (+2500)
$55^\circ$	$11.94^\circ$	20%	20.1	+1600* (+1250)
$165^\circ$	$10.08^\circ$	16%	23.9	-2500

\*Οι τιμές αντιστοιχούν στις ονομαστικές τάσεις λειτουργίας των ανιχνευτών. Λόγω προβλημάτων που εμφάνισαν κατά τη λειτουργία τους σε προηγούμενα πειράματα οι τάσεις που εφαρμόστηκαν φαίνονται στις παρενθέσεις.

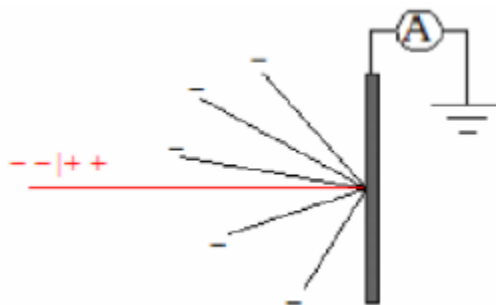
**Πίνακας 3.1:** Η σχετική απόδοση των ανιχνευτών και η απόστασή τους από το στόχο σε σχέση με τη γωνία που ήταν τοποθετημένοι.



**Εικόνα 3.8:** Οι θέσεις των ανιχνευτών σε σχέση με το θάλαμο του στόχου και τη δέσμη.

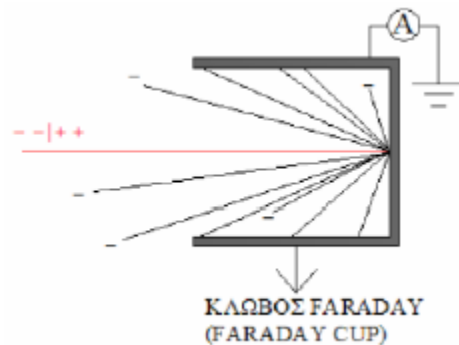
### 3.4.3 Κλωβός Faraday – Μέτρηση Φορτίου

Ο κλωβός Faraday χρησιμοποιείται για την μέτρηση του ρεύματος της δέσμης και κατά συνέπεια του φορτίου που πέφτει στον στόχο. Τα σωματίδια της δέσμης καθώς προσπίπτουν πάνω στο στόχο αλληλεπιδρούν με τα ηλεκτρόνια του και απομακρύνουν ένα μέρος αυτών. Η μέτρηση του ρεύματος με αμπερόμετρο συνδεδεμένο στη βάση του στόχου θα δώσει τιμή μεγαλύτερη από την πραγματική (Εικ.3.9).

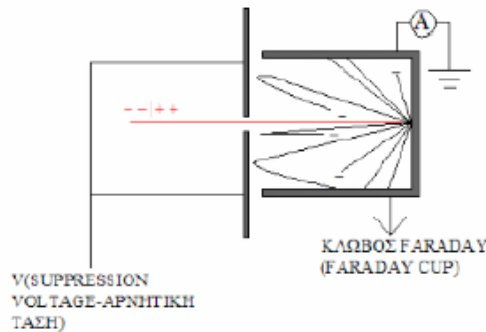


**Εικόνα 3.9:** Η δέσμη αλληλεπιδρά με τα ηλεκτρόνια του στόχου, αυτά διαφεύγουν και η μέτρηση του ρεύματος είναι μεγαλύτερη από την πραγματική.

Για την αντιμετώπιση του παραπάνω προβλήματος, γίνεται μεγένθυση της επιφάνειας συλλογής φορτίου του στόχου ώστε να μην διαφεύγουν έξω από αυτή τα ηλεκτρόνια (Εικ.3.10). Επιπλέον, η εφαρμογή αρνητικής τάσης καταστολής (supression voltage) ακριβώς πριν την επιφάνεια συλλογής φορτίου θα απωθήσει τα ηλεκτρόνια που διέφυγαν πίσω προς την αρχική τους θέση. Μια τέτοια διάταξη θα δώσει μεγαλύτερη ακρίβεια στη μέτρηση της τιμής του ρεύματος (Εικ.3.11)



**Εικόνα 3.10:** Σχηματική αναπαράσταση του κλωβού Faraday.



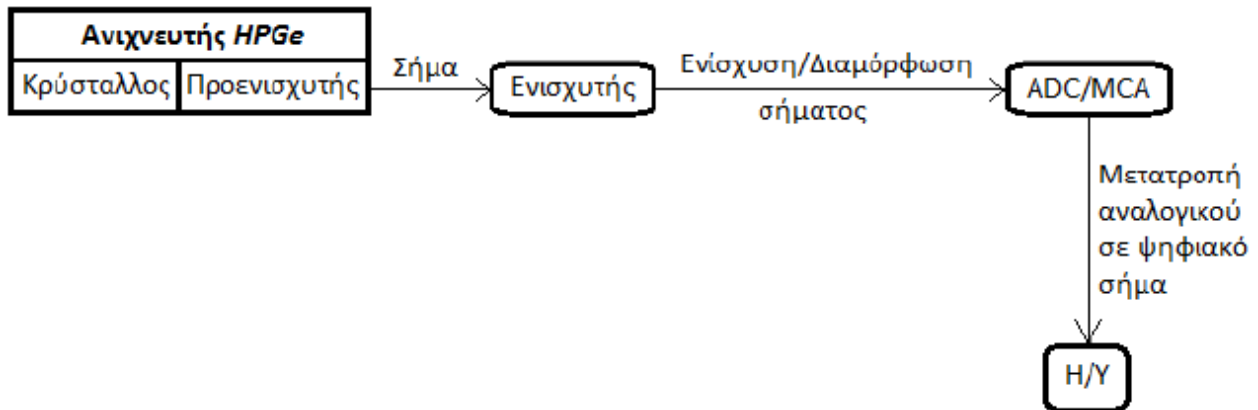
**Εικόνα 3.11:** Σχηματική αναπαράσταση του κλωβού Faraday με εφαρμογή θετικής τάσης πριν από αυτόν.

Στα πλαίσια της συγκεκριμένης εργασίας, για την επίτευξη αναπαραγωγής της διάταξης του κλωβού Faraday, βραχυκυκλώθηκε η βάση του στόχου με τα τοιχώματα του θαλάμου όπου ήταν τοποθετημένος. Όπως ήδη αναφέρθηκε, τα τοιχώματα του θαλάμου είναι μονωμένα και επιπλέον δεν βρίσκονται σε επαφή με τη βάση του στόχου. Οπότε, τα ηλεκτρόνια που διαφεύγουν εκτός στόχου συλλέγονται από τα τοιχώματα και μέσω του βραχυκυκλώματος ‘μειώνουν’ την τιμή του ρεύματος φέρνοντάς την πιο κοντά στη πραγματική. Τέλος, δεν έγινε εφαρμογή τάσης καταστολής καθώς το άνοιγμα της γραμμής

της δέσμης που καταλήγει στο θάλαμο του στόχου έχει πολύ μικρή διάμετρο και η διόρθωση που θα έδινε δεν είναι αισθητή.

### 3.5 Ηλεκτρονική διάταξη

Μια ακτίνα- $\gamma$  όταν προσπίπτει στον κρύσταλλο του ανιχνευτή HPGe αλληλεπιδρά με αυτόν μέσω τριών μηχανισμών όπως αναφέρθηκαν στην ενότητα 1.4, δηλαδή μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου, σκέδασης Compton ή δίδυμης γένεσης. Αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης αυτής, είναι η δημιουργία φορτίων στους ακροδέκτες του ανιχνευτή εφόσον του έχει ήδη εφαρμοστεί η κατάλληλη τάση λειτουργίας του. Τα φορτία συλλέγονται και το σήμα που δίνουν ενισχύεται μέσω ενός προενισχυτή (preamplifier) που είναι ενσωματωμένος σε κάθε ανιχνευτή. Στη συνέχεια, διαμορφώνεται και επιδέχεται επιπλέον ενίσχυση με τη βοήθεια των ενισχυτών (amplifiers) πριν οδηγηθεί σε έναν Αναλογικό – Ψηφιακό μετατροπέα (Analog-to-Digital Converter – ADC) για τη μετατροπή του από αναλογικό σε ψηφιακό και ένα Πολυκαναλικό Αναλυτή (MultiChannel Analyzer – MCA) με σκοπό την καταγραφή του σε κανάλια, ανάλογα με την ενέργειά του (τελικό φάσμα ακτίνων- $\gamma$ ).



Εικόνα 3.12: Σχηματική αναπαράσταση της ηλεκτρονικής διάταξης.

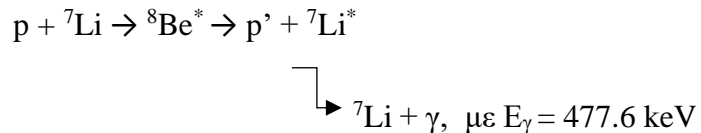


## Κεφάλαιο 4

### Ανάλυση πειραματικών δεδομένων

#### 4.1 Θεωρητικά στοιχεία για το ${}^7\text{Li}$

Η αντίδραση που μελετήθηκε στα πλαίσια της εργασίας είναι η  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ . Η συγκεκριμένη αντίδραση λαμβάνει χώρα κυρίως μέσω του μηχανισμού του σύνθετου πυρήνα. Το πρωτόνιο της δέσμης προσπίπτει στον πυρήνα του λιθίου-7 και δημιουργείται ο σύνθετος και ασταθής πυρήνας του στοιχείου  ${}^8\text{Be}$ . Ο νέος πυρήνας, στη συνέχεια, αποδιεγείρεται και εκπέμπει ένα πρωτόνιο αφήνοντας ξανά τον πυρήνα  ${}^7\text{Li}$  σε διεγερμένη πλέον κατάσταση. Η ακτίνα  $\gamma_{1-0}$ , η οποία καταμετρήθηκε, είναι η χαρακτηριστική ακτίνα- $\gamma$  του λιθίου που προκύπτει κατά την αποδιέγερσή του από την πρώτη διεγερμένη στη βασική του κατάσταση. Η ενέργεια της ακτίνας- $\gamma$  είναι 477.6 keV και συμβολικά η αντίδραση παριστάνεται ως:

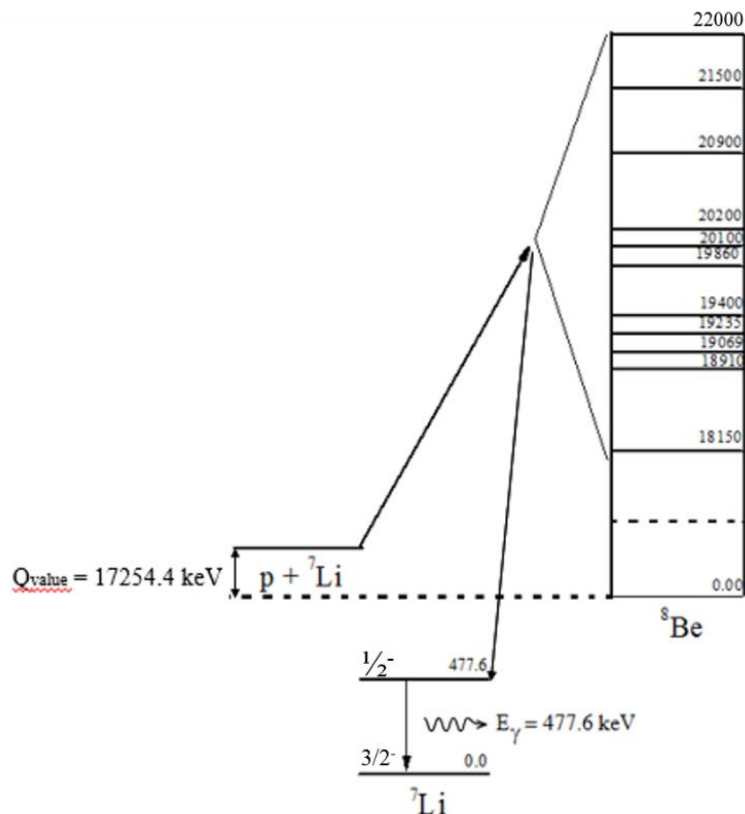


Η τιμή της Q-value της αντίδρασης  $p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be}$  είναι 17254.4 keV. Οι ενέργειες των πρωτονίων που χρησιμοποιήθηκαν κάλυψαν το εύρος μεταξύ 1010-4000 keV (ονομαστικές τιμές ενέργειας) και το ενεργειακό βήμα ήταν 15, 20 και 40 keV ανά περιοχή ενδιαφέροντος με βάση τους συντονισμούς που αναμένονταν να παρατηρηθούν. Το ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης φαίνεται αναλυτικά στην παρακάτω εικόνα (Εικ.4.1). Οι ενεργειακές στάθμες του σύνθετου πυρήνα του  ${}^8\text{Be}$ , που διεγέρθηκαν κατά την πραγματοποίηση της αντίδρασης χαρακτηρίζονται από μεγάλα ενεργειακά πλάτη και υπάρχει αλληλοεπικάλυψη μεταξύ τους, με αποτέλεσμα να μην παρατηρούνται λεπτοί συντονισμοί. Ο μόνος διακριτός συντονισμός είναι αυτός της πρώτης στάθμης που διεγέρθηκε, η οποία έχει ενέργεια 18519 keV και είναι αρκετά 'φαρδιά' ( $\Gamma = 138 \text{ keV}$ ). Στον πίνακα 4.1, αναγράφονται αναλυτικά όλες οι ενεργειακές στάθμες του  ${}^8\text{Be}$  στην περιοχή ενδιαφέροντος, μαζί με τις τιμές των πλατών τους ( $\Gamma$ ) και των στροφορμών τους,  $J^\pi$ .

E(στάθμης) (keV)	$\Gamma$ (keV)	$J^\pi$
18150	138	1+
18910	122	2-
19069	271	3+
19325	227	3+
19400	645	1-
19860	700	4+

20100	880	2+
20200	720	0+
20900	1600	4-
21500	1100	3+
22000	4000	1-

**Πίνακας 4.1:** Ενεργειακές στάθμες  ${}^8\text{Be}$  που διεγέρθηκαν, τα ενεργειακά πλάτη τους ( $\Gamma$ ) και οι αντίστοιχες τιμές της στροφορμής τους ( $J^\pi$ ).



**Εικόνα 4.1:** Ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ .

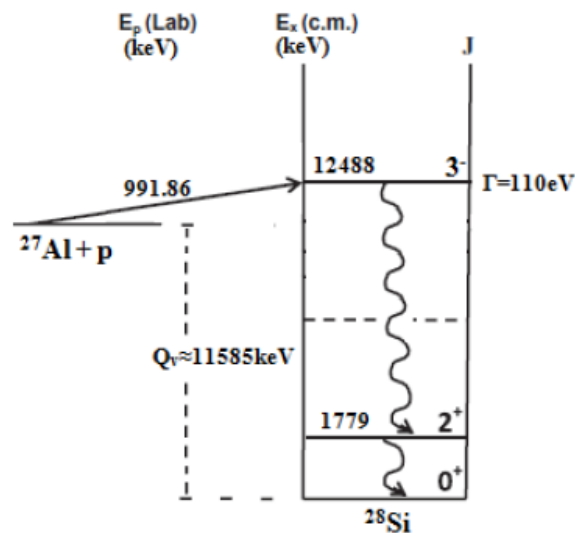
## 4.2 Βαθμονόμηση του επιταχυντή

Η ενέργεια της δέσμης των πρωτονίων που θα προσπέσουν στον στόχο, ρυθμίζεται από τον μαγνήτη ανάλυσης (analyzer) (Εικ.3.1). Όμως, λόγω του βρόγχου υστέρησης, υπάρχει σε πολλές περιπτώσεις κάποια παραμένουσα μαγνήτιση. Ο χειριστής του επιταχυντή ρυθμίζει εξωτερικά το ρεύμα που απαιτείται για να παραχθεί το κατάλληλο μαγνητικό πεδίο ώστε να έχει η δέσμη την αντίστοιχη ενέργεια που ζητείται σύμφωνα με τις ανάγκες του πειράματος. Στην παραπάνω τιμή του μαγνητικού πεδίου, προστίθεται έτσι και η παραμένουσα μαγνήτιση, γεγονός που δημιουργεί μία απόκλιση στην αναμενόμενη τιμή της ενέργειας της δέσμης. Η διαδικασία

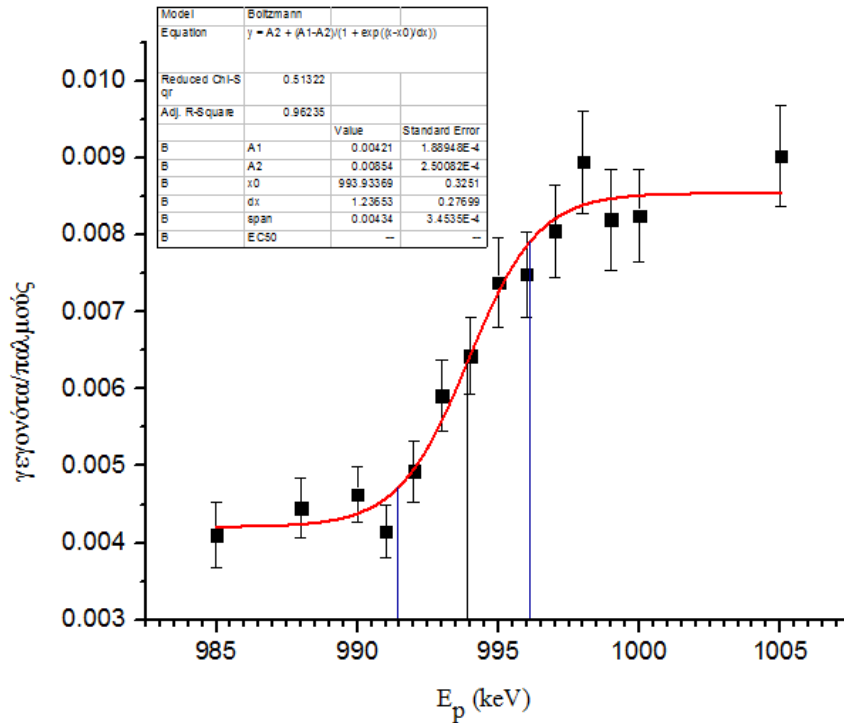
που πραγματοποιείται για την αντιμετώπιση του παραπάνω φαινομένου, είναι απαραίτητη στην αρχή κάθε πειράματος και είναι γνωστή ως βαθμονόμηση του επιταχυντή (machine calibration).

Για τη βαθμονόμηση του επιταχυντή στα πλαίσια της εργασίας έγινε χρήση της αντίδρασης  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ , η οποία παρουσιάζει ένα λεπτό συντονισμό ( $\Gamma=110\text{ eV}$ ) για ενέργεια πρωτονίων  $E_{p,\text{lab}} = 991.86\text{ keV}$ . Η ακτίνα- $\gamma$  που προκύπτει από αυτή την αντίδραση, έχει ενέργεια  $E_\gamma = 1779\text{ keV}$ , και εκπέμπεται κατά την αποδιέγερση του πυρήνα  $^{28}\text{Si}$  από την πρώτη διεγερμένη ενεργειακά στάθμη, προς τη βασική του κατάσταση. Το ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης φαίνεται παρακάτω (Εικ.4.2).

Πιο συγκεκριμένα, ακτινοβολήθηκε στόχος αλουμινίου απείρου πάχους (Εικ.3.7) με πρωτόνια ενέργειας μεταξύ  $985\text{ keV}$  και  $1.005\text{ MeV}$  ώστε να εντοπιστεί ο συντονισμός. Από τα φάσματα που ελήφθησαν με τη βοήθεια του ενός από τους ανιχνευτές HPGe, κατασκευάστηκε το διάγραμμα των γεγονότων της κορυφής, που αντιστοιχεί στην ενέργεια της ακτίνας- $\gamma$  του συντονισμού ( $1779\text{ keV}$ ), κανονικοποιημένων ως προς το φορτίο που προσέπεσε στον στόχο, συναρτήσει της ενέργειας των πρωτονίων (Διάγραμμα 4.1). Στη συνέχεια, στα σημεία που προέκυψαν, έγινε προσαρμογή (fit) μιας καμπύλης με σιγμοειδή μορφή. Η ονομαστική τιμή της ενέργειας των πρωτονίων που αντιστοιχεί στον συντονισμό δίνεται από τη μέση της ανόδου της καμπύλης και είναι  $993.9\text{ keV}$ . Η τιμή της ενεργειακής μετατόπισης (offset) προέκυψε ίση με  $2.0\text{ keV}$  και το ενεργειακό εύρος (ripple)  $4.7\text{ keV}$ .



**Εικόνα 4.2:** Ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ .

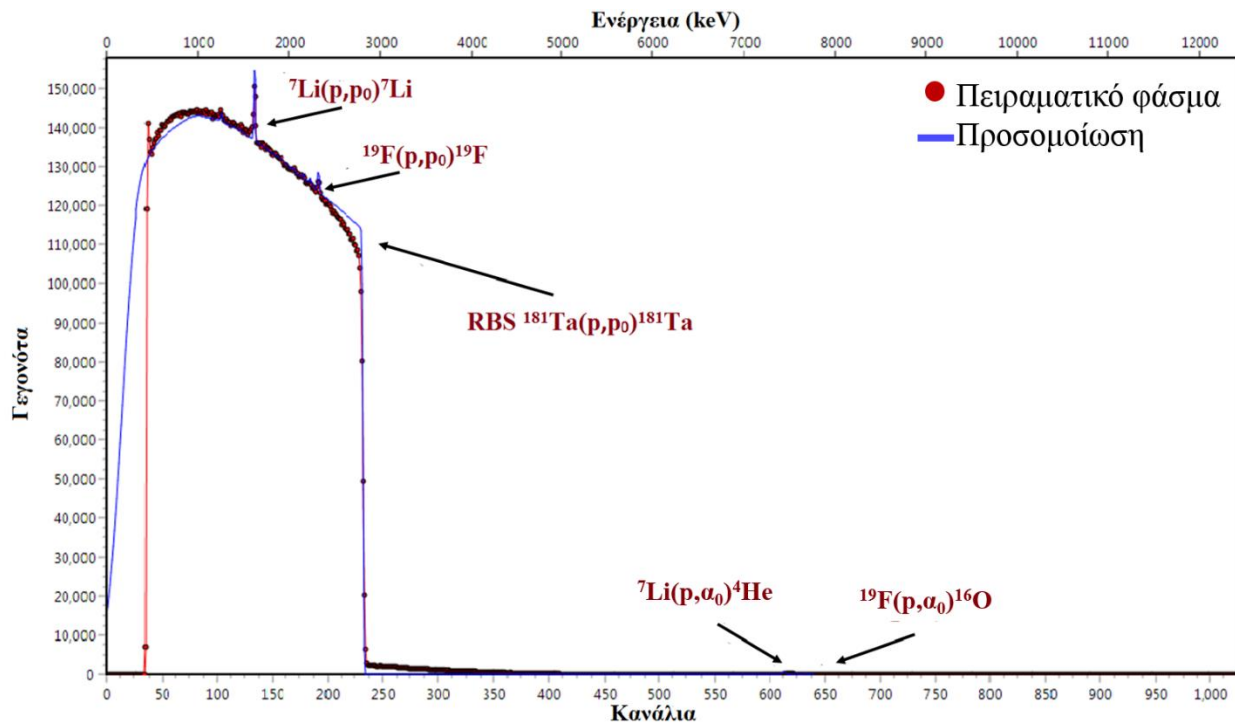


**Διάγραμμα 4.1:** Βαθμονόμηση του επιταχυντή.

### 4.3 Υπολογισμός του πάχους του στόχου

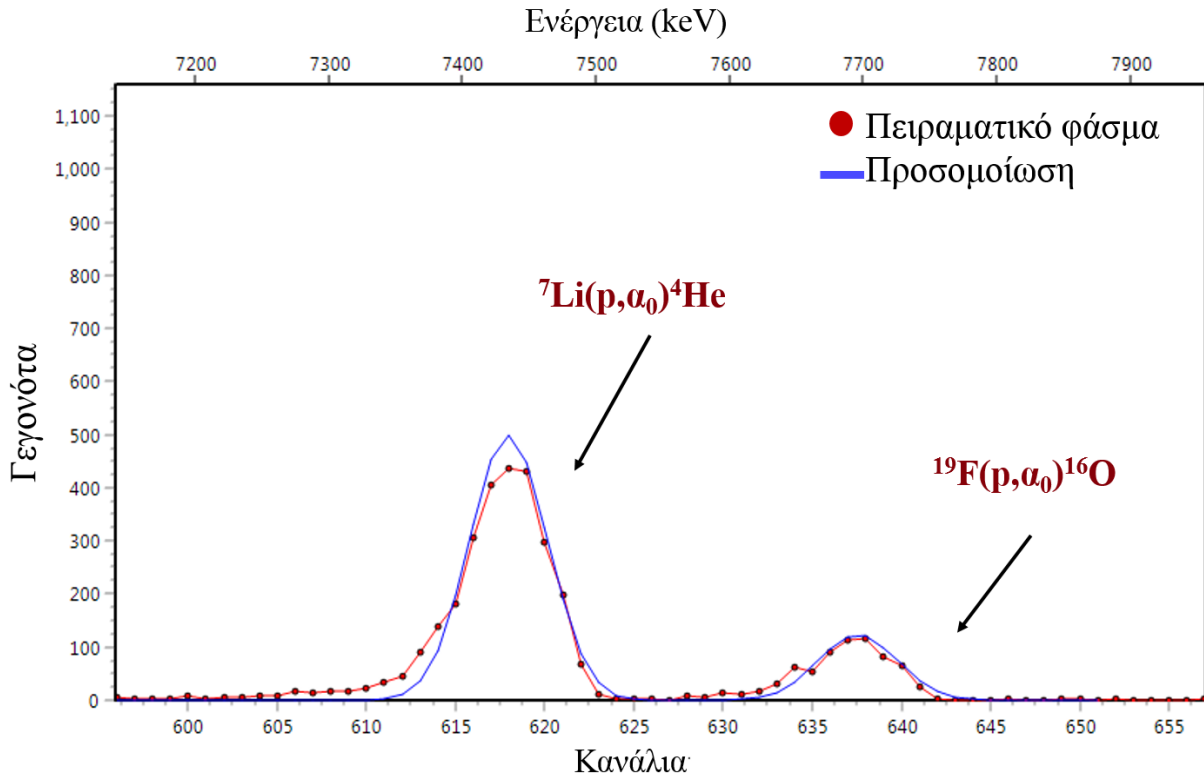
Ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε για τις ανάγκες του πειράματος αποτελείται από ένα στρώμα φθοριούχου λιθίου εξαχνωμένο πάνω σε παχύ φύλλο τανταλίου. Για τον ακριβή υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής, είναι απαραίτητη η γνώση της επιφανειακής πυκνότητας του λιθίου σε μονάδες άτομα/cm<sup>2</sup>. Η επιφανειακή πυκνότητα εκφράζει ισοδύναμα το πάχος του στόχου και στη συγκεκριμένη περίπτωση υπολογίστηκε με τη βοήθεια των μεθόδων RBS, EBS και NRA σε κοινή μέτρηση, η οποία πραγματοποιήθηκε στην 3<sup>η</sup> πειραματική γραμμή του επιταχυντή Tandem του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» (Εικ. 3.1).

Αναλυτικά, ο στόχος τοποθετήθηκε σε μικρό γωνιόμετρο, υπό συνθήκες υψηλού κενού, πάνω σε ειδική βάση μέσα σε αυτό και ακτινοβολήθηκε με δέσμη πρωτονίων ενέργειας 2899 keV. Με χρήση ενός ανιχνευτή πυριτίου σε γωνία 170° και κατάλληλα ηλεκτρονικά προέκυψε ένα ενεργειακό φάσμα σωματιδίων. Στη συνέχεια, με τη βοήθεια των προγραμμάτων SIMNRA 7.02 και SpectW, έγινε η καταμέτρηση των γεγονότων που προέκυψαν από την σκέδαση ή την αντίδραση των πρωτονίων με τους πυρήνες του στόχου και οι τιμές που προέκυψαν χρησιμοποιήθηκαν για την προσομοίωση του φάσματος. Τα δύο φάσματα φαίνονται σε κοινό διάγραμμα παρακάτω (Εικ.4.3).



**Εικόνα 4.3:** Φάσμα για τον υπολογισμό του πάχους του στόχου. Διακρίνεται το πειραματικό φάσμα, το φάσμα μετά την προσομοίωση και οι κορυφές των βασικών αλληλεπιδράσεων που χρησιμοποιήθηκαν.

Επειδή το ταντάλιο πάνω στο οποίο είχε εξαχνωθεί το LiF ήταν απείρου πάχους, τα γεγονότα από την σκέδαση Rutherford σε αυτό δημιούργησαν έντονο υπόβαθρο. Οι κορυφές της ελαστικής σκέδασης των πρωτονίων στο λίθιο και στο φθόριο επικάθονται πάνω σε αυτό το υπόβαθρο, οπότε ο υπολογισμός των γεγονότων τους είναι δύσκολος και επιφέρει μεγάλη αβεβαιότητα. Πιο συγκεκριμένα, οι κορυφές αυτές αντιστοιχούν στις αλληλεπιδράσεις  ${}^7\text{Li}(p,p_0){}^7\text{Li}$  και  ${}^{19}\text{F}(p,p_0){}^{19}\text{F}$ . Για να προκύψουν, λοιπόν ακριβή αποτελέσματα για τη μέτρηση του πάχους του στόχου, επιλέχθηκε ο υπολογισμός να γίνει με βάση την ολοκλήρωση των γεγονότων των κορυφών που προκύπτουν από τις αντιδράσεις  ${}^7\text{Li}(p,\alpha_0){}^4\text{He}$  και  ${}^{19}\text{F}(p,\alpha_0){}^{16}\text{O}$ . Οι ενέργειες των εξερχόμενων σωματιδίων-α, έχουν μεγαλύτερη ενέργεια από τα πρωτόνια τα οποία προέρχονται από τη σκέδαση στο ταντάλιο, οπότε οι κορυφές των παραπάνω αντιδράσεων είχαν μικρό υπόβαθρο και τα ολοκληρώματα των γεγονότων τους υπολογίστηκαν εύκολα μέσω του προγράμματος SpectrW (Εικ.4.4).



**Εικόνα 4.4:** Φάσμα για τον υπολογισμό του πάχους του στόχου. Διακρίνονται οι κορυφές των αντιδράσεων  ${}^7\text{Li}(p, \alpha_0){}^7\text{Li}$  και  ${}^{19}\text{F}(p, \alpha_0){}^{19}\text{F}$  που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό του πάχους του στόχου.

Για τις διαφορετικές ενεργές διατομές των ελαστικών σκεδάσεων αλλά και των αντιδράσεων στις οποίες βασίστηκε ο υπολογισμός του πάχους του στόχου, χρησιμοποιήθηκαν τα δεδομένα που υπάρχουν στην βιβλιοθήκη της IBANDL και συγκεκριμένα, οι τιμές που έχουν υπολογιστεί από την εργασία των *V.Paneta et al* [5]. Για τη σκέδαση Rutherford στο ταντάλιο οι τιμές δόθηκαν με βάση την ομόνυμη σχέση. Επιπλέον, επειδή η φυσική ισοτοπική αναλογία του λιθίου είναι  ${}^7\text{Li}$  (92.5%) και  ${}^6\text{Li}$  (7.5%), τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν για την ελαστική σκέδαση των πρωτονίων στο  ${}^6\text{Li}$ , είναι αυτά των *M.Haller et al* [6].

Όσον αφορά την τιμή του φορτίου που χρησιμοποιήθηκε στο πρόγραμμα SIMNRA, ώστε η προσομοίωση να είναι όσο το δυνατόν πιο ρεαλιστική, επιλέχθηκε με βάση το πειραματικό φάσμα σε μία περιοχή του σκαλοπατιού του τανταλίου, μακριά από τη μη λεία επιφάνειά αυτού. Ουσιαστικά, καταμετρήθηκαν τα γεγονότα του πειραματικού φάσματος στην περιοχή μεταξύ των κορυφών των ελαστικών σκεδάσεων στο  ${}^7\text{Li}$  και στο  ${}^{19}\text{F}$ , όπου δεν υπήρχαν κορυφές αντιδράσεων και στη συνέχεια, το φορτίο προσαρμόστηκε έτσι ώστε τα γεγονότα του φάσματος της προσομοίωσης να συμπίπτουν με αυτά που καταμετρήθηκαν. Από την εικόνα 4.3 είναι εύκολα παρατηρήσιμη η απόκλιση που υπάρχει μεταξύ του πειραματικού και του προσομοιωμένου φάσματος στην αρχή της επιφάνειας του τανταλίου. Η διαφορά αυτή οφείλεται στην τραχύτητα

της επιφάνειας του τανταλίου, γεγονός που προκαλεί τη διαφυγή των σκεδαζόμενων πρωτονίων σε διάφορες γωνίες ή τη διαφοροποίηση στην ενέργεια με την οποία θα προσπέσουν τα πρωτόνια στους πυρήνες του τανταλίου, λόγω απώλειας ενέργειας στο στρώμα του LiF.

Επιπλέον, μία μικρή διαφορά που εμφανίζεται στα χαμηλά κανάλια μεταξύ του πειραματικού φάσματος και αυτού που προέκυψε μέσω της προσομοίωσης, οφείλεται στα μοντέλα που χρησιμοποιεί το SIMNRA για τον υπολογισμό του ενεργειακού και χωρικού διασκεδασμού (straggling) της δέσμης. Επίσης, να σημειωθεί πως για την προσομοίωση χρησιμοποιήθηκε η επιλογή που δίνεται στο χρήστη από το πρόγραμμα και αφορά την διπλή σκέδαση των πρωτονίων κατά τη διαφυγή τους από το εύρος του στόχου (dual scattering).

Τελικά, η επιφανειακή πυκνότητα του  ${}^7\text{Li}$ , υπολογίστηκε ίση με  $N_t = 1850 \cdot 10^{15}$  άτομα/cm<sup>2</sup>. Το σφάλμα της τιμής αυτής είναι 7% λόγω κυρίως των τιμών της διαφορικής ενεργού διατομής που χρησιμοποιήθηκαν. Επιπλέον, η επιφανειακή πυκνότητα του  ${}^6\text{Li}$ , υπολογίστηκε ίση με  $150 \cdot 10^{15}$  άτομα/cm<sup>2</sup>, με βάση την φυσική ισοτοπική αναλογία, ενώ η αντίστοιχη ποσότητα για το  ${}^{19}\text{F}$  βρέθηκε μέσω της προσομοίωσης ίση με 1690 άτομα/cm<sup>2</sup>. Συνολικά, η επιφανειακή πυκνότητα του στόχου LiF σε μονάδες μg/cm<sup>2</sup> υπολογίστηκε ίση με 76.4 μg/cm<sup>2</sup>.

#### 4.4 Βαθμονόμηση Φασμάτων

Όπως ήδη αναφέρθηκε, το τελικό σήμα των ανιχνευτών καταγράφεται σε κανάλια ανάλογα με την ενέργειά του μέσω ενός πολυκαναλικού αναλυτή στο τελικό στάδιο επεξεργασίας του. Για να μπορεί να γίνει η αναγνώριση των κορυφών που προκύπτουν από τις διάφορες ακτίνες-γ στο εκάστοτε φάσμα, θα πρέπει να γίνει αντιστοίχιση των καναλιών σε ενέργειες. Η σχέση που συνδέει τα κανάλια με τις ενέργειες είναι γραμμική και η χρήση απομακρυσμένων κορυφών για την πραγματοποίηση της βαθμονόμησης, δίνει πιο ακριβή αποτελέσματα. Για αυτό το σκοπό, χρησιμοποιήθηκε μια πηγή ευρωπίου ( ${}^{152}\text{Eu}$ ), το οποίο αποδιεγείρεται εκπέμποντας καλά καθορισμένες ενεργειακά και εύκολα αναγνωρίσιμες ακτίνες-γ. Μέσω της αντιστοίχισης της κάθε κορυφής αυτού με το κανάλι στο οποίο εμφανιζόταν στο φάσμα κάθε ανιχνευτή, πραγματοποιήθηκε η ενεργειακή βαθμονόμηση όλων των φασμάτων.

Έτσι, κατέστη δυνατή η αναγνώριση της κορυφής των 477.6 keV του λιθίου, που μελετήθηκε σε αυτή την εργασία, καθώς επίσης και των υπολοίπων κορυφών στα φάσματα που προέρχονταν από τα στοιχεία που υπήρχαν στο στόχο που χρησιμοποιήθηκε.

#### 4.5 Απόδοση ανιχνευτών

Απαραίτητη προϋπόθεση για την εξαγωγή των τελικών αποτελεσμάτων είναι ο καθορισμός της απόδοσης των ανιχνευτών HPGe που χρησιμοποιήθηκαν. Σύμφωνα με τη σχέση (1.7), η οποία φαίνεται και στη συνέχεια, η ποσότητα που πρέπει να προσδιοριστεί είναι η απόλυτη απόδοση (absolute efficiency -  $\epsilon_{\text{abs}}$ ) των ανιχνευτών. Για το λόγο αυτό, χρησιμοποιήθηκε μια πηγή  ${}^{152}\text{Eu}$  γνωστής αρχικής ενεργότητας ( $R = 217 \pm 3$  kBq – 01/01/2011), τοποθετημένη ακριβώς στη

ίδια θέση που τοποθετήθηκε ο στόχος του LiF. Από τη σχέση 4.1, υπολογίζεται η απόλυτη απόδοση για κάθε ανιχνευτή.

$$\Delta\Omega \cdot \varepsilon_{int} = 4\pi \cdot \varepsilon_{abs} \quad (1.7)$$

$$\varepsilon_{abs} = \frac{N/\Delta t}{R_0 \cdot I_\gamma} \quad (4.1)$$

όπου, N είναι ο αριθμός των γεγονότων που καταγράφει κάθε ανιχνευτής, Δt είναι η διάρκεια της μέτρησης, R είναι η ενεργότητα της πηγής όταν έγινε η μέτρηση και I<sub>γ</sub> είναι η τιμή της έντασης των ακτίνων-γ του <sup>152</sup>Eu. Το αντίστοιχο σφάλμα της παραπάνω τιμής δίνεται από τη σχέση:

$$\delta\varepsilon_{abs} = \varepsilon_{abs} \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta N}{N}\right)^2 + \left(\frac{\delta R_0}{R_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta I_\gamma}{I_\gamma}\right)^2} \quad (4.2)$$

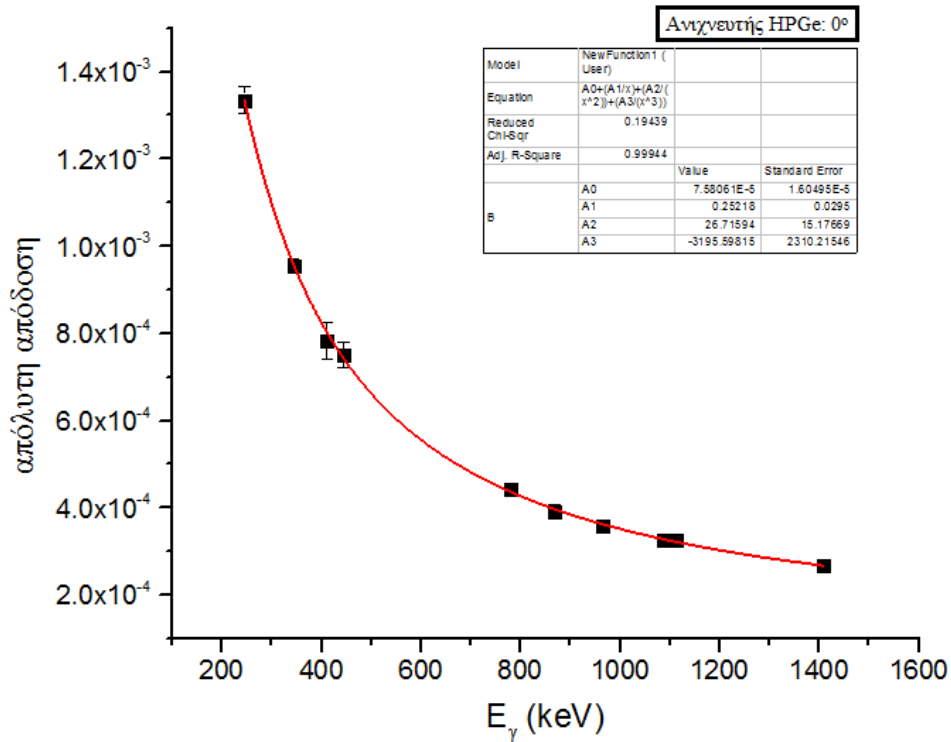
Στον πίνακα 4.2 αναγράφονται οι ακτίνες-γ της πηγής <sup>152</sup>Eu που χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό της απόλυτης απόδοσης των ανιχνευτών καθώς και οι αντίστοιχες εντάσεις τους. Ο χρόνος της μέτρησης για όλους τους ανιχνευτές ήταν περίπου 637s.

E <sub>γ</sub> (keV)	I <sub>γ</sub> (%)
244.7	7.583
344.28	26.5
411.12	2.23
443.96	3.148
778.9	12.942
867.37	4.245
964.08	14.601
1087.803	11.934
1112.1	13.644
1408	21.005

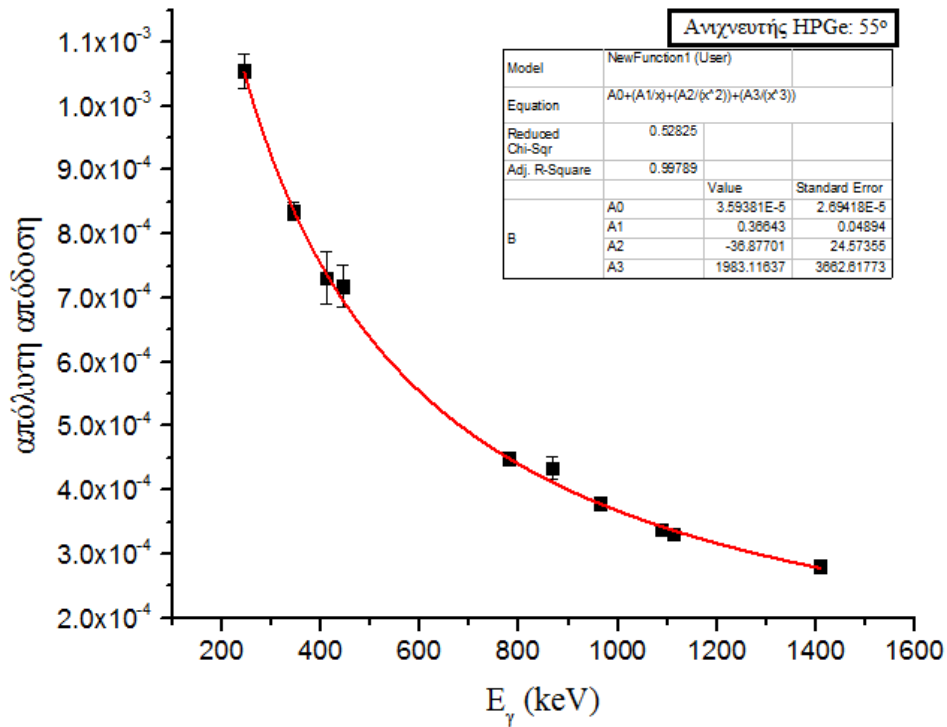
**Πίνακας 4.2:** Οι ενέργειες των ακτίνων-γ του <sup>152</sup>Eu και οι αντίστοιχες εντάσεις τους.



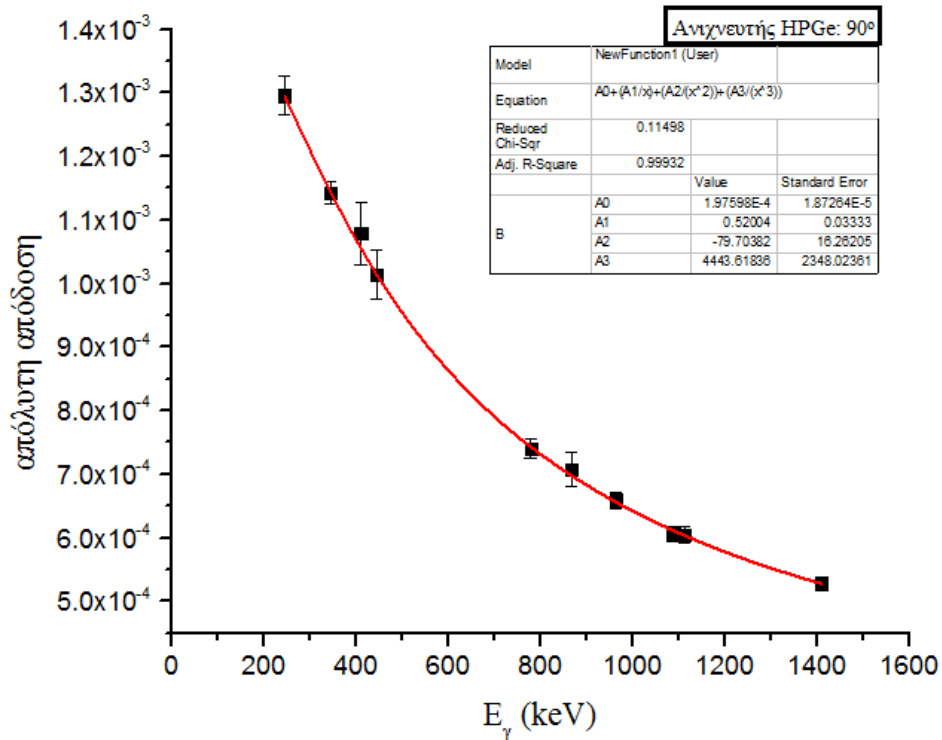
Με τις τιμές των απόλυτων αποδόσεων που υπολογίστηκαν, κατασκευάστηκαν οι γραφικές παραστάσεις αυτών συναρτήσει της ενέργειας. Στη συνέχεια, έγινε προσαρμογή με την καμπύλη της εξίσωσης που δίνεται από την Διεθνή Επιτροπή Ατομικής Ενέργειας (ΙΑΕΑ) για το συγκεκριμένο σκοπό. Οι αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις παρουσιάζονται παρακάτω για κάθε ανιχνευτή με βάση τη γωνία στην οποία είχαν τοποθετηθεί. Τέλος, με τη βοήθεια των καμπυλών και μέσω του προγράμματος OriginPro 9.0, προσδιορίστηκε η τιμή της απόλυτης απόδοσης του εκάστοτε ανιχνευτή για την ενέργεια της ακτίνας-γ των 477.6 keV του λιθίου (Διάγραμμα 4.2 - 4.5 & Πίν.4.3).



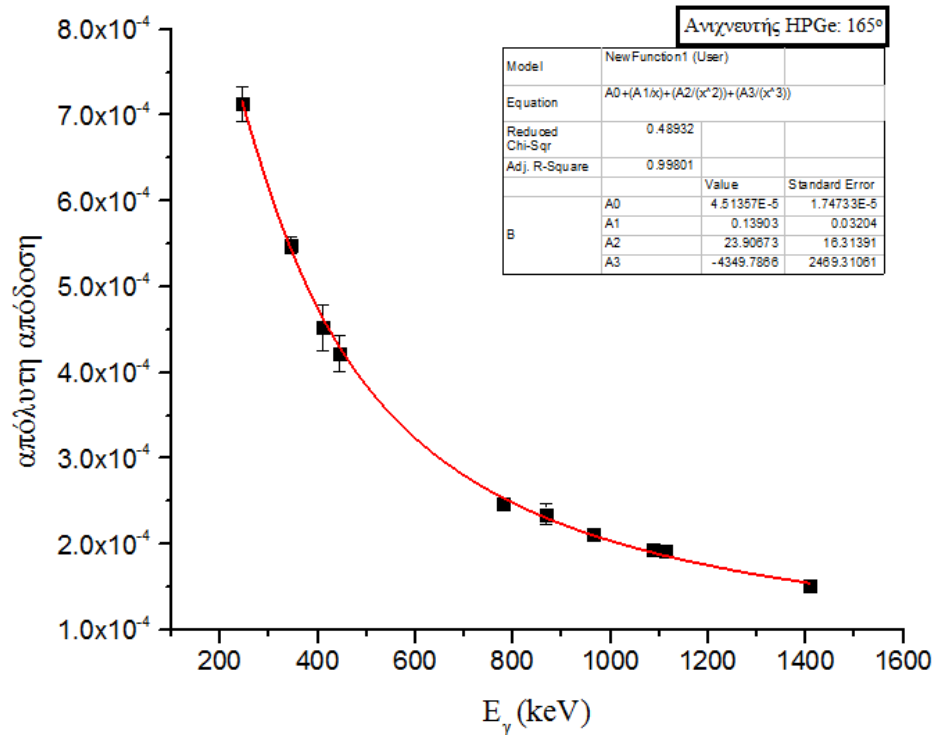
**Διάγραμμα 4.2:** Απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή HPGe στις 0° με πηγή  $^{152}\text{Eu}$ .



**Διάγραμμα 4.3:** Απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή HPGe στις 55° με πηγή <sup>152</sup>Eu.



**Διάγραμμα 4.4:** Απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή HPGe στις 90° με πηγή <sup>152</sup>Eu.



**Διάγραμμα 4.5:** Απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή HPGe στις 165° με πηγή  $^{152}\text{Eu}$ .

Γωνία	$\epsilon_{\text{abs}} (10^{-4})$	$\delta\epsilon_{\text{abs}} (10^{-4})$
0°	6.92	0.11
55°	6.60	0.17
90°	9.78	0.11
165°	4.01	0.12

**Πίνακας 4.3:** Απόλυτη απόδοση των ανιχνευτών και το σφάλμα της για την ακτίνα ενέργειας  $E_{\gamma} = 477.6\text{keV}$

#### 4.6 Μέτρηση του φορτίου

Σημαντική προϋπόθεση για τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής είναι ο υπολογισμός των πρωτονίων που προσέπεσαν στο στόχο κατά τη διάρκεια της κάθε μέτρησης. Γνωρίζοντας την τιμή του φορτίου,  $Q$ , που συγκεντρώθηκε στο στόχο και με το φορτίο του πρωτονίου να είναι ίσο με  $q_p = q_e \approx 1.602 \times 10^{-19} \text{C}$ , ο αριθμός των πρωτονίων δίνεται από τη σχέση:

$$N_p = \frac{Q}{q_p} \quad (4.3)$$

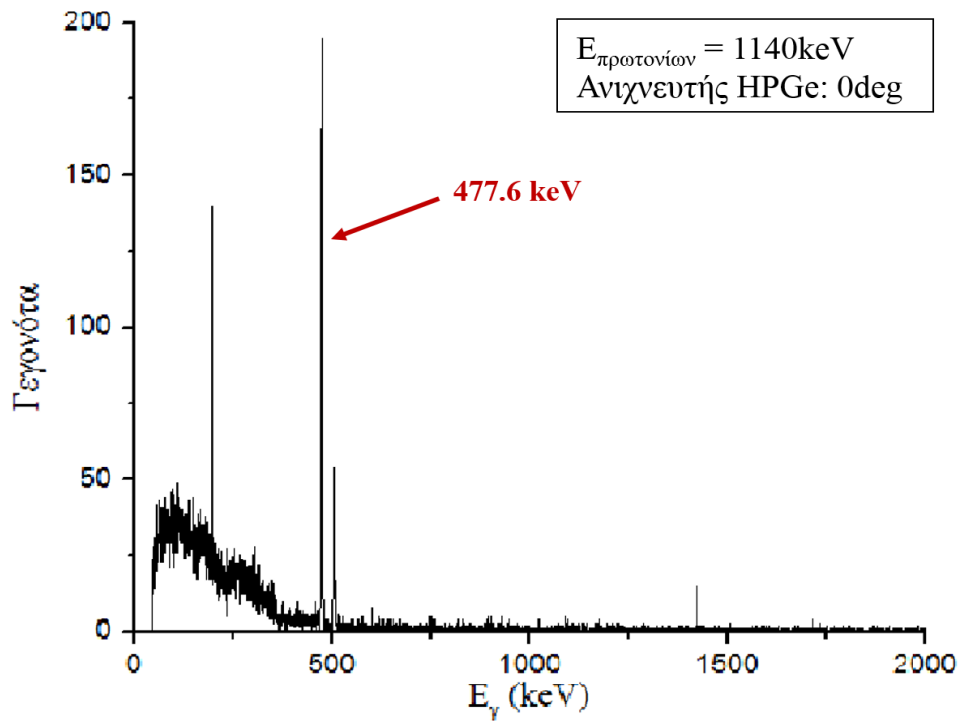
Πιο αναλυτικά, για την τιμή του φορτίου χρησιμοποιήθηκε η σχέση:

$$Q = \frac{(F.S.A) \cdot (Pulses)}{100} \quad (4.4)$$

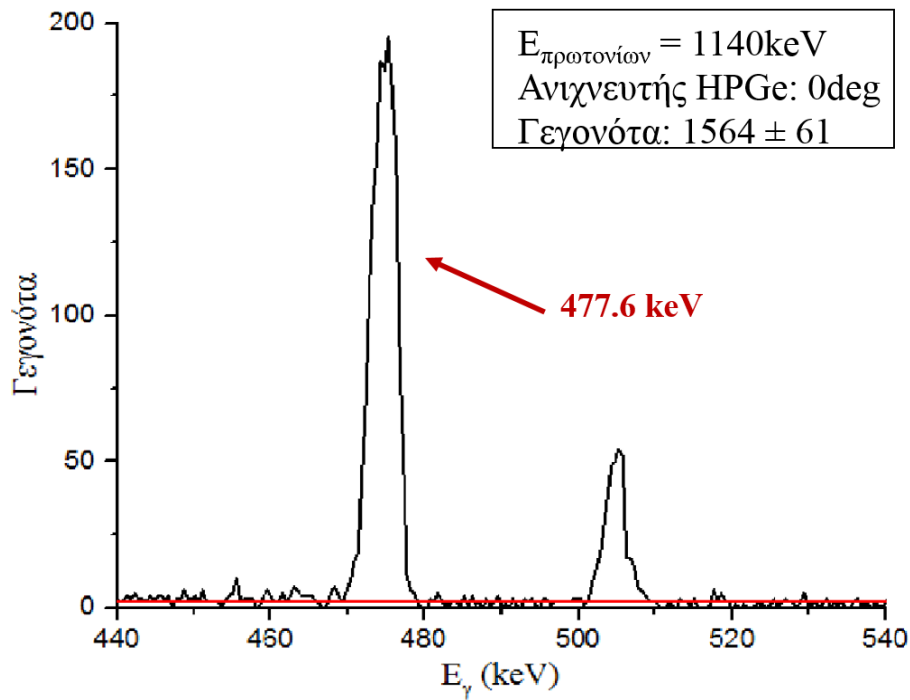
όπου, Pulses είναι οι παλμοί που καταγράφονταν σε κάθε μέτρηση, F.S.A. (Full Scale Amps) είναι το φορτίο που αντιστοιχεί σε 100 παλμούς. Η καταγραφή των παραπάνω τιμών πραγματοποιήθηκε με τη βοήθεια του κλωβού Faraday, η λειτουργία του οποίου ανεφέρθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο. Τόσο οι τιμές των Pulses, όσο και η τιμή F.S.A δεν παρέμεναν σταθερές και διαφέρουν μεταξύ των μετρήσεων. Το σφάλμα από τη μέτρηση του φορτίου έχει υπολογιστεί περίπου στο 3.5%.

#### 4.7 Εμβαδομέτρηση και φάσματα

Τα φάσματα που προέκυψαν κατά τη μέτρηση αποτελούνταν από καλά διαχωρισμένες και εύκολα αναγνωρίσιμες κορυφές που προέρχονταν από τα στοιχεία του στόχου. Ένα τυπικό φάσμα εξ' αυτών που ελήφθησαν, φαίνεται στην παρακάτω εικόνα (Εικ.4.5). Το συγκεκριμένο φάσμα αντιστοιχεί στον ανιχνευτή που είχε τοποθετηθεί στις  $0^0$  μοίρες και η ενέργεια των πρωτονίων στη συγκεκριμένη περίπτωση είναι  $E_p = 1140\text{keV}$ . Επίσης, με το βέλος αναδिकνύεται η κορυφή των  $477.6\text{keV}$  του λιθίου, που μας ενδιαφέρει, ενώ στην επόμενη εικόνα (Εικ. 4.6) παρουσιάζεται η ίδια κορυφή σε μεγέθυνση.



Εικόνα 4.5: Τυπικό φάσμα που προέκυψε κατά τη διάρκεια των μετρήσεων. Η κορυφή με ενέργεια 477.6keV αντιστοιχεί στην κορυφή του  ${}^7\text{Li}$ .



Εικόνα 4.6: Η κορυφή ενέργειας 477.6keV που αντιστοιχεί στην κορυφή του  ${}^7\text{Li}$ .

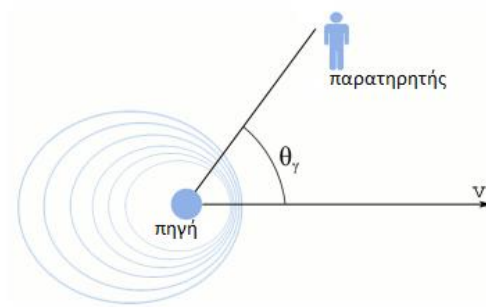
Ο υπολογισμός των γεγονότων της κάθε κορυφής έγινε με τη βοήθεια του προγράμματος SpectrW. Το συγκεκριμένο πρόγραμμα δίνει στον χρήστη δύο επιλογές. Η πρώτη αφορά την ολοκλήρωση (integrate) των γεγονότων της κορυφής σε διάστημα καναλιών που επιλέγει ο χρήστης, ενώ σύμφωνα με τη δεύτερη, επιλέγεται ένα κανάλι δεξιά της κορυφής, ένα κανάλι αριστερά καθώς και το κεντροειδές αυτής και στη συνέχεια γίνεται προσαρμογή (fit) με μια καμπύλη Gauss. Κατά τη μελέτη της κορυφής στα πλαίσια της συγκεκριμένης εργασίας ο υπολογισμός των γεγονότων έγινε με τη μέθοδο της ολοκλήρωσης.

Βασική προϋπόθεση για τον ακριβή υπολογισμό των γεγονότων, είναι η αφαίρεση του υποβάθρου (background) για το κάθε φάσμα. Η επιλογή του υποβάθρου γίνεται με την επιλογή 20 σημείων εκατέρωθεν της υπό μελέτη κορυφής, τα οποία όμως δεν αντιστοιχούν σε κάποια άλλη κορυφή του φάσματος. Το υπόβαθρο εμφανίζεται στο φάσμα του χρήστη με μια κίτρινη γραμμή στο κάτω μέρος της κορυφής (Εικ.4.5). Η διαδικασία της ολοκλήρωσης των γεγονότων δίνει την επιλογή της μη καταμέτρησης των γεγονότων του υποβάθρου, κάτι το οποίο έγινε και στις κορυφές που μελετήθηκαν. Για παράδειγμα, για ενέργειες πρωτονίων  $E_p = 1140\text{keV}$  και για τον ανιχνευτή στις  $0^\circ$  μοίρες, ο αριθμός των γεγονότων που καταγράφηκαν είναι 1564 counts με σφάλμα μέτρησης ίσο με 41 counts. Το σφάλμα της μέτρησης υπολογίζεται αυτόματα από το πρόγραμμα.

#### 4.7.1 Φαινόμενο Doppler

Κατά την διαδικασία του υπολογισμού των γεγονότων της κάθε κορυφής, για όλες τις ενέργειες πρωτονίων που χρησιμοποιήθηκαν, παρατηρήθηκαν κάποιες μεταβολές στις μορφές τους. Οι μεταβολές αυτές γινόταν όλο και περισσότερο έντονες κατά την αύξηση της ενέργειας των πρωτονίων και δεν αφορούσε όλες τις κορυφές του φάσματος παρά μόνο αυτή του λιθίου. Ουσιαστικά, γινόταν εμφανής η μετατόπισή της κατά τον άξονα της ενέργειας αλλά και η διαπλάτυνσή της. Η συμπεριφορά αυτή αποδόθηκε στην εμφάνιση του φαινομένου Doppler.

Γενικά, το φαινόμενο Doppler λαμβάνει χώρα όταν μια πηγή η οποία ακτινοβολεί και ένας παρατηρητής, βρίσκονται σε σχετική κίνηση μεταξύ τους (Εικ.4.7). Στην περίπτωση της πυρηνικής αντίδρασης που μελετήθηκε, ο πυρήνας που αποδιεγείρεται και εκπέμπει την ακτίνα-γ κινούμενος, αντιστοιχεί στην πηγή, ενώ ο ανιχνευτής, ο οποίος παραμένει ακίνητος στο σύστημα του εργαστηρίου, αντιστοιχεί στον 'παρατηρητή'.



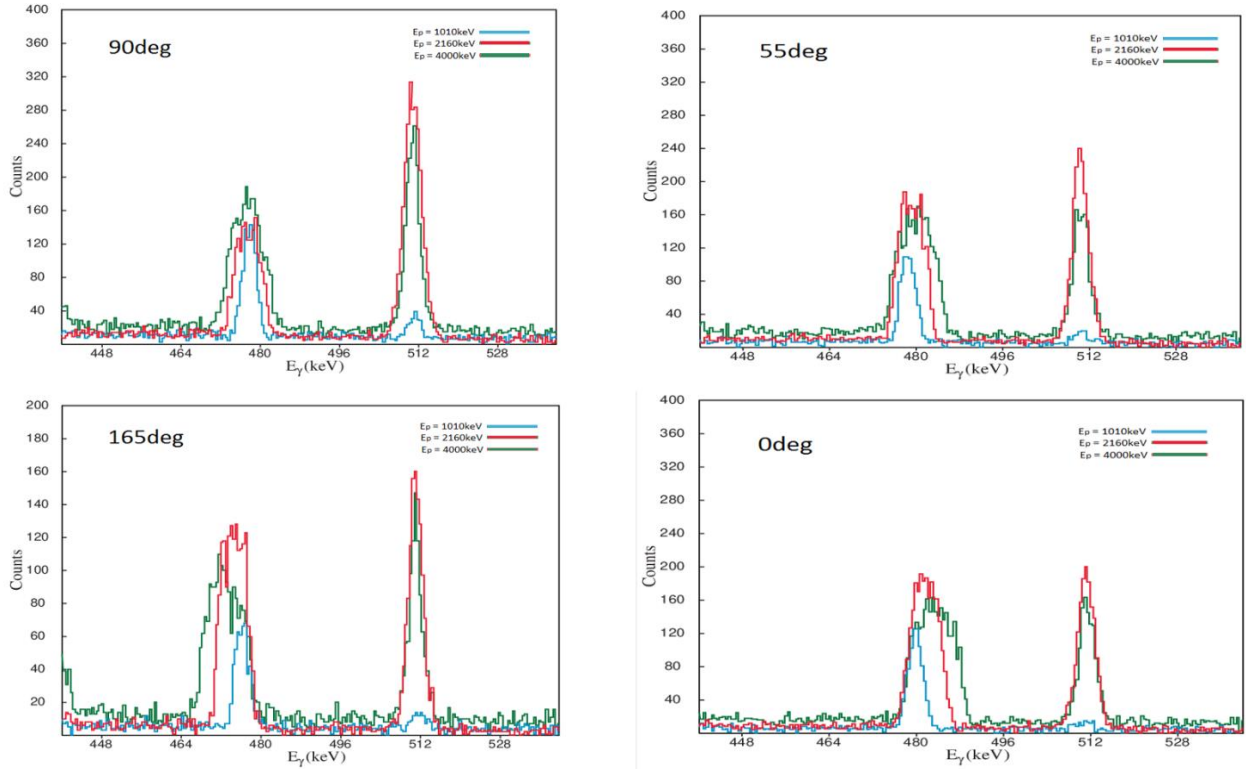
**Εικόνα 4.7:** Σχηματική αναπαράσταση του φαινομένου Doppler.

Η σχέση που περιγράφει το φαινόμενο Doppler είναι η εξής:

$$E_{\gamma} = E_{\gamma_0} \cdot \left(1 + \frac{u}{c} \cdot \cos \theta_{\gamma}\right) \quad (4.5)$$

όπου,  $E_{\gamma_0}$  είναι η ονομαστική ενέργεια της ακτίνας- $\gamma$ ,  $u$  είναι η ταχύτητα του σύνθετου πυρήνα,  $E_{\gamma}$  είναι η τελική ενέργεια που αντιλαμβάνεται ο παρατηρητής – ανιχνευτής και  $\theta_{\gamma}$  είναι η γωνία μεταξύ της ακτίνας- $\gamma$  και της διεύθυνσης κίνησης του πυρήνα.[7]

Παρατηρώντας την παραπάνω σχέση, αναμένεται η ακτίνα- $\gamma$  που αντιστοιχεί στην κορυφή του λιθίου, να έχει μεγαλύτερη ενέργεια από την ονομαστική της – άρα να μετατοπίζεται το κεντροειδές της πιο δεξιά στο φάσμα - για γωνίες μεταξύ  $0^{\circ}$  και  $90^{\circ}$  μοιρών, όπου το συνημίτονο είναι θετικό και αντίστροφα να έχει μικρότερη ενέργεια – άρα να μετατοπίζεται το κεντροειδές της πιο αριστερά στο φάσμα – για γωνίες μεταξύ  $90^{\circ}$  και  $180^{\circ}$  μοιρών, όπου το συνημίτονο έχει αρνητική τιμή. Στις  $90^{\circ}$  όπου το συνημίτονο μηδενίζεται, δεν θα πρέπει να παρατηρείται μετακίνηση της κορυφής. Η συμπεριφορά αυτή, γίνεται εμφανής στην παρακάτω εικόνα (Εικ.4.8), όπου διακρίνονται τέσσερα φάσματα που αντιστοιχούν στις τέσσερις γωνίες που τοποθετήθηκαν οι ανιχνευτές.



**Εικόνα 4.8:** Φάσματα ανιχνευτών για γωνίες λήψης  $90^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $165^\circ$  και  $0^\circ$  μοιρών. Σε κάθε φάσμα διακρίνεται η διαφορετική συμπεριφορά για ενέργειες πρωτονίων  $E_p = 1010$ ,  $2160$  και  $4000\text{keV}$ .

Η διαπλάτυνση των κορυφών σε όλες τις γωνίες οφείλεται κυρίως στη στερεά γωνία που καλύπτει ο εκάστοτε ανιχνευτής και πιο συγκεκριμένα στη γωνιακή αβεβαιότητα, αλλά και στην αύξηση της ταχύτητας του σύνθετου πυρήνα με την αντίστοιχη αύξηση της ενέργειας των πρωτονίων.

#### 4.8 Συνάρτηση διέγερσης

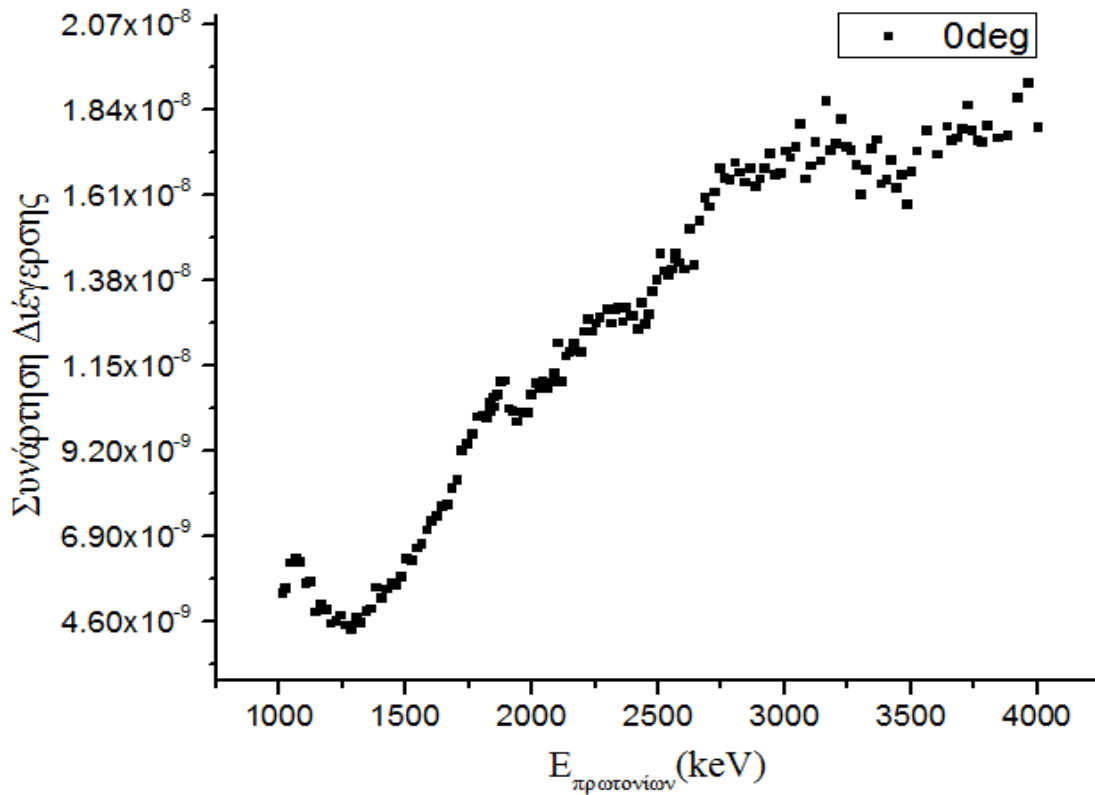
Ως συνάρτηση διέγερσης χαρακτηρίζεται η γραφική παράσταση της απόδοσης μιας πυρηνικής αντίδρασης συναρτήσει της ενέργειας του προσπίπτοντος σωματιδίου. Για την κατασκευή της καμπύλης της γίνεται κανονικοποίηση του αριθμού των γεγονότων με το φορτίο και την απόδοση του ανιχνευτή. Η συνάρτηση διέγερσης έχει την παρακάτω μορφή:

$$\text{Συνάρτηση Διέγερσης} = \frac{Y}{N_p \cdot 4\pi \cdot \epsilon_{abs}} \quad [\text{sr}^{-1}] \quad (4.6)$$

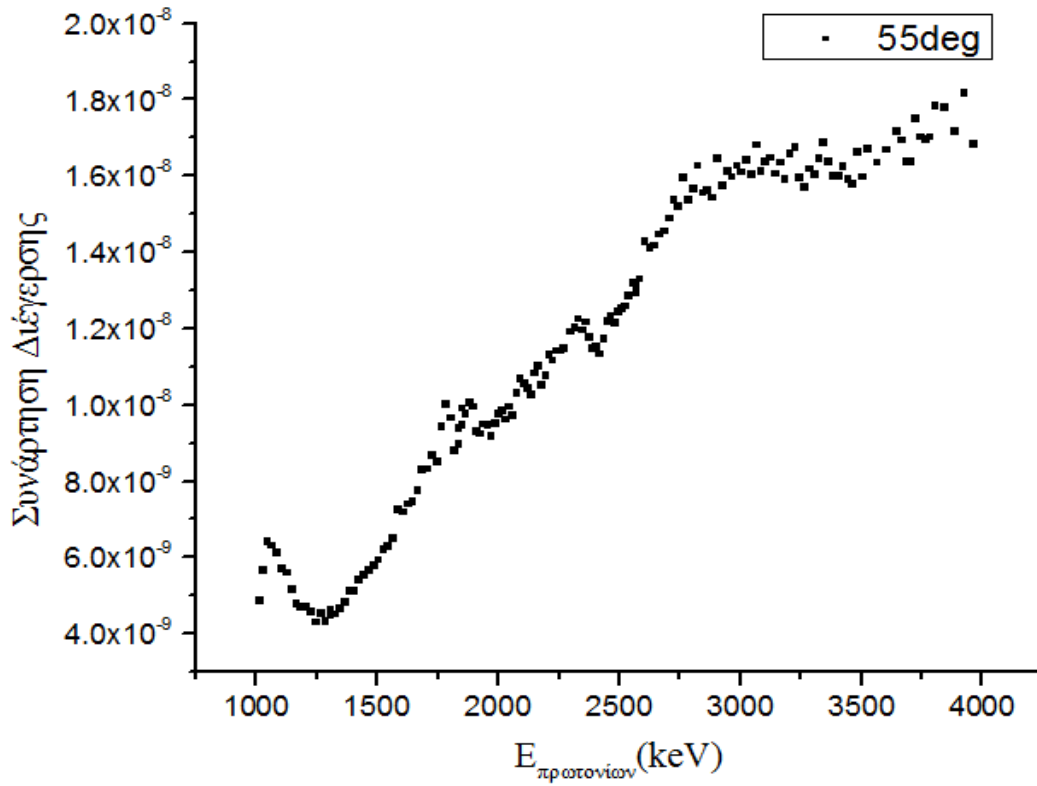


όπου,  $Y$  ο αριθμός των γεγονότων που κατέγραψε ο ανιχνευτής,  $N_p$  ο αριθμός των γεγονότων που προσπίπτουν το στόχο και  $\epsilon_{abs}$  η απόλυτη απόδοση του κάθε ανιχνευτή.

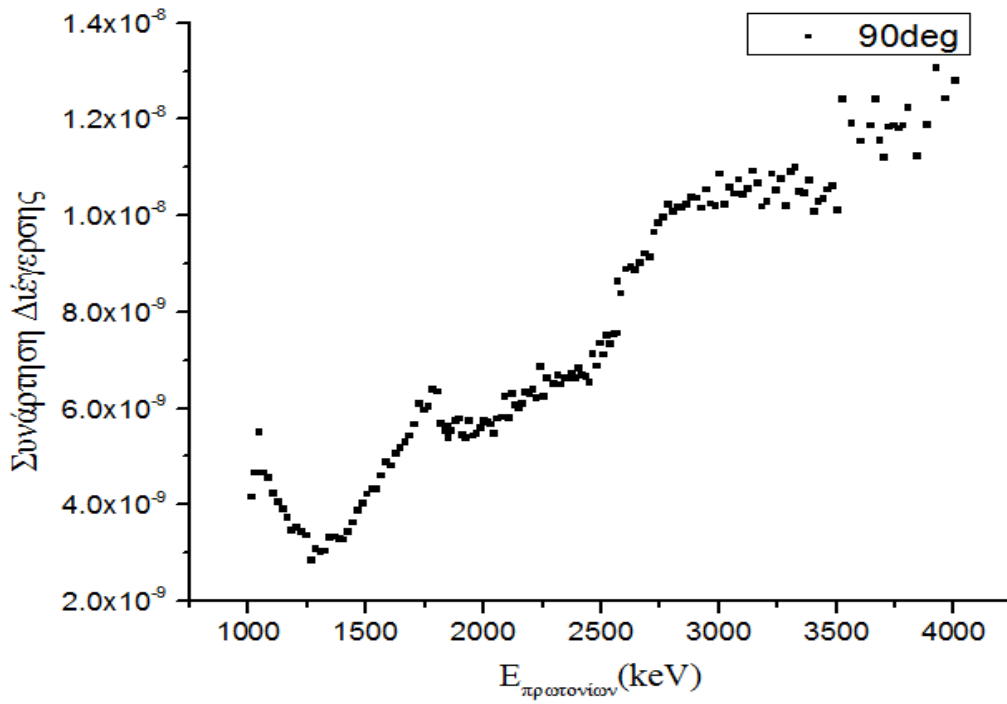
Στη συνέχεια, παρουσιάζεται η συνάρτηση διέγερσης για κάθε ανιχνευτή σε όλο το εύρος ενεργειών που χρησιμοποιήθηκαν για κάθε ανιχνευτή καθώς και για όλους τους ανιχνευτές μαζί σε κοινό διάγραμμα (Διάγραμμα. 4.6 - 4.10). (Αξίζει να σημειωθεί πως οι τιμές της ενέργειας που έχουν χρησιμοποιηθεί στα παρακάτω διαγράμματα είναι αυτές του επιταχυντή και δεν έχουν διορθωθεί σύμφωνα με τη βαθμονόμησή του)



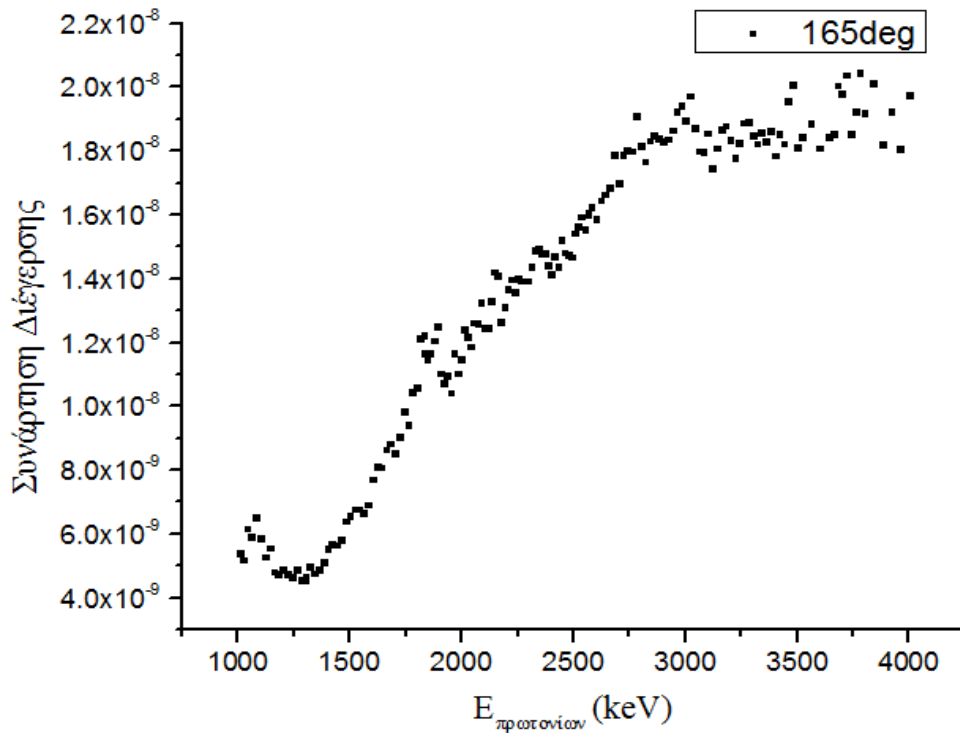
**Διάγραμμα 4.6:** Η συνάρτηση διέγερσης για τον ανιχνευτή στις 0°.



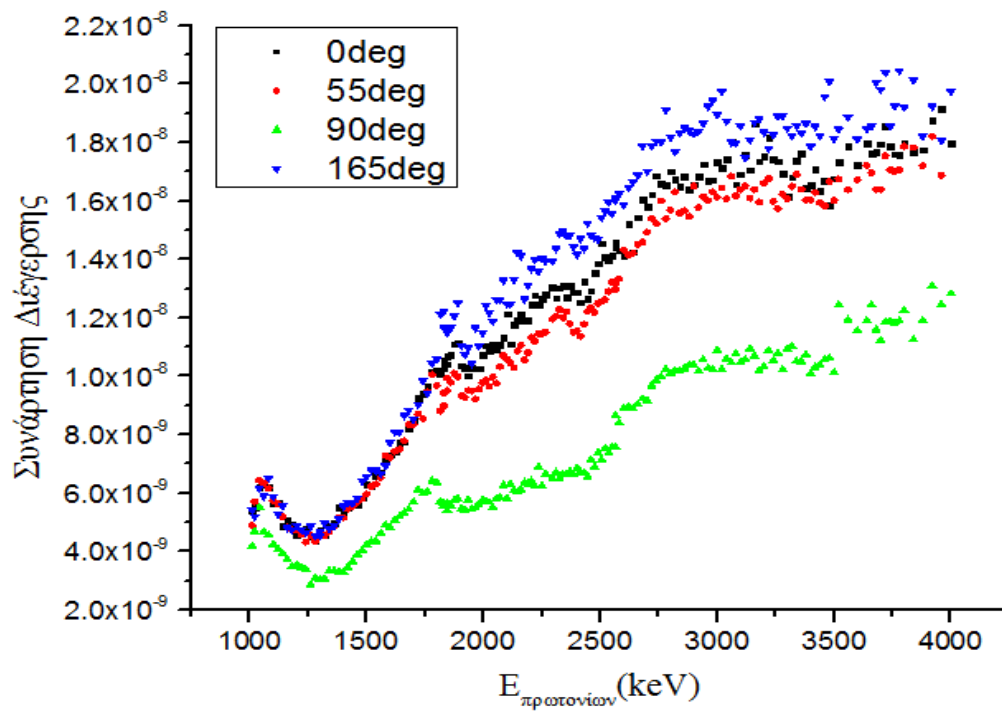
**Διάγραμμα 4.7:** Η συνάρτηση διέγερσης για τον ανιχνευτή στις 55°.



**Διάγραμμα 4.8:** Η συνάρτηση διέγερσης για τον ανιχνευτή στις 90°.



**Διάγραμμα 4.9:** Η συνάρτηση διέγερσης για τον ανιχνευτή στις 165°.



**Διάγραμμα 4.10:** Η συνάρτηση διέγερσης για τους ανιχνευτές στις 0°, 90°, 55° και 165°.

Όπως είναι ευδιάκριτο από τα παραπάνω διαγράμματα, η συμπεριφορά του ανιχνευτή στις 90° παρουσιάζει κάποια ανωμαλία σε σχέση με τους υπόλοιπους ανιχνευτές σε όλο το εύρος των ενεργειών. Για τη συμπεριφορά αυτή θα γίνει προσπάθεια επεξήγησης στην επόμενη ενότητα με τα τελικά αποτελέσματα.

#### 4.9 Διαφορική ενεργός διατομή

Η σχέση με την οποία υπολογίστηκε η διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ , είναι η σχέση (1.6) που αναλύθηκε στο πρώτο κεφάλαιο:

$$\frac{d\sigma(E,\theta)}{d\Omega} = \frac{Y(E,\theta)}{N_p \cdot N_t \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon_{int}} \quad (1.6)$$

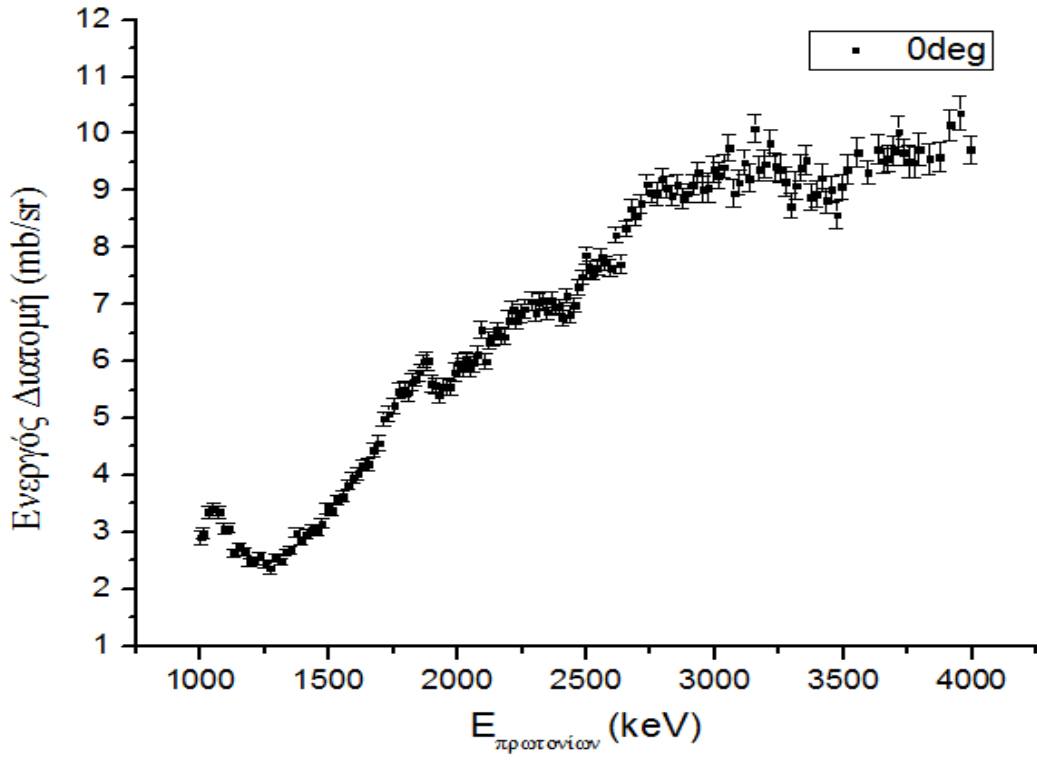
Με τη βοήθεια της αναλυτικής περιγραφής του τρόπου εξαγωγής όλων των όρων της εξίσωσης στις προηγούμενες ενότητες, προκύπτουν εύκολα οι τιμές για τη διαφορική ενεργό διατομή. Στη συνέχεια, παρουσιάζονται οι γραφικές παραστάσεις αυτών συναρτήσει της ενέργειας των πρωτονίων. Το σφάλμα υπολογίστηκε με βάση τη σχέση:

$$\delta\left(\frac{d\sigma(E,\theta)}{d\Omega}\right) = \frac{d\sigma(E,\theta)}{d\Omega} \sqrt{\left(\frac{\delta Y(E,\theta)}{Y(E,\theta)}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_p}{N_p}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_t}{N_t}\right)^2 + \left(\frac{\delta \varepsilon_{abs}}{\varepsilon_{abs}}\right)^2} \quad (4.7)$$

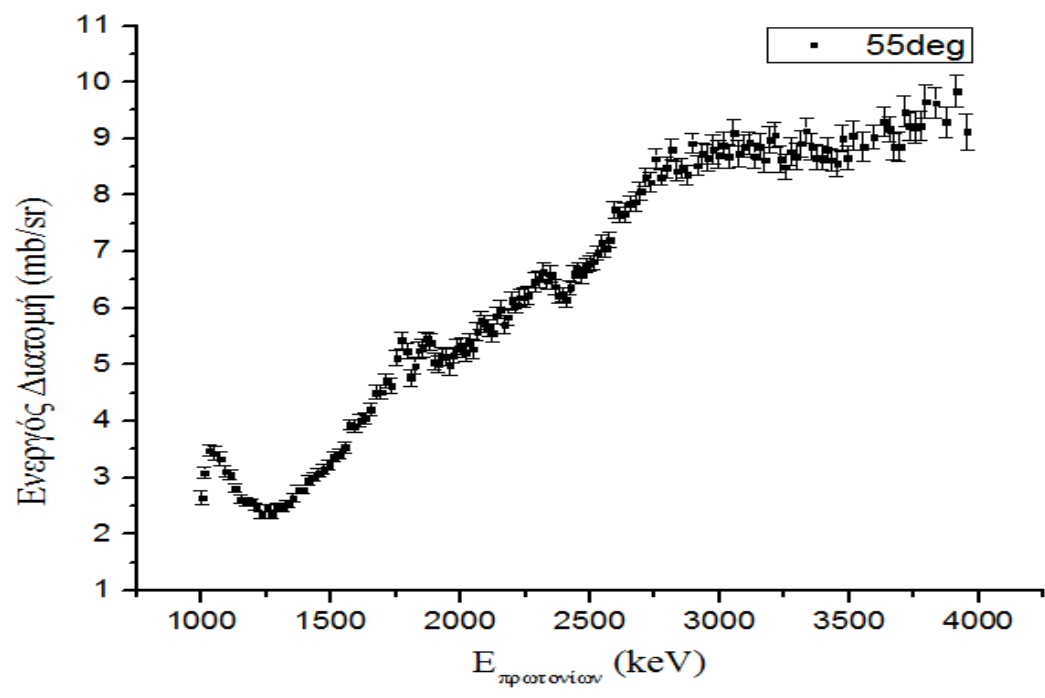
Επιπλέον, στον παρακάτω πίνακα φαίνεται το συστηματικό σφάλμα της μέτρησης, καθώς και η συνεισφορά κάθε όρου της εξίσωσης που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής (Πιν.4.4)

	<b>Συστηματικά σφάλματα μέτρησης</b>
<b>N<sub>p</sub></b>	~3.5%
<b>N<sub>t</sub></b>	~7.0%
<b>ε<sub>abs</sub></b>	~2.7%
<b>Σύνολο</b>	~8.0%

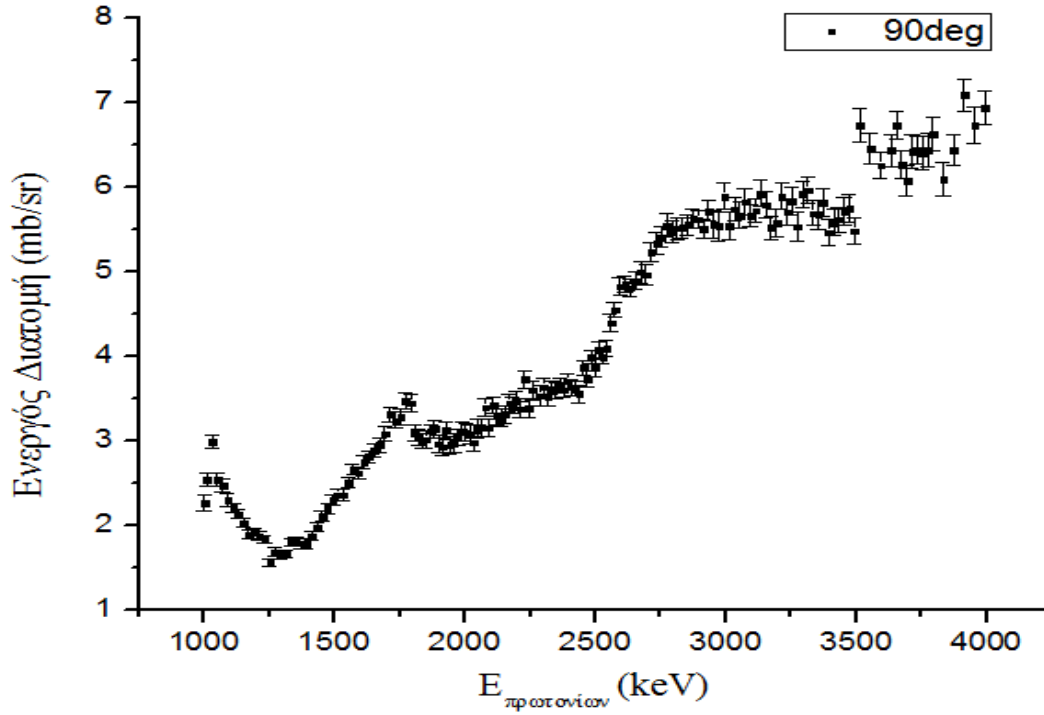
**Πίνακας 4.4:** Συστηματικά σφάλματα της μέτρησης της διαφορικής ενεργού διατομής.



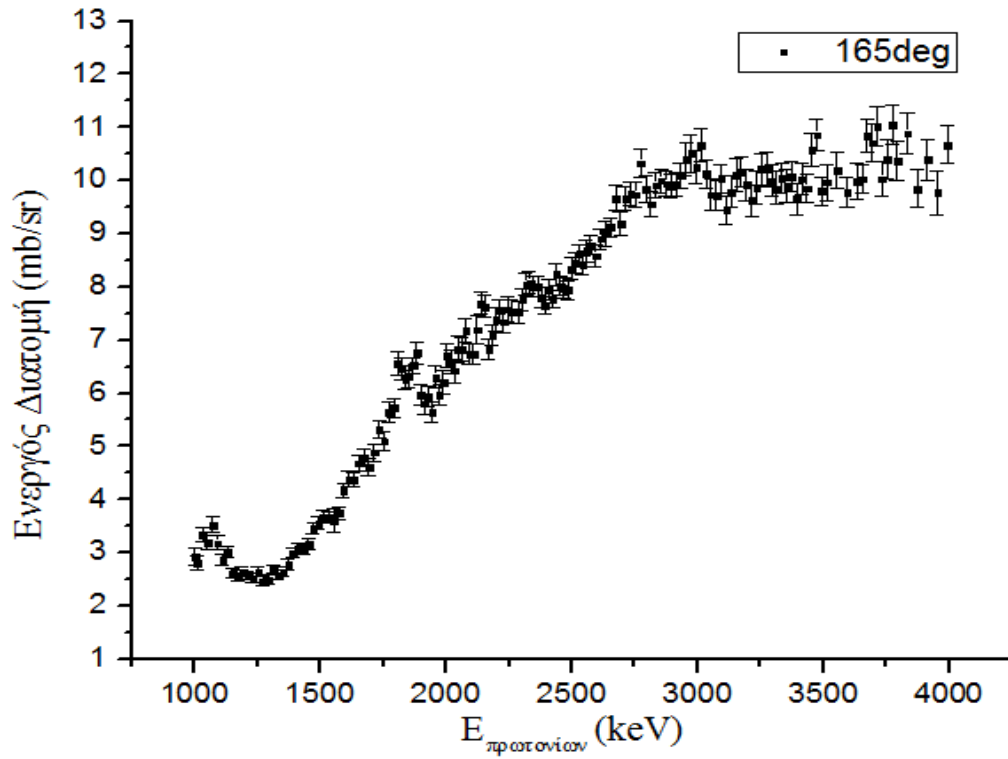
**Διάγραμμα 4.11:** Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$  στις  $0^\circ$ .



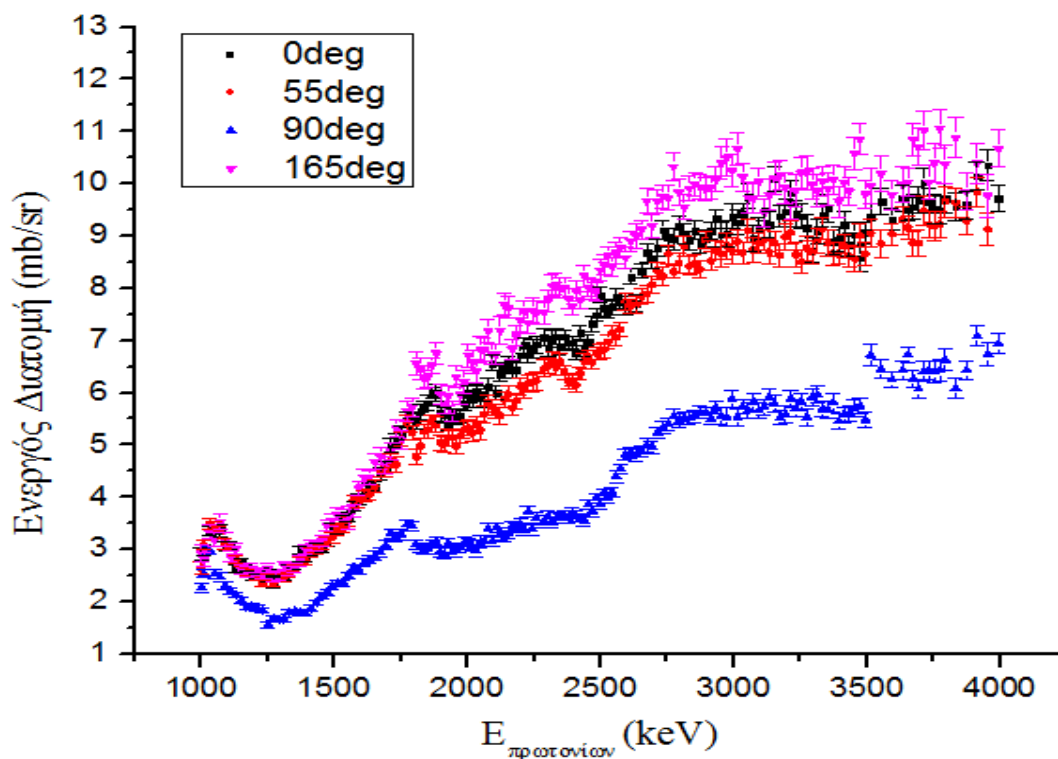
**Διάγραμμα 4.12:** Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$  στις  $55^\circ$ .



Διάγραμμα 4.13: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$  στις 90°.



Διάγραμμα 4.14: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$  στις 165°.



**Διάγραμμα 4.15:** Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$  στις  $0^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $90^\circ$  και  $165^\circ$ .

Στα παραπάνω διαγράμματα οι τιμές της ενέργειας των πρωτονίων είναι διορθωμένες με βάση την βαθμονόμηση του επιταχυντή και με την σύμβαση ότι η αντίδραση λαμβάνει χώρα στη μέση του πάχους του στόχου με την κατάλληλη ενέργεια για κάθε περίπτωση. Ο υπολογισμός της ενέργειας στη μέση του πάχους του στόχου έγινε με τη βοήθεια του προγράμματος SIMNRA 7.02. Το σφάλμα για τις τιμές της ενέργειας προκύπτει περίπου ίσο με  $\sim 6\text{keV}$ .

Επιπλέον, όπως και στη συνάρτηση διέγερσης, στο διάγραμμα 4.15 παρατηρείται μη φυσιολογική συμπεριφορά στα αποτελέσματα της διαφορικής ενεργού διατομής για τις  $90^\circ$ . Όλες οι τιμές της διαφορικής ενεργού διατομής είναι μετατοπισμένες προς τα κάτω κατά τον άξονα  $\psi$  της γραφικής παράστασης. Επίσης, για διάφορα εύρη ενεργειών (π.χ.  $1807 - 2543\text{ keV}$  και  $3514 - 3995\text{ keV}$ ) είναι εμφανής η απότομη μείωση ή αύξηση των τιμών. Η μορφή δηλαδή της διαφορικής ενεργού διατομής δεν είναι ομαλή και συμβατή με τις υπόλοιπες γωνίες. Η συμπεριφορά αυτή αποδίδεται στην λειτουργία του ανιχνευτή που χρησιμοποιήθηκε για τη συγκεκριμένη γωνία μέτρησης. Για το συγκεκριμένο ανιχνευτή HPGc εφαρμόστηκε χαμηλότερη τάση λειτουργίας από αυτή που δίδεται από τον κατασκευαστή καθώς κατά τη λειτουργία του στην ονομαστική τιμή της τάσης είχε παρατηρηθεί κάποια ανωμαλία στα αποτελέσματα προηγούμενων πειραμάτων. Το γεγονός αυτό, μπορεί να επιφέρει μείωση της απόδοσης του, οπότε και μείωση των τιμών των αποτελεσμάτων της παρούσας εργασίας. Ακόμη, οι απότομες

μεταβολές των αποτελεσμάτων οφείλονται στην μη πλήρη καταγραφή γεγονότων από τον ανιχνευτή, η οποία μπορεί να σχετίζεται με την θερμοκρασία του κρυστάλλου του ή κάποιο σφάλμα των ηλεκτρονικών του. Συνεπώς, τα αποτελέσματα της διαφορικής ενεργού διατομής για τη γωνία των  $90^\circ$ , δεν μπορούν να θεωρηθούν αξιόπιστα και να χρησιμοποιηθούν για τις ανάγκες της τεχνικής PIGE.

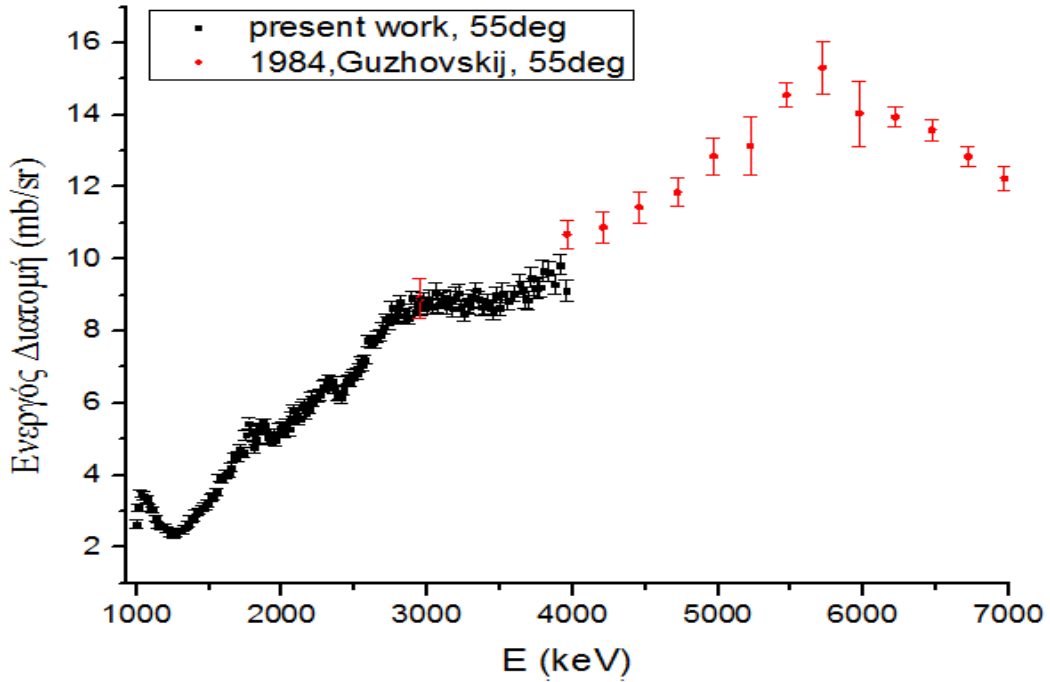
Τέλος, σύμφωνα με τα αποτελέσματα, η αντίδραση  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$  δεν φαίνεται να παρουσιάζει έντονη γωνιακή κατανομή μέχρι την ενέργεια των πρωτονίων  $E_{\text{πρωτονίων}} = 1793 \text{ keV}$ . Για αυτή την τιμή της ενέργειας και πάνω, οι γραφικές παραστάσεις των διαφορικών ενεργών διατομών αρχίζουν να αποκλίνουν μεταξύ τους. Αυτή η συμπεριφορά ενδεχομένως οφείλεται στο γεγονός ότι οι ενεργειακές στάθμες του  ${}^8\text{Be}$ , δηλαδή του σύνθετου πυρήνα που σχηματίζεται, οι οποίες διεγείρονται για τις συγκεκριμένες ενέργειες πρωτονίων, παρουσιάζουν αλληλοεπικαλύψεις λόγω των μεγάλων ενεργειακών πλατών τους (Πιν.4.1). Επίσης, για ενέργεια πρωτονίων  $E_{\text{πρωτονίων}} = 1897 \text{ keV}$ , παρατηρείται απότομη πτώση των τιμών. Αυτό συμβαίνει γιατί ανοίγει το κανάλι της αντίδρασης  ${}^7\text{Li}(p,n\gamma_{1-0}){}^7\text{Be}$ , το οποίο είναι ανταγωνιστικό αυτού της αντίδρασης που μελετάται στα πλαίσια της εργασίας και έχει κατώφλι ενέργειας (threshold) τα  $1880 \text{ keV}$ . Η διαφορική ενεργός διατομή της παραπάνω αντίδρασης σύμφωνα με τα λίγα δεδομένα που υπάρχουν στη βιβλιοθήκη για αυτήν, παρουσιάζει, για μεγαλύτερες ενέργειες, απότομες μεταβολές όπως και τα δεδομένα που παρουσιάστηκαν εδώ.

#### 4.10 Σύγκριση αποτελεσμάτων

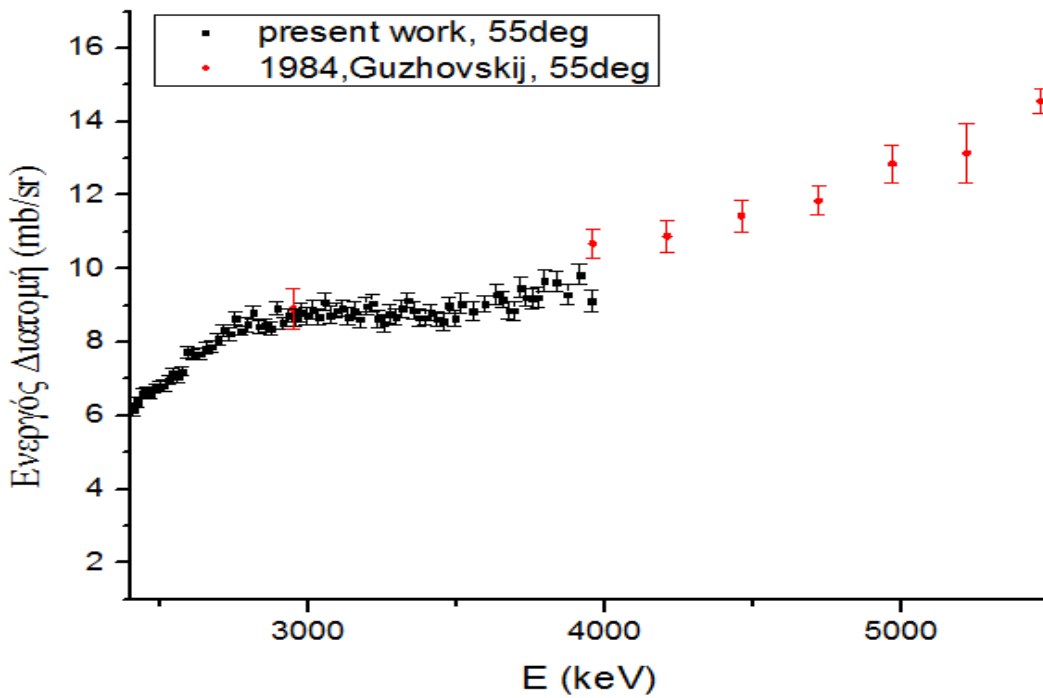
Όπως αναφέρθηκε στην εισαγωγή του κειμένου, η μέτρηση της διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ , έχει ήδη πραγματοποιηθεί στο παρελθόν από διάφορες ομάδες. Τα δεδομένα των μετρήσεων τριών εξ' αυτών αντιστοιχούν σε γωνία  $135^\circ$ , μιας σε γωνία  $90^\circ$ , μιας σε γωνία  $130^\circ$  και μιας ακόμη σε γωνία  $55^\circ$ . Επιπλέον, δεν αφορούν όλες οι μετρήσεις τα ίδια εύρη ενεργειών πρωτονίων.

Για να μπορέσουμε να συγκρίνουμε τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας με τα ήδη υπάρχοντα δεδομένα, θα πρέπει να εξετάσουμε κάθε γωνία ξεχωριστά. Οπότε, αρχικά, έγινε σύγκριση των αποτελεσμάτων στις  $55^\circ$  με τα αποτελέσματα της ομάδας των *B.Ja.Guzhovskij et al* (Διαγ.4.16 – 4.17) που αφορούν την ίδια γωνία μέτρησης. Το εύρος των ενεργειών των πρωτονίων που χρησιμοποίησε η συγκεκριμένη ομάδα είναι  $2950 - 7980 \text{ keV}$ . Η σύγκριση μπορεί να γίνει μόνο μεταξύ δύο σημείων σε παρόμοιες ενέργειες όπου υπάρχουν κοινά δεδομένα. Τόσο οι τιμές όσο και η μορφή που ακολουθεί η διαφορική ενεργός διατομή, φαίνονται να βρίσκονται σε συμφωνία μεταξύ τους.



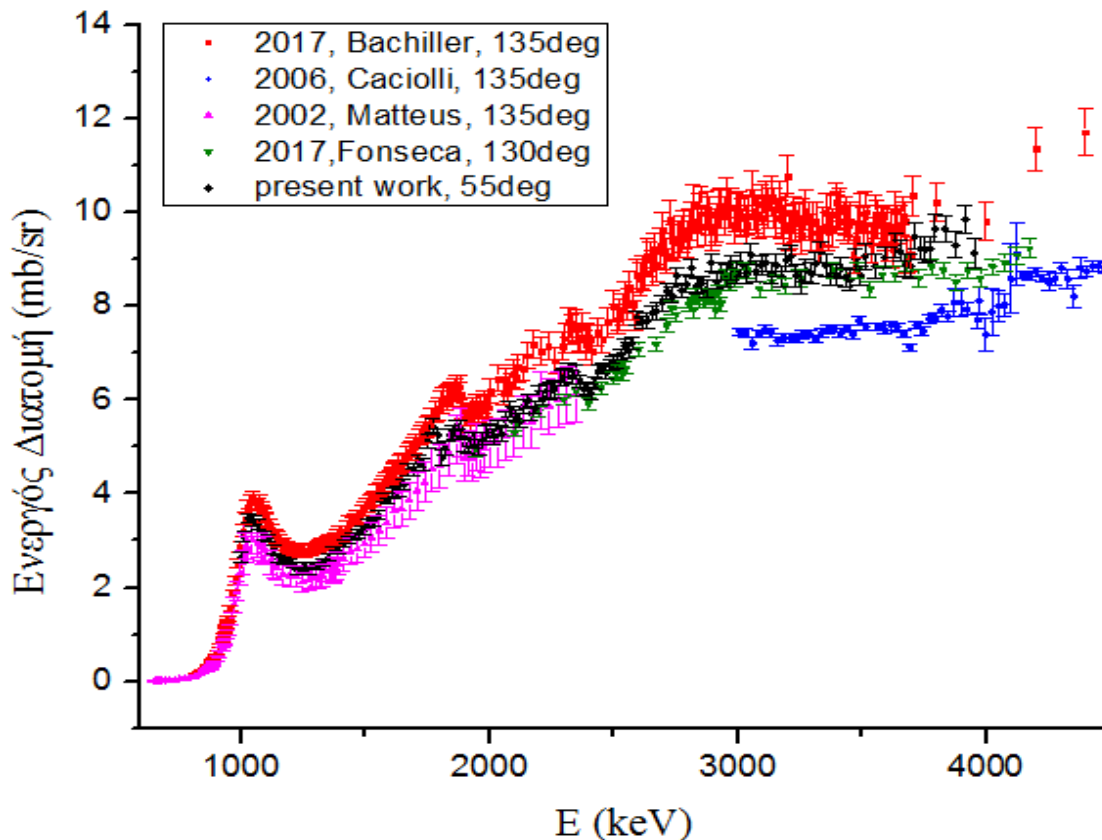


**Διάγραμμα 4.16:** Σύγκριση διαφορικής ενεργού διατομής της παρούσας εργασίας με παλαιότερα δεδομένα για γωνία μέτρησης 55°.



**Διάγραμμα 4.17:** Σύγκριση διαφορικής ενεργού διατομής της παρούσας εργασίας με παλαιότερα δεδομένα για γωνία μέτρησης 55° σε συγκεκριμένο εύρος ενεργειών.

Στη συνέχεια, φαίνονται στο ίδιο διάγραμμα (Διαγ.4.17) τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας για γωνία μέτρησης  $55^\circ$  και των ομάδων *R.Matteus et al.*[8], *A.Caciolli et al.*[9], *D.Bachiller et al.*[10] και *Fonseca et al.* Τα δεδομένα των τριών πρώτων ομάδων αφορούν γωνία μέτρησης  $135^\circ$  ενώ της τελευταίας  $130^\circ$ . Όλες οι μετρήσεις αντιστοιχούν σε διαφορετικά εύρη ενεργειών. Η γωνία των  $45^\circ$ , η οποία είναι παραπληρωματική των  $135^\circ$ , όπως και η γωνία των  $50^\circ$ , η οποία είναι παραπληρωματική των  $130^\circ$ , περιλαμβάνονται μέσα στα όρια της αβεβαιότητας της μέτρησης για τη γωνία των  $55^\circ$  (Πιν.3.1). Οπότε, η παραπάνω σύγκριση είναι εφικτή, καθώς επίσης για παραπληρωματικές γωνίες αναμένεται να υπάρχει σχεδόν η ίδια συμπεριφορά στις μετρήσεις της διαφορικής ενεργού διατομής λόγω της λειτουργίας των πολυωνύμων Legendre και του προτύπου του σύνθετου πυρήνα.



**Διάγραμμα 4.17:** Σύγκριση διαφορικής ενεργού διατομής της παρούσας εργασίας με παλαιότερα δεδομένα για γωνία μέτρησης  $135^\circ$ .

Όπως φαίνεται στο διάγραμμα, τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας ακολουθούν την ίδια μορφή με τα προηγούμενα δεδομένα και είναι εντός ορίων σφάλματος στο μεγαλύτερο

ποσοστό τους με τα αποτελέσματα της ομάδας των *R.Matteus et al*[8] και αυτή των *Fonseca et al*[11]. Τα αποτελέσματα των *D.Bachiller et al*[10] μοιάζουν να είναι υπερεκτιμημένα ενώ το αντίθετο συμβαίνει με αυτά των *A.Caciolli et al*.[9]

Για τις γωνίες μέτρησης  $0^\circ$  και  $165^\circ$  δεν υπάρχουν διαθέσιμα δεδομένα για να προκύψει κάποια σύγκριση. Τέλος, λόγω των αναξιόπιστων αποτελεσμάτων που παρατηρήθηκαν για τις μετρήσεις στις  $90^\circ$ , δεν έγινε σύγκριση με τα ήδη υπάρχοντα δεδομένα.

## Κεφάλαιο 5

### Συμπεράσματα και προοπτικές

#### 5.1 Συμπεράσματα

Σύμφωνα με όλα όσα αναφέρθηκαν παραπάνω, κατέστη δυνατή η μέτρηση της διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης  ${}^7\text{Li}(p,p'\gamma_{1-0}){}^7\text{Li}$ . Τα αποτελέσματα αυτής αφορούν τις γωνίες  $0^\circ$ ,  $55^\circ$  και  $165^\circ$ , για ενέργειες πρωτονίων 1010–4000 keV. Επιπλέον, έγινε η σύγκριση αυτών με προηγούμενες μετρήσεις άλλων ομάδων όπου διαπιστώθηκε να υπάρχει συμφωνία με κάποιες από αυτές τόσο στη μορφή όσο και στις τιμές μέσα στα όρια του σφάλματος.

#### 5.2 Προοπτικές

Για την εξακρίβωση της εγκυρότητας των αποτελεσμάτων είναι απαραίτητος ο έλεγχος των διαφορικών ενεργών διατομών που υπολογίστηκαν σε σχέση με τα αντίστοιχα αποτελέσματα μέσω της μέτρησης του παχέος στόχου LiF (benchmarking). Επίσης, μία επαναληπτική μέτρηση για τη γωνία των  $90^\circ$  είναι απαραίτητη για να προκύψουν πιο ολοκληρωμένα αποτελέσματα και καλύτερα συμπεράσματα όσον αφορά τη γωνιακή κατανομή που παρουσιάζει η αντίδραση που μελετήθηκε.

## Βιβλιογραφία

- [1] A. J. Koning and J. M. Akkermans, “Pre-equilibrium nuclear reactions: An introduction to classical and quantum-mechanical models,” *Work. Nucl. React. data Nucl. React. Physics, Des. safety; Trieste*, 1999.
- [2] M. Nastasi, J. W. Mayer, and Y. Wang, *Ion beam analysis: Fundamentals and applications*. 2014.
- [3] K. S. KRANE, “Krane - Introductory Nuclear Physics.pdf.” p. 831, 1987.
- [4] “Ion Beam Analysis Techniques - RBS Lab.” [Online]. Available: <https://sites.google.com/a/lbl.gov/rbs-lab/ion-beam-analysis>. [Accessed: 05-Oct-2019].
- [5] V. Paneta, A. Kafkarkou, M. Kokkoris, and A. Lagoyannis, “Differential cross-section measurements for the  ${}^7\text{Li}(p,p\ 0)\ {}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}(p,p\ 1)\ {}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}(p,\alpha\ 0)\ {}^4\text{He}$ ,  ${}^{19}\text{F}(p,p\ 0)\ {}^{19}\text{F}$ ,  ${}^{19}\text{F}(p,\alpha\ 0)\ {}^{16}\text{O}$  and  ${}^{19}\text{F}(p,\alpha\ 1,2)\ {}^{16}\text{O}$  reactions,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 288, pp. 53–59, Oct. 2012.
- [6] M. Haller, M. Betz, W. Kretschmer, A. Rauscher, R. Schmitt, and W. Schuster, “Elastic scattering of polarized protons by  ${}^6\text{Li}$ . (I). Optical-model analysis,” *Nucl. Physics, Sect. A*, vol. 496, no. 2, pp. 189–204, May 1989.
- [7] A. Al-Adili, “Simulations of Doppler Effects in Nuclear Reactions for AGATA Commissioning Experiments,” 2009.
- [8] R. Mateus, A. P. Jesus, B. Braizinha, J. Cruz, J. V. Pinto, and J. P. Ribeiro, “Proton-induced  $\gamma$ -ray analysis of lithium in thick samples,” in *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2002, vol. 190, no. 1–4, pp. 117–121.
- [9] A. Caciolli *et al.*, “Measurements of c-ray emission induced by protons on fluorine and lithium,” p. 7, 2006.
- [10] D. Bachiller Perea *et al.*, “Measurement of gamma-ray production cross sections in Li and F induced by protons from 810 to 3700 keV,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 406, pp. 161–166, Sep. 2017.
- [11] M. Fonseca *et al.*, “Quantitative analysis of Li by PIGE technique,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 406, pp. 144–147, Sep. 2017.