



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ**

Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών

Τομέας Φυσικής

---



**ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ**

Εθνικό Κέντρο Έρευνας Φυσικών Επιστημών

Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής

---

**Μελέτη της αντίδρασης  $^{32}\text{S}(p,p'\gamma)^{32}\text{S}$  στο ενεργειακό εύρος 3-4 MeV.**

Διπλωματική Εργασία του:

Πρεκετέ-Σιγάλα Κωνσταντίνου

---

Υπεύθυνος Ερευνητής: Λαγογιάννης Αναστάσιος

Υπεύθυνος Καθηγητής: Κόκκορης Μιχαήλ

---

ΑΘΗΝΑ 2012





ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών

Τομέας Φυσικής

---



ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ

Εθνικό Κέντρο Έρευνας Φυσικών Επιστημών

Ινστιτούτο Πυρηνικής Φυσικής

---

Μελέτη της αντίδρασης  $^{32}\text{S}(p,p'\gamma)^{32}\text{S}$  στο ενεργειακό εύρος 3-4 MeV.

Διπλωματική Εργασία του:

Πρεκετέ-Σιγάλα Κωνσταντίνου

---

Τριμελής επιτροπή:

Ζάννη-Βλαστού Ρόζα  
Καθηγήτρια

Παπαδόπουλος Κωνσταντίνος  
Αν. καθηγητής

Κόκκορης Μιχαήλ  
Επ. καθηγητής

.....  
Υπογραφή

.....  
Υπογραφή

.....  
Υπογραφή

---

ΑΘΗΝΑ 2012



Στην ανιψούλα μου και στους φίλους μου, Χαρούλα, Τζο και Μήτσο...



## Ευχαριστίες

Πρώτα από όλα, θα ήθελα να ευχαριστήσω τόσο τον επίκουρο καθηγητή του Ε.Μ.Π., Δρα. Μιχαήλ Κόκκορη, όσο και τον ερευνητή του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής (Ι.Π.Σ.Φ.) του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”, Δρα. Αναστάσιο Λαγογιάννη, επιβλέποντες της παρούσας διπλωματικής εργασίας, για την αμέριστη βοήθεια που μου προσέφεραν, καθώς και για την τόσο ευχάριστη και φιλική συνεργασία τους μαζί μου.

Επίσης, ευχαριστώ την καθηγήτρια του Ε.Μ.Π., Δρα. Ρόζα Ζάννη-Βλαστού, για το ενδιαφέρον και τις υποδείξεις της, τον αναπληρωτή καθηγητή του Ε.Μ.Π., Δρα Κωνσταντίνο Παπαδόπουλο, για τις διορθώσεις της εργασίας, τον ερευνητή του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”, Δρα. Κωνσταντίνο Κάλφα, για την παραχώρηση και εκμάθηση του προγράμματος SpectrW, καθώς και όλη την υπόλοιπη ομάδα της Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Μ.Π. για τη βοήθειά τους όπου χρειάστηκε. Ακόμη, θα ήθελα να ευχαριστήσω το υπόλοιπο ερευνητικό προσωπικό του Ι.Π.Σ.Φ. του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος” για τη βοήθειά του κατά την εκτέλεση του πειράματος και για ό,τι άλλο προέκυψε στη συνέχεια.

Κλείνοντας, θα ήθελα να πω ένα μεγάλο ευχαριστώ στους γονείς μου, που τόσα χρόνια, με υπομονή και πολλές στερήσεις, με υποστηρίζουν σε αυτά που θέλω να κάνω και, όποτε χρειάζεται, με καθοδηγούν και με συμβουλεύουν.

Τέλος, ευχαριστώ την αδερφή μου και τους φίλους μου (άλλωστε, οι φίλοι είναι τα αδέρφια που επιλέγουμε) για τη συμπαράστασή τους και την υπομονή τους.





## Περίληψη

Η παρούσα εργασία έγινε στα πλαίσια εκπόνησης της διπλωματικής εργασίας του προπτυχιακού φοιτητή της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών του Ε.Μ.Π., Πρεκετέ-Σιγάλα Κωνσταντίνου. Αφορά στον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{32}\text{S}(p,p'\gamma)^{32}\text{S}$  στο ενεργειακό εύρος των 3-4 MeV και σε γωνίες  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $125^\circ$  και  $155^\circ$ . Η αντίδραση αυτή έχει μελετηθεί και στο παρελθόν από άλλες ερευνητικές ομάδες, αλλά σε λιγότερο αριθμό γωνιών και με μεγαλύτερη αβεβαιότητα αυτών, και επίσης υπάρχει ασυμφωνία στις ενέργειες που παρουσιάζονται οι συντονισμοί, καθώς και στις εντάσεις τους. Η ακρίβεια αυτών των τιμών είναι σημαντική, γιατί ελαφριά στοιχεία, όπως το θείο, απασχολούν αρκετές εφαρμογές της τεχνικής *PIGE*. Το πείραμα εκτελέστηκε στο εργαστήριο του ηλεκτροστατικού επιταχυντή, *TANDEM*, του Ι.Π.Σ.Φ. του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”.



## 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., Preketes-Sigalas Konstantinos. It is about the calculation of the differential cross sections of the reaction  $^{32}\text{S}(p,p'g)^{32}\text{S}$  in the energy range of 3-4 MeV and at angles of  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $125^\circ$  and  $155^\circ$ . This reaction has been studied in the past by other research groups, but in less number of angles and greater uncertainties, and there is also a mismatch effects in the resonances, and the intensity. The accuracy of these values is important because light elements, such as sulfur, present in several applications of the technique PIGE. The experiment was performed in the laboratory of electrostatic accelerator, TANDEM, the I.N.P.P. of N.C.S.R. "Demokritos".



## Περιεχόμενα.....σελ.

Ευχαριστίες.....	i
Περίληψη.....	iii
Abstract.....	v
Περιεχόμενα.....	vii
1. Εισαγωγή.....	1
2. Θεωρία πυρηνικών αντιδράσεων.....	3
i. Μηχανισμοί αντιδράσεων.....	3
ii. Είδη αντιδράσεων.....	3
iii. Ανελαστική σκέδαση με εκπομπή ακτίνων-γ.....	4
iv. Ειδικά για την αντίδραση $^{32}\text{S}(p,p'\gamma)^{32}\text{S}$ .....	4
v. Χρήση της αντίδρασης $^{32}\text{S}(p,p'\gamma)^{32}\text{S}$ για την ανάλυση υλικών.....	6
vi. Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού.....	6
vii. Διαφορική ενεργός διατομή σε συντονισμό.....	7
3. Πυρηνικές μέθοδοι – Τρόποι ανίχνευσης.....	9
i. Φασματοσκοπία RBS.....	9
ii. Φασματοσκοπία EBS.....	9
iii. Φασματοσκοπία ERDA.....	10
iv. Φασματοσκοπία NRA.....	11
v. Φασματοσκοπία PIXE.....	11
vi. Φασματοσκοπία PIGE.....	12
vii. Φασματοσκοπία συντονιστικής-PIGE.....	12
4. Πειραματική διάταξη.....	15
i. Επιταχυντής.....	15
ii. Διάταξη ανιχνευτών HPGe.....	15
iii. Ηλεκτρονική διάταξη.....	19
5. Πειραματική ανάλυση.....	21
i. Βαθμονόμηση επιταχυντή.....	21
ii. Βαθμονόμηση φασμάτων.....	22
iii. Απόδοση ανιχνευτών HPGe.....	22
iv. Υπολογισμός πάχους στόχου.....	29
v. Εμβοδομέτρηση.....	30
vi. Μέτρηση φορτίου.....	33
vii. Συνάρτηση διέγερσης.....	33
viii. Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού.....	37
ix. Διαφορική ενεργός διατομή σε συντονισμό.....	40
x. Συγκρίσεις αποτελεσμάτων.....	44
6. Συμπεράσματα – Προτάσεις για το μέλλον.....	47
Βιβλιογραφία.....	49



## 1. Εισαγωγή

Η μελέτη του θείου (S) είναι σημαντική, καθώς συναντάται σε αρκετές εφαρμογές. Μία από αυτές είναι ο προσδιορισμός της συγκέντρωσης του θείου στην περιοχή κοντά σε μία επιφάνεια ενός αντικειμένου, γιατί συνδέεται με μία σειρά διεργασιών και αντιδράσεων με τα διάφορα υλικά, όπως διάβρωση και αλλοίωση μεταλλικών, κεραμικών και πέτρινων επιφανειών [1]. Επίσης, το θείο αποτελεί βασικό στοιχείο των ημιαγωγών χαλκογενιδίων (*CdS*, *CuInS<sub>2</sub>* κλπ.), όπου κι εκεί είναι πολύ σημαντικός ο προσδιορισμός του πάχους και της συγκέντρωσης κάθε στρώματος [2]. Τέλος, ευρεία απήχηση υπάρχει στην ανάλυση ατμοσφαιρικών δειγμάτων αερολυμάτων που συλλέγονται με φίλτρα (*CuSO<sub>4</sub>·5H<sub>2</sub>O*, *CuSO<sub>4</sub>·2Cu(OH)<sub>2</sub>*, *CuSO<sub>4</sub>·3Cu(OH)<sub>2</sub>* κλπ.) [2,3].

Λόγω των σημαντικών αυτών χρήσεων του θείου, η αντίδραση  $^{32}\text{S}(p,p'\gamma)^{32}\text{S}$ , που μελετάται στην παρούσα εργασία, έχει μελετηθεί και στο παρελθόν από αρκετές ερευνητικές ομάδες. Σε αυτές συγκαταλέγονται οι εργασίες των *C. Tsartsarakos et al.* [1], οι οποίοι πραγματοποίησαν μετρήσεις μόνο στις 90° και για ενεργειακό εύρος 3-4 MeV, με στόχο *CdS* (πάχους περίπου 14 keV), των *Pritty Rao et al.* [2], όπου πραγματοποίησαν μετρήσεις στις 0° και 90°, επίσης για ενεργειακό εύρος 3-4 MeV, με παχύ στόχο *ZnS*, και των *J.W. Olness et al.* [4], που πραγματοποίησαν μετρήσεις σε 8 γωνίες και για ενεργειακό εύρος 2.7-4 MeV, με στόχους *SbS<sub>3</sub>* (πάχους περίπου 20 και 50 keV).

Και οι τρεις αυτές εργασίες έχουν επικεντρωθεί στο ενεργειακό εύρος 3-4 MeV, καθώς εκεί υπάρχουν τέσσερις διακριτοί συντονισμοί (περίπου στις ενέργειες 3094 keV, 3194 keV, 3377 keV και 3715 keV), που είναι χρήσιμοι για τη μέθοδο *PIGE*, ενώ πάνω από τα 4 MeV παρουσιάζονται πολλοί αλληλεπικαλυπτόμενοι συντονισμοί, γεγονός που κάνει την ενεργειακή αυτή περιοχή ακατάλληλη για τη μέθοδο αυτή.

Ωστόσο, υπάρχει σημαντική ασυμφωνία όσων αφορά στις εντάσεις των τεσσάρων αυτών συντονισμών, καθώς και στην ακριβή ενέργεια στην οποία εμφανίζονται. Για το λόγο αυτό, καθώς και για τον εμπλουτισμό της βιβλιογραφίας με περισσότερες γωνίες ανίχνευσης, μελετήθηκαν αυτοί οι συντονισμοί, με χρήση στόχου *MoS<sub>2</sub>* (πάχους περίπου 14 keV) και για γωνίες 0°, 15°, 55°, 90°, 125° και 155°. Για την ανίχνευση των ακτίνων-γ χρησιμοποιήθηκαν τέσσερις ανιχνευτές *HPGe*, σχετικής απόδοσης από 18% έως και 50%, οι οποίοι τοποθετήθηκαν σε απόσταση ~20-30 cm.

Εκτός από τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής πάνω στους τέσσερις συντονισμούς, έγινε υπολογισμός και της διαφορικής ενεργού διατομής για ενέργειες εκτός συντονισμού, στο ενεργειακό εύρος 3-4 MeV, και εξήχθη η συνάρτηση διέγερσης (*excitation function*) για το ενεργειακό εύρος 3-6 MeV. Επίσης, μετρήθηκαν οι γωνιακές κατανομές των τεσσάρων συντονισμών.

Τέλος, έγινε σύγκριση όλων αυτών των αποτελεσμάτων με τις αντίστοιχες εργασίες που αναφέρθηκαν παραπάνω.





## 2. Θεωρία πυρηνικών αντιδράσεων

### i. Μηχανισμοί αντιδράσεων

Υπάρχουν τρεις μηχανισμοί πυρηνικών αντιδράσεων. Οι άμεσες αντιδράσεις (*direct*), οι αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα (*compound nucleus*) και οι αντιδράσεις “προ-ισορροπίας” (*pre-equilibrium*).

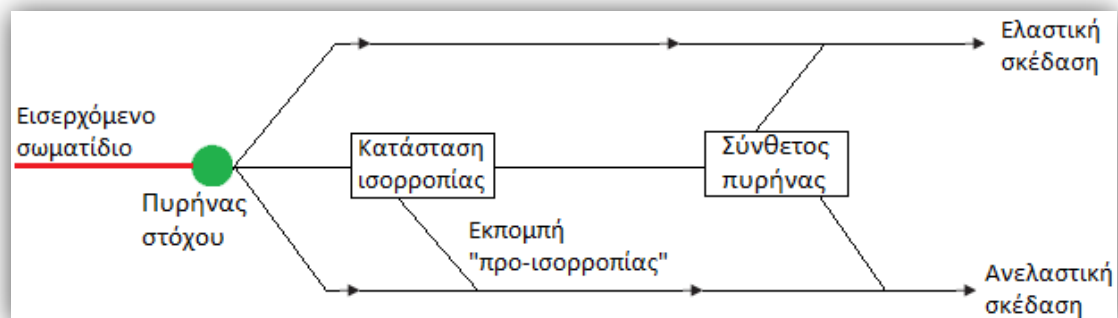
Άμεσες αντιδράσεις είναι αυτές που ολοκληρώνονται στο χρόνο που χρειάζεται ώστε ένας πυρήνας της δέσμης να αλληλεπιδράσει με την επιφάνεια ενός πυρήνα του στόχου, χωρίς τη δημιουργία σύνθετου πυρήνα. Ο χρόνος αυτός,  $t_d$ , είναι της τάξης των  $10^{-23}$  s.

Αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα ονομάζονται εκείνες κατά τις οποίες υπάρχει σχηματισμός διεγερμένου σύνθετου πυρήνα και στη συνέχεια αποδιέγερση αυτού. Ο χρόνος που απαιτείται για να έρθει σε θερμοδυναμική ισορροπία ο σύνθετος πυρήνας είναι  $t_c \sim 10^6 - 10^7 t_d$ , ενώ συνήθως χρειάζεται τουλάχιστον 10 με 100 φορές μεγαλύτερη ενέργεια δέσμης σε σχέση με μία άμεση αντίδραση ( $E_c > 10 - 100 E_d$ ).

Οι αντιδράσεις “προ-ισορροπίας” συμβαίνουν όταν, ενώ υπάρχουν οι προϋποθέσεις, δε σχηματίζεται σύνθετος πυρήνας. Οπότε, όπως είναι λογικό, γίνονται σε χρόνους μεταξύ των  $t_d$  και  $t_c$ .

### ii. Είδη αντιδράσεων

Ένας τρόπος κατηγοριοποίησης των ειδών αντιδράσεων είναι βάσει των προϊόντων που προκύπτουν. Δηλαδή, όταν τα προϊόντα είναι ίδια με τα αντιδρώντα, τότε η αντίδραση ονομάζεται σκέδαση (*scattering*), η οποία με τη σειρά της μπορεί να είναι ελαστική (*elastic scattering*) ή ανελαστική (*inelastic scattering*) (Εικόνα 2.1). Στην ελαστική σκέδαση διατηρείται η κινητική ενέργεια πριν και μετά, ενώ στην ανελαστική σκέδαση δε διατηρείται.

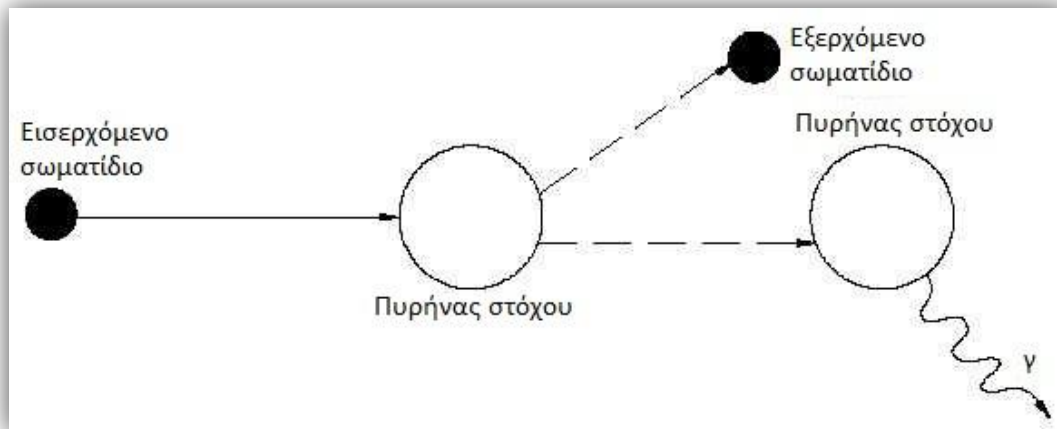


Εικόνα 2.1 Μηχανισμοί αντιδράσεων

Όμως, υπάρχει περίπτωση τα προϊόντα της αντίδρασης να μην είναι ίδια με τα αντιδρώντα. Μία τέτοια περίπτωση είναι οι αντιδράσεις υφαρπαγής, κατά την οποία μερικά νουκλεόνια της δέσμης απορροφώνται από τον πυρήνα του στόχου. Αντίθετα, όταν νουκλεόνια του πυρήνα του στόχου αποσπαστούν από τον πυρήνα της δέσμης, τότε η αντίδραση ονομάζεται αντίδραση αποσπάσεως [5].

iii. *Ανελαστική σκέδαση με εκπομπή ακτίνων-γ*

Η ανελαστική σκέδαση είναι μία από τις πιο συχνά χρησιμοποιούμενες αντιδράσεις για την ανάλυση υλικών. Μία περίπτωση ανελαστικής σκέδασης είναι όταν ο πυρήνας του στόχου διεγερθεί από τον πυρήνα της δέσμης, σχηματίζοντας έναν σύνθετο πυρήνα και στη συνέχεια αποδιεγερθεί εκπέμποντας μία ακτίνα-γ (Εικόνα 2.2). Τότε η μεταβολή της κινητικής ενέργειας, πριν και μετά τη σκέδαση, οφείλεται στη διαφορά μαζών μεταξύ του αθροίσματος των μαζών των αντιδρώντων και της μάζας του σύνθετου πυρήνα,  $Q_v$ .



Εικόνα 2.2 *Ανελαστική σκέδαση με εκπομπή ακτίνων-γ*

iv. *Ειδικά για την αντίδραση  $^{32}S(p,p'\gamma)^{32}S$*

Στην παρούσα εργασία μελετάται η αντίδραση  $^{32}S(p,p'\gamma)^{32}S$ , κατά την οποία δέσμη πρωτονίων προσπίπτει σε στόχο  $^{32}S$ , οπότε παράγεται ο διεγερμένος σύνθετος πυρήνας  $^{33}Cl^*$ . Εν συνεχεία, αποδιεγείρεται αποβάλλοντας ένα πρωτόνιο και σχηματίζοντας τον πυρήνα  $^{32}S^*$  στην πρώτη του διεγερμένη κατάσταση, που με τη σειρά του αποδιεγείρεται στη θεμελιώδη του κατάσταση εκπέμποντας μία ακτίνα-γ ενέργειας 2230 keV.

Κατά τη μελέτη αντιδράσεων όπως η παραπάνω, παρουσιάζεται σε κάποιες ενέργειες απότομη αύξηση εκπεμπομένων ακτίνων-γ. Αυτό συμβαίνει γιατί σε αυτές τις ενέργειες υπάρχει κάποιος συντονισμός της αντίδρασης. Δηλαδή, η ενέργεια της δέσμης είναι όση ακριβώς χρειάζεται ο σύνθετος πυρήνας ώστε να διεγερθεί σε κάποια στάθμη του.

Στην Εικόνα 2.3 φαίνεται το ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης  $^{32}S(p,p'\gamma)^{32}S$ . Για ευκολία, παρουσιάζονται μόνο οι τέσσερις στάθμες του  $^{33}Cl$  που αντιστοιχούν στους τέσσερις συντονισμούς που θα μελετηθούν. Με  $E_x(c.m.)$  συμβολίζεται η ενέργεια της κάθε στάθμης ως προς το κέντρο μάζας (*center of mass – c.m.*), ενώ με  $E_p(Lab)$  η ενέργεια που πρέπει να έχει η δέσμη των πρωτονίων (*Laboratory – Lab*) ώστε να εμφανιστεί ο αντίστοιχος συντονισμός. Επίσης, αναγράφεται και η διαφορά μάζας μεταξύ του καναλιού εισόδου ( $^{32}S + p$ ) και της θεμελιώδους κατάστασης του  $^{33}Cl$ ,  $Q_v \approx 2277 \text{keV}$ .

Η σχέση που συνδέει την ενέργεια της κάθε στάθμης στο κέντρο μάζας,  $E_x(c.m.)$ , με την αντίστοιχη ενέργεια δέσμης,  $E_p(Lab)$ , είναι:

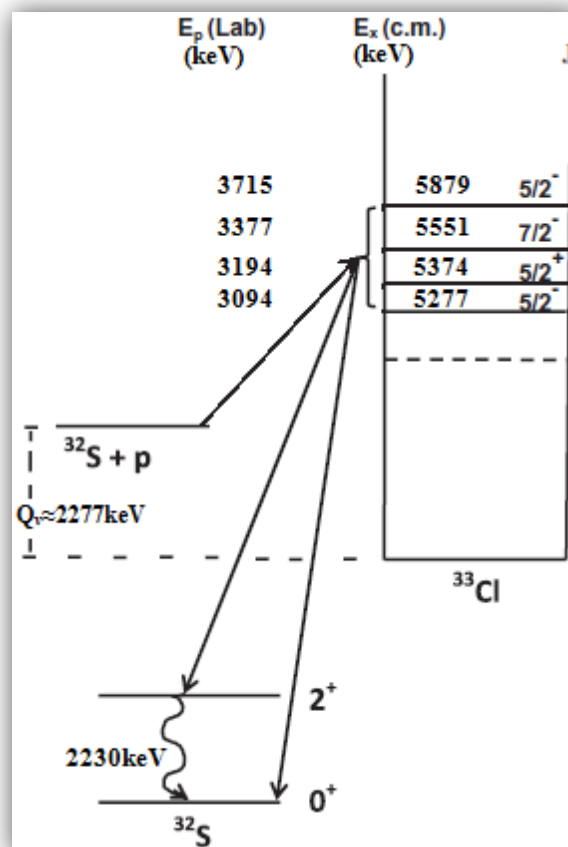
$$E_x(c.m.) = E_p(Lab) \cdot \frac{A_t}{A_{C.N.}} + Q_v \quad (2.1)$$

όπου  $A_t$  και  $A_{C.N.}$  είναι οι μαζικοί αριθμοί του πυρήνα του στόχου και του σύνθετου πυρήνα, αντίστοιχα. Στη συγκεκριμένη περίπτωση, οι τιμές αυτές είναι  $A_t=32$  και  $A_{C.N.}=33$ .

Οι τιμές της ενέργεια  $E_x(c.m.)$  βρέθηκαν στην ιστοσελίδα του Εθνικού Κέντρου Πυρηνικών Δεδομένων και του Εθνικού Εργαστηρίου του *Brookhaven* (*National Nuclear Data Center – Brookhaven National Laboratory*), <http://www.nndc.bnl.gov/chart/getdataset.jsp?nucleus=33CL&unc=nds>, ενώ η τιμή  $Q_v$  υπολογίστηκε βάσει του τύπου:

$$Q_v = (m_t + m_p - m_{C.N.}) \cdot c^2 \quad (2.2)$$

όπου  $m_t$ ,  $m_p$  και  $m_{C.N.}$  οι μάζες των πυρήνων του στόχου, της δέσμης και του σύνθετου πυρήνα, αντίστοιχα.



Εικόνα 2.3 Ενερειακό διάγραμμα της αντίδρασης  $^{32}S(p,\gamma)^{33}S$

v. Χρήση της αντίδραση  $^{32}\text{S}(p,p'\gamma)^{32}\text{S}$  για την ανάλυση υλικών

Μέχρι τώρα οι μετρήσεις που πραγματοποιούνταν για την ανάλυση των υλικών ήταν σχετικές. Δηλαδή, γινόταν μία μέτρηση αναφοράς με ένα δείγμα γνωστής συγκέντρωσης σε θείο και στη συνέχεια ακολουθούσε η μέτρηση του αντικειμένου που ήταν προς εξέταση. Οπότε, ο λόγος των γεγονότων που καταγράφονταν, ήταν ίσος με το λόγο των αντίστοιχων συγκεντρώσεων. Όμως, με αυτόν τον τρόπο χρειαζόταν σχεδόν ο διπλάσιος χρόνος μέτρησης, λόγω της μέτρησης του δείγματος αναφοράς. Έτσι, γεννήθηκε η ανάγκη για απόλυτες μετρήσεις. Δηλαδή, υπολογισμού της συγκέντρωσης του  $^{32}\text{S}$  μέσω της χρήσης των διαφορικών ενεργών διατομών της υπό εξέταση αντίδρασης. Στο πλαίσιο αυτής της προσπάθειας, μελετήθηκε η αντίδραση  $^{32}\text{S}(p,p'\gamma)^{32}\text{S}$ , η οποία έχει μελετηθεί και στο παρελθόν από αρκετές ερευνητικές ομάδες. Δύο από αυτές είναι των *C. Tsartsarakos et al.* [1] και *Pritty Rao et al.* [2], οι οποίοι έχουν εξαγάγει αποτελέσματα για τη διαφορική ενεργό διατομή στις  $0^\circ$  και στις  $90^\circ$  και με τους οποίους έγινε σύγκριση των αποτελεσμάτων που προέκυψαν από την παρούσα εργασία.

vi. Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού

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

$$Y(E,\theta) = N_p \cdot N_t \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon_{\text{int}} \cdot \frac{d\sigma(E,\theta)}{d\Omega} \quad (2.3)$$

όπου  $N_p$  το πλήθος των πυρήνων της δέσμης που προσπίπτουν στο στόχο,  $N_t$  το πάχος του στόχου σε μονάδες αριθμού ατόμων ανά επιφάνεια,  $\Delta\Omega$  και  $\varepsilon_{\text{int}}$  η στερεά γωνία και η ενδογενής (*intrinsic*) απόδοση του κάθε ανιχνευτή, αντίστοιχα, και  $\frac{d\sigma(E,\theta)}{d\Omega}$  η διαφορική ενεργός διατομή στην αντίστοιχη ενέργεια  $E$  και γωνία  $\theta$ .

Η ενδογενής απόδοση,  $\varepsilon_{\text{int}}$ , ενός ανιχνευτή ορίζεται ως ο λόγος των σωματιδίων-φωτονίων που ανιχνεύονται, προς το συνολικό αριθμό αυτών που προσπίπτουν στον ανιχνευτή. Έτσι, προκύπτει ότι:

$$\Delta\Omega \cdot \varepsilon_{\text{int}} = 4\pi \cdot \varepsilon_{\text{abs}} \quad (2.4)$$

όπου  $\varepsilon_{\text{abs}}$  η απόλυτη (*absolute*) απόδοση του ανιχνευτή, δηλαδή, ο λόγος των σωματιδίων-φωτονίων που ανιχνεύονται, προς το συνολικό αριθμό αυτών που εκπέμπονται.

Λύνοντας τη σχέση (2.3) ως προς τη διαφορική ενεργό διατομή και αντικαθιστώντας με τη σχέση (2.4), προκύπτει η σχέση:

$$\frac{d\sigma(E,\theta)}{d\Omega} = \frac{Y(E,\theta)}{N_p \cdot N_t \cdot 4\pi \cdot \varepsilon_{\text{abs}}} \quad (2.5)$$

vii. Διαφορική ενεργός διατομή σε συντονισμό

Η σχέση από την οποία υπολογίζεται το πλήθος των ακτίνων-γ,  $Y(E_R, \theta)$ , που παράγονται στην ενέργεια συντονισμού  $E_R$  και γωνία  $\theta$ , είναι αρκετά διαφορετική από τη σχέση (2.3). Συγκεκριμένα, κοντά στις ενέργειες συντονισμού,  $E_R$ , η διαφοροποίηση της διαφορικής ενεργού διατομής περιγράφεται από τη σχέση των *Breit-Wigner*:

$$\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma(E_R, \theta)}{d\Omega} \cdot \frac{\Gamma_a \cdot \Gamma_b}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.6)$$

όπου  $\Gamma$  το εύρος του συντονισμού (δηλαδή, το εύρος της αντίστοιχης ενεργειακής στάθμης),  $\Gamma_a$  και  $\Gamma_b$  τα μερικά πλάτη για τη δημιουργία και τη διάσπαση, αντίστοιχα, του σύνθετου πυρήνα και  $\frac{d\sigma(E_R, \theta)}{d\Omega}$  η διαφορική ενεργός διατομή στην αντίστοιχη ενέργεια  $E_R$  του συντονισμού και γωνία  $\theta$ .

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

$$Y(E_R, \theta) = \frac{\nu \cdot \rho \cdot N_A}{A_{mol}} \cdot \frac{N_p \cdot \Delta\Omega \cdot \varepsilon_{int}}{S(E_R)} \cdot \int_{E_R - \Delta}^{E_R} \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \cdot dE \quad (2.7)$$

όπου  $A_{mol}$  το μοριακό βάρος του στόχου,  $\nu$  ο αριθμός των ατόμων του στοιχείου που μελετάται στο μόριο του στόχου,  $\rho$  η πυκνότητα του στόχου,  $N_A$  ο αριθμός του *Avogadro*,  $N_p$  το πλήθος των πυρήνων της δέσμης που προσπίπτουν στο στόχο,  $\Delta\Omega$  και  $\varepsilon_{int}$  η στερεά γωνία και η ενδογενής απόδοση του κάθε ανιχνευτή, αντίστοιχα,  $\Delta$  το πάχος του στόχου σε μονάδες ενέργειας,  $S(E_R)$  η απώλεια ενέργειας ανά μονάδα μήκους (*Stopping power*) και  $\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega}$  η διαφορική ενεργός διατομή στην αντίστοιχη ενέργεια  $E$  και γωνία  $\theta$  [6].

Συνδυάζοντας τις σχέσεις (2.4), (2.6) και (2.7) και κάνοντας την ολοκλήρωση, προκύπτει η παρακάτω σχέση:

$$Y(E_R, \theta) = \frac{\nu \cdot \rho \cdot N_A}{A_{mol}} \cdot \frac{N_p \cdot 4\pi \cdot \varepsilon_{abs}}{S(E_R)} \cdot \frac{\Gamma}{2} \cdot \frac{d\sigma(E_R, \theta)}{d\Omega} \cdot \left[ \arctan \frac{\Delta}{\Gamma/2} \right] \quad (2.8)$$

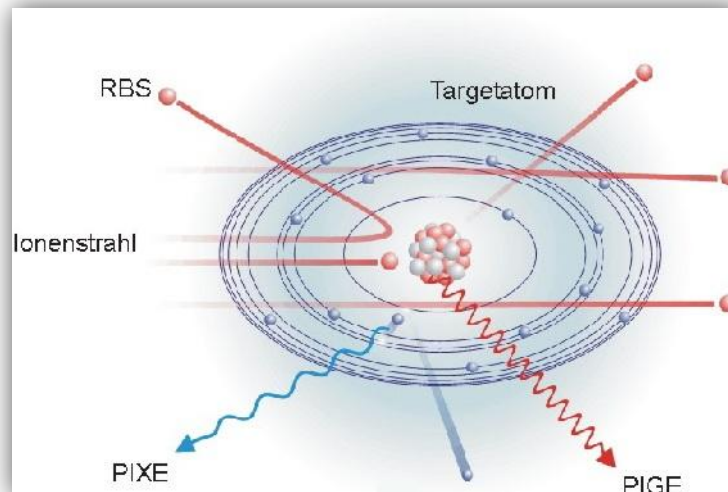
Επομένως, λύνοντας ως προς τη διαφορική ενεργό διατομή, προκύπτει:

$$\frac{d\sigma(E_R, \theta)}{d\Omega} = \frac{2 \cdot Y(E_R, \theta) \cdot S(E_R)}{\Gamma \cdot N_p \cdot 4\pi \cdot \varepsilon_{abs}} \cdot \frac{A_{mol}}{\nu \cdot \rho \cdot N_A} \cdot \left[ \arctan \frac{\Delta}{\Gamma/2} \right]^{-1} \quad (2.9)$$



### 3. Πυρηνικές μέθοδοι – Τρόποι ανίχνευσης

Υπάρχουν διάφοροι μέθοδοι και τρόποι ανίχνευσης στην πυρηνική φυσική που χρησιμοποιούν δέσμη ιόντων για την ανάλυση της κατανομής σε βάθος των ατόμων ενός αντικειμένου (*Ion Beam Analysis - IBA*), όπως οι *RBS*, *EBS*, *ERDA*, *NRA*, *PIXE* και *PIGE* [5,7,8] (Εικόνα 3.1). Βασικά τους πλεονεκτήματα είναι ότι είναι μη-καταστροφικές μέθοδοι, καθώς και το ότι μετά τη λήξη του πειράματος, το δείγμα δεν ακτινοβολεί σχεδόν καθόλου ή ακτινοβολεί για μικρό χρονικό διάστημα.



Εικόνα 3.1 Βασικές πυρηνικές μέθοδοι

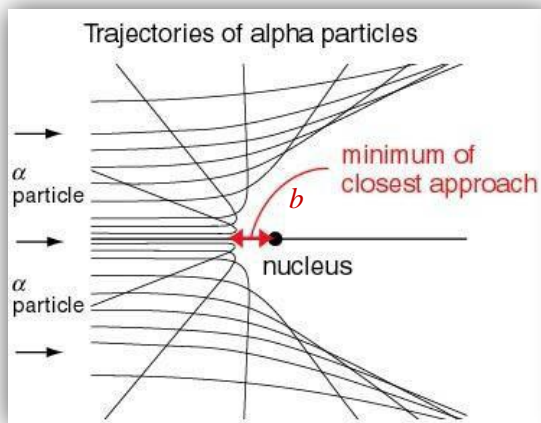
#### i. Φασματοσκοπία *RBS*

Κατά τη φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης *Rutherford*, *RBS* (*Rutherford Backscattering Spectrometry*), ανιχνεύονται οι οπισθοσκεδαζόμενοι πυρήνες της δέσμης, λόγω ηλεκτροστατικών αλληλεπιδράσεων (δυναμικό *Coulomb*) με τον πυρήνα του στόχου. Με αυτόν τον τρόπο, μπορούν να ανιχνευθούν βαρείς πυρήνες σε ελαφρύ υπόστρωμα, ακόμα κι αν βρίσκονται σε πολύ χαμηλή συγκέντρωση, καθώς η ενεργός διατομή για τη σκέδαση *Rutherford* είναι ανάλογη του τετραγώνου του ατομικού αριθμού του πυρήνα του στόχου.

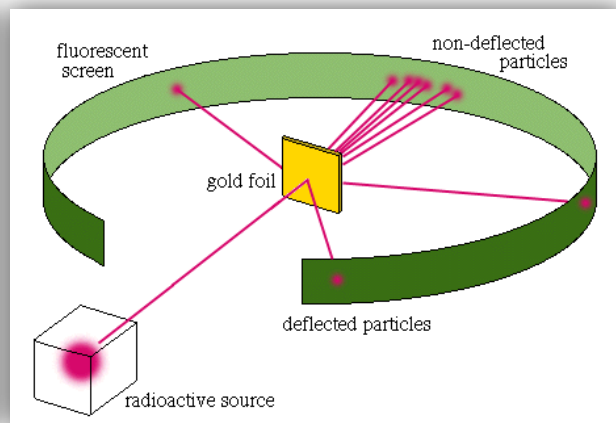
Στην Εικόνα 3.2 παρουσιάζονται οι τροχιές σωματιδίων- $\alpha$  που πλησιάζουν σε έναν πυρήνα στόχου. Η απόσταση  $b$  ονομάζεται παράμετρος σύγκρουσης και είναι η ελάχιστη δυνατή απόσταση που μπορούν να πλησιάσουν οι πυρήνες της δέσμης στον πυρήνα του στόχου.

#### ii. Φασματοσκοπία *EBS*

Όταν η παράμετρος σύγκρουσης  $b$  είναι τόσο μικρή που να ισούται σχεδόν με το άθροισμα των ακτίνων του πυρήνα του βλήματος και του στόχου, οι δυνάμεις αλληλεπίδρασης οδηγούν σε αποκλίσεις από τη θεωρία της σκέδασης *Rutherford*. Σε αυτές τις περιπτώσεις χρησιμοποιείται η φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης, *EBS* (*Elastic (Non-Rutherford) Backscattering Spectroscopy*).



Εικόνα 3.2 Τροχιές σωματιδίων-α που πλησιάζουν έναν πυρήνα του στόχου

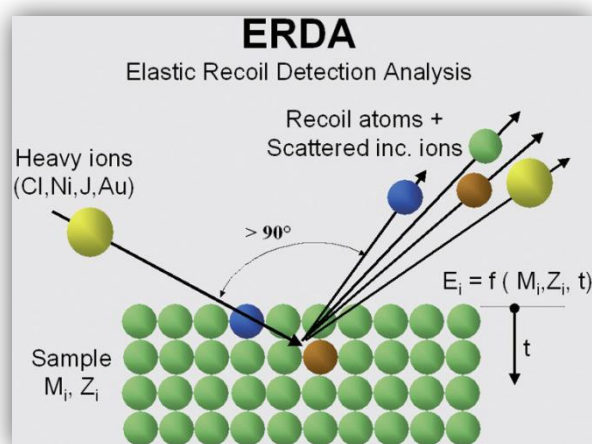


Εικόνα 3.3 Σχηματική απεικόνιση διάταξης φασματοσκοπίας RBS

### iii. Φασματοσκοπία ERDA

Με τη φασματοσκοπία ERDA (*Elastic Recoil Detection Analysis*) ανιχνεύονται οι ανακρουόμενοι πυρήνες του στόχου (Εικόνα 3.4). Για το λόγο αυτό, προσφέρεται για την ανίχνευση ελαφρών πυρήνων, καθώς χρησιμοποιεί δέσμες βαρέων ιόντων υψηλής ενέργειας (~1 MeV/amu). Δηλαδή, η μάζα των πυρήνων της δέσμης πρέπει να είναι μεγαλύτερη από αυτή των πυρήνων του στόχου ώστε οι ελαφροί πυρήνες να σκεδαστούν εκτός του δείγματος.

Είναι κατάλληλη για προσδιορισμό κατανομής βάθους (*depth profile*) του στόχου και εύρεση συγκεντρώσεων περισσότερων από έναν πυρήνων, καθώς μπορεί να συνδυαστεί με φασματοσκοπία RBS.



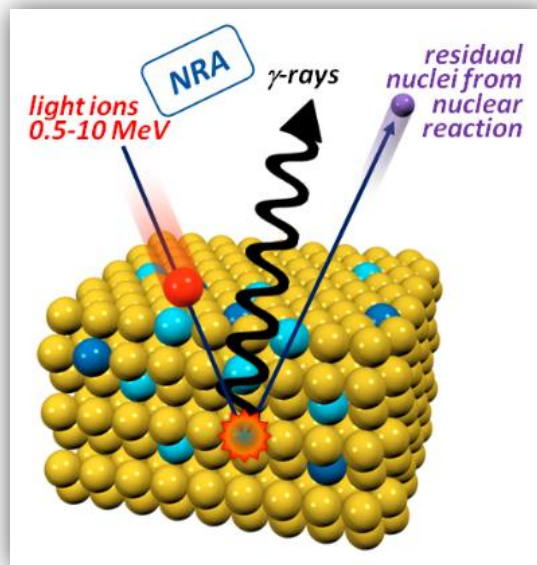
Εικόνα 3.4 Σχηματική απεικόνιση της μεθόδου ERDA



#### iv. Φασματοσκοπία NRA

Σε αντίθεση με τη φασματοσκοπία *RBS*, όπου οι δυνάμεις είναι ηλεκτροστατικές, η φασματοσκοπία *NRA* (*Nuclear Reaction Analysis*) χρησιμοποιεί χαμηλού βεληνεκούς πυρηνικές δυνάμεις. Οπότε, η ενέργεια της δέσμης πρέπει να είναι συγκρίσιμη με το δυναμικό *Coulomb*. Τα προϊόντα της αντίδρασης που ανιχνεύονται είναι φορτισμένα σωματίδια, ακτίνες- $\gamma$  ή και τα δύο (Εικόνα 3.5). Τα φάσματα που προκύπτουν, αποτελούνται από καλά διαχωρισμένες κορυφές, και μάλιστα, όσο μεγαλύτερη είναι η τιμή  $Q$ , της αντίδρασης, τόσο πιο απομονωμένες και ευδιάκριτες γίνονται.

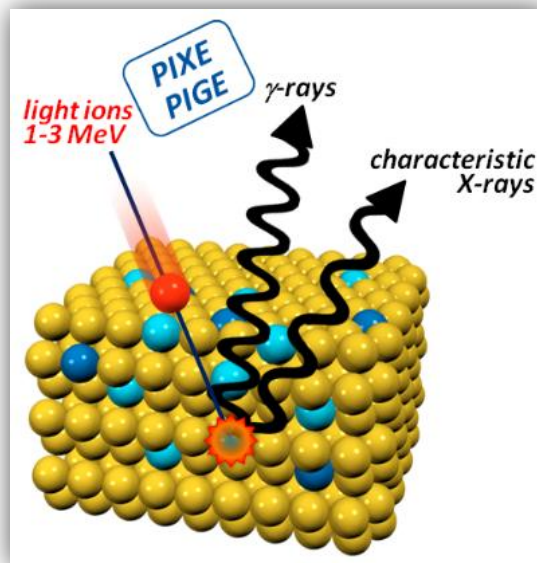
Επειδή ανιχνεύονται και σωματίδια, υπάρχει δυνατότητα προσδιορισμού του βάθους στο οποίο έγινε η αντίδραση και μελέτη οποιουδήποτε στρώματος του στόχου.



Εικόνα 3.5 Σχηματική απεικόνιση της μεθόδου NRA

#### v. Φασματοσκοπία PIXE

Μία άλλη πυρηνική μέθοδος είναι η *PIXE* (*Particle Induced X-ray Emission*), η οποία στηρίζεται στη φασματοσκοπία των χαρακτηριστικών ακτίνων-X που εκπέμπονται από τα στοιχεία του στόχου λόγω της δέσμης ιόντων υψηλής ενέργειας (1-2 MeV δέσμη  $p$  ή  $\alpha$ , (Εικόνα 3.6). Μπορεί να προσδιορίσει τα συστατικά ενός σύνθετου στόχου σε βάθος (αλλά όχι κατανομή βάθους) μέχρι και δεκάδων μικρομέτρων και, επειδή υπάρχει μικρή επικάλυψη των χαρακτηριστικών ακτίνων-X για τα διάφορα στοιχεία, είναι δυνατή η ταυτόχρονη ανίχνευση περίπλοκων πολλαπλών στοιχείων.



Εικόνα 3.6 Σχηματική απεικόνιση των μεθόδων PIXE και PIGE

#### vi. Φασματοσκοπία PIGE

Αντίστοιχα με τη τεχνική PIXE, η τεχνική PIGE (*Particle Induced G-ray Emission*) στηρίζεται στη φασματοσκοπία των ακτίνων- $\gamma$  που εκπέμπονται από τους διεγερμένους πυρήνες που δημιουργούνται από την ακτινοβολία του στόχου με τη δέσμη ιόντων (Εικόνα 3.6). Ο βασικός μηχανισμός αλληλεπίδρασης του στόχου με το βλήμα είναι ο σχηματισμός ενός σύνθετου πυρήνα σε μία εξαιρετικά διεγερμένη κατάσταση, από την οποία αποδιεγείρεται, μέσα σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα, με την εκπομπή ακτίνας- $\gamma$ .

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

Η φασματοσκοπία PIGE έχει σημαντικό προβάδισμα σε σχέση με τις υπόλοιπες τεχνικές IBA, λόγω της ανίχνευσης ακτίνων- $\gamma$ , που δεν έχουν απώλεια ενέργειας κατά τη διέλευσή τους από την ύλη, καθώς και την υψηλή επιλεκτικότητα τους στην ανίχνευση ισοτόπων.

#### vii. Φασματοσκοπία συντονιστικής-PIGE

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

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

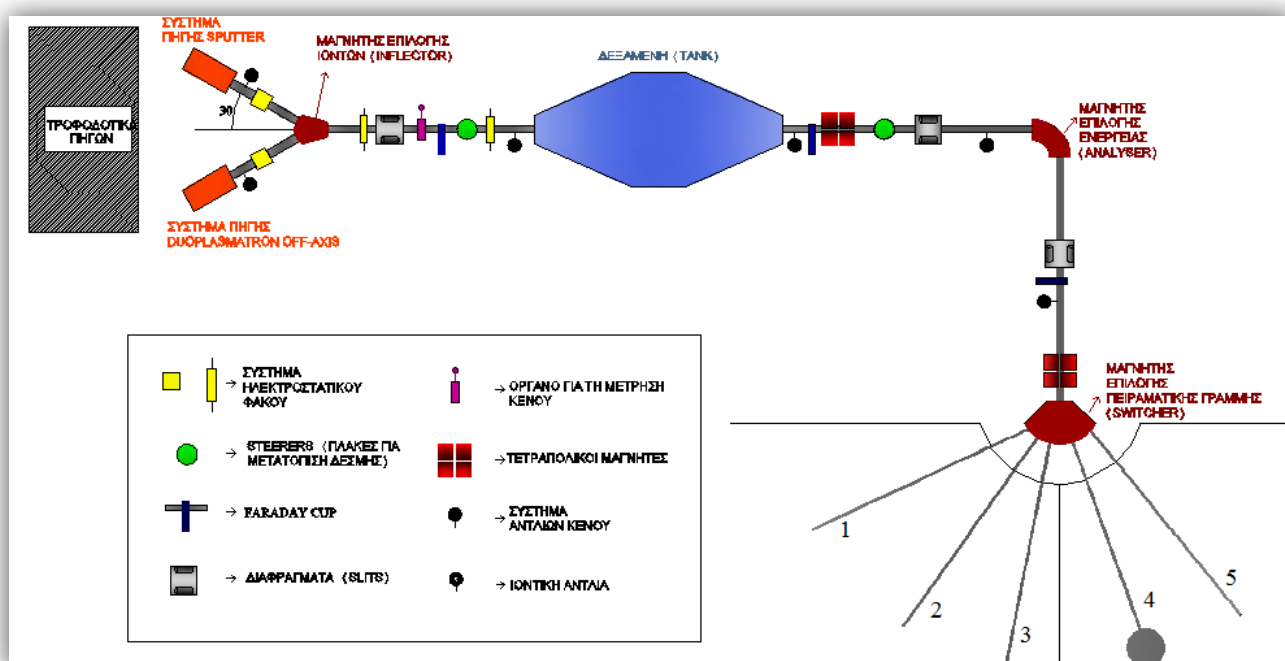
Το μειονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι η ανίχνευση αυστηρά ενός μόνο ισότοπου ενώ δεν παρέχεται καμία επιπλέον πληροφορία για όλα τα υπόλοιπα στοιχεία που απαρτίζουν το δείγμα. Τέλος, όπως και σε όλες τις προαναφερθείσες μεθόδους πλήν της οπισθοσκέδασης Rutherford, απαιτείται η γνώση της ενεργού διατομής των αντιδράσεων, της ενέργειας και του εύρους του εκάστοτε συντονισμού, καθώς και της ενέργειας εκπομπής των ακτίνων-γ.



## 4. Πειραματική διάταξη

### i. Επιταχυντής

Το πείραμα διεξήχθη στο εργαστήριο του ηλεκτροστατικού επιταχυντή, *TANDEM*, του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος”. Ο επιταχυντής αυτός στηρίζεται στη λειτουργία της γεννήτριας *Van de Graaf*, που βρίσκεται μέσα στη δεξαμενή, ενώ κάποια ακόμα βασικά μέρη του είναι οι πηγές ιόντων, που βρίσκονται στην αρχή της γραμμής, καθώς και οι πέντε πειραματικές γραμμές στις οποίες καταλήγει (Εικόνα 4.1). Κάθε γραμμή έχει διαφορετική γεωμετρία και διάταξη, που εξυπηρετεί για κάθε πείραμα, ανάλογα με το σκοπό και τις ανάγκες του [9]. Στο παρόν πείραμα χρησιμοποιήθηκε η 4<sup>η</sup> γραμμή.



Εικόνα 4.1 Βασικά μέρη επιταχυντή *TANDEM*

### ii. Διάταξη ανιχνευτών *HPGe*

Η 4<sup>η</sup> γραμμή του επιταχυντή καταλήγει σε ένα θαλαμίσκο (Εικόνα 4.2), στο κέντρο του οποίου βρίσκεται ο στόχος του  $MoS_2$ . Πιο συγκεκριμένα, είναι τοποθετημένος σε μία βάση που είναι ενσωματωμένη στο καπάκι του θαλαμίσκου (Εικόνα 4.3).

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

Στο καπάκι έχει ενσωματωθεί ένα σωληνάκι, όπου εφαρμόζοντας αέρα υπό πίεση, ψήχεται η βάση του στόχου, άρα και ο στόχος, γιατί υπάρχει κίνδυνος να καταστραφεί λόγω της θερμότητας της δέσμης.

Όλη αυτή η διάταξη είναι κατάλληλα μονωμένη ώστε να λειτουργεί ως κλωβός *Faraday* (*Faraday cup*), για την όσο το δυνατόν ακριβέστερη μέτρηση του φορτίου.

Για το λόγο αυτό, ο θαλαμίσκος είναι τοποθετημένος πάνω σε βάση από πλεξιγκλάς (*Plexiglas*). Επίσης, υπάρχει μόνωση πριν τον θαλαμίσκο, καθώς και μετά τη βάνα, που μπορεί να απομονώσει το τελευταίο τμήμα του επιταχυντικού σωλήνα από τον υπόλοιπο επιταχυντή (Εικόνα 4.4). Σε αυτό το τμήμα του επιταχυντικού σωλήνα έχει εφαρμοστεί αρνητική τάση καταστολής (*suppression*), περίπου  $-300\text{ V}$ , ώστε τόσο τα ηλεκτρόνια που πάνε να εξέλθουν από το θαλαμίσκο, όσο και αυτά που πάνε να εισέλθουν από την πλευρά της βάνας, να απωθούνται προς την αντίθετη κατεύθυνση. Αυτό είναι απαραίτητο για την ακριβέστερη μέτρηση του φορτίου στο θαλαμίσκο.

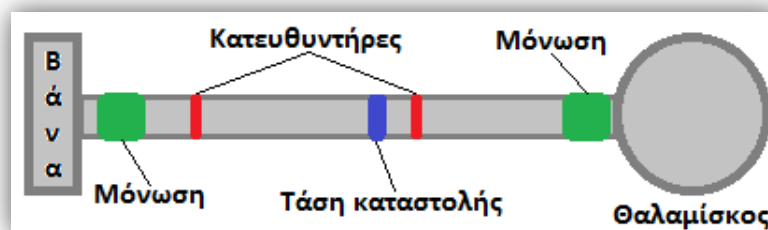
Οι κατευθυντήρες, που φαίνονται στην Εικόνα 4.4, χρησιμοποιούνται για την ευθυγράμμιση της δέσμης και για τον περιορισμό του μεγέθους της. Ουσιαστικά, είναι οπές διαμέτρου  $2\text{ mm}$ . Ωστόσο, επειδή η δέσμη είναι ελάχιστα αποκλίνουσα, στο σημείο όπου βρίσκεται ο στόχος, έχει διάμετρο περίπου  $2.5\text{ mm}$ .



Εικόνα 4.2 Άποψη διάταξης προς switcher



Εικόνα 4.3 Καπάκι θαλαμίσκου



Εικόνα 4.4 Σχηματική απεικόνιση τελευταίου τμήματος επιταχυντικού σωλήνα

Τέλος, γύρω από το θαλαμίσκο, σε ένα μεγάλο οκταγωνικό τραπέζι που μπορεί να περιστρέφεται, τοποθετήθηκαν τέσσερις ανιχνευτές *HPGe* (*A*, *B*, *C*, *D*, Πίνακας 4.1).

Για να καταγραφούν μετρήσεις σε περισσότερες γωνίες, τοποθετήθηκαν αρχικά οι ανιχνευτές σε κάποιες θέσεις (*Set 1*) και στη συνέχεια μετακινήθηκαν σε άλλες θέσεις (*Set 2*). Οι θέσεις αυτές καταγράφονται στον Πίνακα 4.2 και φαίνονται στις Εικόνες 4.5 και 4.6, αντίστοιχα.

Πίνακας 4.1 Τεχνικά χαρακτηριστικά ανιχνευτών *HPGe*

<i>ORTEC</i>	<i>A</i>	<i>CANBERRA</i>	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>
Μοντέλο	GEM-FX8530P4	Μοντέλο Ανιχνευτή	GC5021	GR2018	GR2018
CFG	POPTOP	Μοντέλο Κρυστάτη	7935SL-7	7906D.5	7935SL-7
		Μοντέλο Προενισχυτή	2002CSL	2001CSL	2002CSL
Αύξων Αριθμός	48-TP50377A	Αύξων Αριθμός	b 05006	b 83528	b 84501
Τάση Λειτουργίας [V]	(+) 4500*	Τάση Λειτουργίας [V]	(+) 3500	(-) 2500	(-) 3000
		Χρόνος Ψύξης [ώρες]	8	4	6
Διάμετρος [mm]	~108	Διάμετρος [mm]	~82	~76	~76
Σχετική Απόδοση	50%	Σχετική Απόδοση	50%	18%	18%

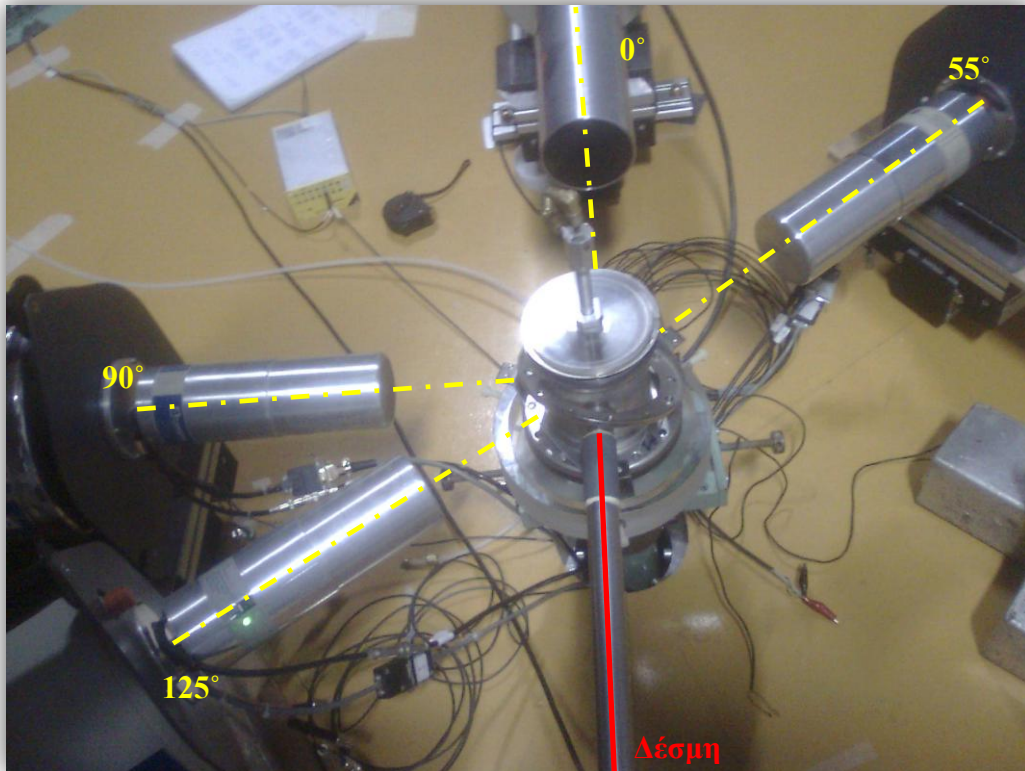
\* Ο ανιχνευτής αυτός λειτουργεί κανονικά στα (+) 4500 V, αλλά λόγω κάποιου προβλήματος στο παρελθόν, λειτουργεί πλέον ικανοποιητικά στα (+) 3000 V.

Πίνακας 4.2 Θέσεις ανιχνευτών

Ανιχνευτής <i>HPGe</i>	<i>Set 1</i>		<i>Set 2</i>	
	Γωνία	Απόσταση από στόχο [cm]	Γωνία	Απόσταση από στόχο [cm]
<i>A</i>	0°	~30	90°	~31
<i>B</i>	55°	~24	15°	~25
<i>C</i> **	90°	~20	–	–
<i>D</i>	125°	~20	155°	~21

\*\* Ο ανιχνευτής *C* έπαψε να λειτουργεί ικανοποιητικά τη δεύτερη μέρα του πειράματος, οπότε καταγράφηκαν μετρήσεις μόνο με τους άλλους τρεις ανιχνευτές.





Εικόνα 4.5 Set 1



Εικόνα 4.6 Set 2



### Λίγα λόγια για τους ανιχνευτές HPGe...

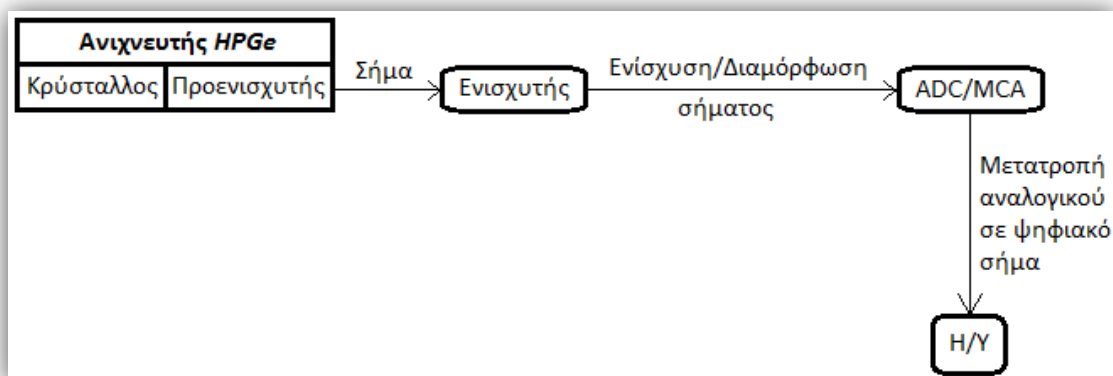
Οι ανιχνευτές *HPGe* αποτελούνται από μία επαφή *p-i-n*. Η επαφή αυτή κατασκευάζεται από έναν κρύσταλλο ημιαγωγού *Ge* υψηλής καθαρότητας (*HP: High Purity*), ο οποίος εμπλουτίζεται ώστε να γίνει τύπου  $p^+$  (ή  $n^-$ ) από τη μία μεριά και τύπου  $n^-$  (ή  $p^+$ ) από την άλλη. Εφαρμόζοντας τάση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

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

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

### iii. Ηλεκτρονική διάταξη

Ο κάθε ανιχνευτής *HPGe* συνδέθηκε με ένα τροφοδοτικό υψηλής τάσης, το οποίο του παρείχε την κατάλληλη τάση λειτουργίας που φαίνεται στον Πίνακα 4.1. Επίσης, έχει ενσωματωμένο έναν προενισχυτή (*preamplifier*) για να προενισχύσει τα χαμηλά σήματα, πριν ενισχυθούν από έναν ενισχυτή (*amplifier*) που συνδέθηκε στη συνέχεια. Τέλος, το σήμα εισαγόταν σε έναν Αναλογικό-Ψηφιακό Μετατροπέα (*Analog-to-Digital Converter – ADC*) για τη μετατροπή του από αναλογικό σε ψηφιακό και έναν Πολυκαναλικό Αναλυτή (*MultiChannel Analyzer - MCA*) για την καταγραφή των παλμών στα κανάλια, βάσει της ενέργειάς τους (Εικόνα 4.7).



Εικόνα 4.7 Σχήμα ηλεκτρονικής διάταξης

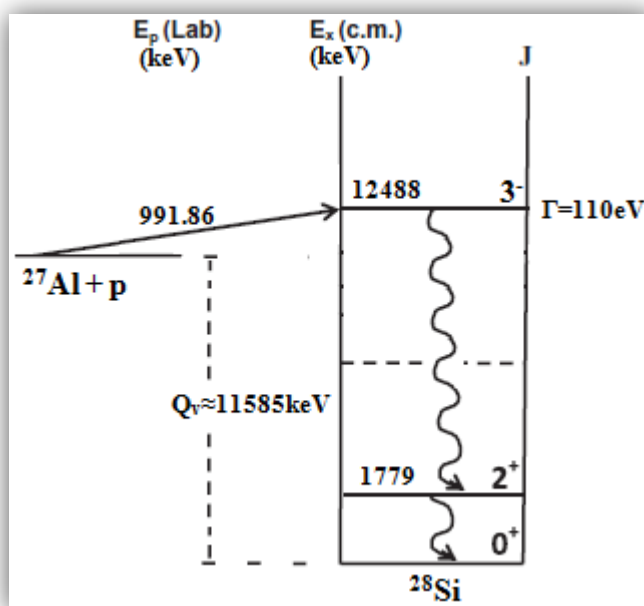


## 5. Πειραματική ανάλυση

### i. Βαθμονόμηση επιταχυντή

Η ενέργεια της δέσμης του επιταχυντή ρυθμίζεται από το μαγνήτη επιλογής ενέργειας (*analyser*, βλ. Εικόνα 4.1). Όμως, λόγω του βρόγχου υστέρησης, υπάρχει συνήθως κάποια παραμένουσα μαγνήτιση. Έτσι, όταν ο χειριστής ρυθμίζει εξωτερικά το ρεύμα που χρειάζεται για να παραχθεί το κατάλληλο μαγνητικό πεδίο για την αντίστοιχη ενέργεια, τότε προστίθεται και η παραμένουσα μαγνήτιση και έχουμε μία μικρή απόκλιση από την ενέργεια που αναμένουμε.

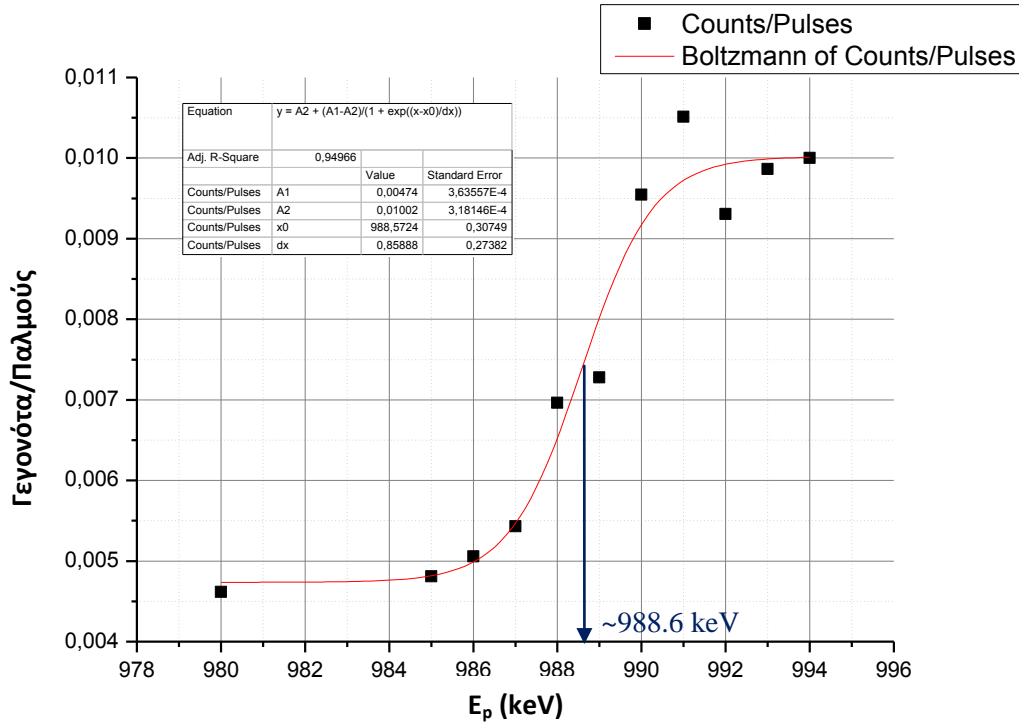
Γι' αυτόν το λόγο είναι απαραίτητη η βαθμονόμηση του επιταχυντή (*machine calibration*) πριν αρχίσει το πείραμα. Έτσι, ακτινοβολώντας με τη δέσμη πρωτονίων παχύ αλουμίνιο (Εικόνα 4.3), καταγράφηκαν με τον ανιχνευτή *HPGe B* ( $55^\circ$ ) φάσματα για ενέργειες επιταχυντή από 980 keV έως 994 keV, ώστε να εντοπιστεί ο συντονισμός της αντίδρασης  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$  στην ενέργεια 991.86 keV. Η ακτίνα- $\gamma$  που ανιχνεύεται έχει ενέργεια 1779 keV και προκύπτει από την αποδιέγερση του πυρήνα του  $^{28}\text{Si}$  από την πρώτη στάθμη του στη θεμελιώδη. Παρακάτω παρουσιάζεται το ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης αυτής (Εικόνα 5.1).



Εικόνα 5.1 Ενεργειακό διάγραμμα της αντίδρασης  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$

Από τις μετρήσεις αυτές προέκυψε το Διάγραμμα 5.1, όπου φαίνεται ότι ο συντονισμός είναι στην ενέργεια 988.6 keV\*, δηλαδή υπάρχει μετατόπιση της ενέργειας του επιταχυντή περίπου -3.3 keV.

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



Διάγραμμα 5.1 Βαθμονόμηση επιταχυντή

## ii. Βαθμονόμηση φασμάτων

Πριν αρχίσει το κυρίως μέρος του πειράματος, συνδέθηκε ο κάθε ανιχνευτής *HPGe* με παλμογράφο για να γίνει βελτιστοποίηση του χρόνου μηδενισμού του παλμού (*Pole-Zero - P/Z*). Στη συνέχεια, έγινε βαθμονόμηση των φασμάτων, ούτως ώστε να κατανεμηθεί το εύρος των ενεργειών στα αντίστοιχα κανάλια των *MCA* που είναι διαθέσιμα. Για να γίνει αυτό, τοποθετήθηκε μία πηγή  $^{60}\text{Co}$  ( $222.8 \pm 2.3$  kBq, 01/01/2011) στη θέση του στόχου και παίρνοντας φάσματα ρυθμίστηκαν οι ενισχυτές κατάλληλα, με τη βοήθεια των δύο χαρακτηριστικών κορυφών του  $^{60}\text{Co}$ , 1173 keV και 1332 keV.

## iii. Απόδοση ανιχνευτών *HPGe*

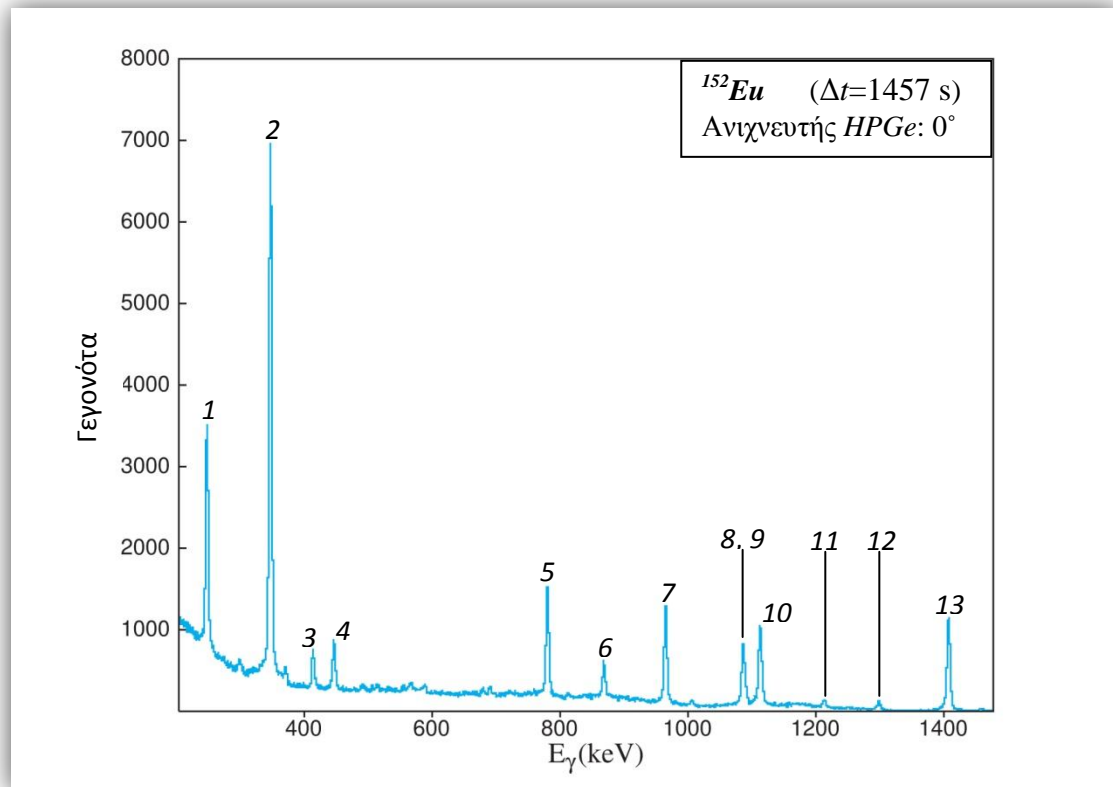
Ένα άλλο πολύ σημαντικό μέρος της πειραματικής διαδικασίας είναι ο προσδιορισμός της απόλυτης απόδοσης,  $\epsilon_{abs}$ , των ανιχνευτών *HPGe*. Ο συνήθης τρόπος είναι με χρήση μιας πηγής  $^{152}\text{Eu}$  ( $217 \pm 3$  kBq, 01/01/2011), η οποία τοποθετήθηκε στη θέση του στόχου και καταγράφηκαν τα φάσματα των ανιχνευτών *HPGe*.

Η σχέση από την οποία υπολογίζεται η απόλυτη απόδοση,  $\epsilon_{abs}$ , είναι:

$$\epsilon_{abs} = \frac{N_{av.}/\Delta t}{R_0 \cdot I_\gamma} \quad (5.1)$$

όπου  $N_{av.}$  το πλήθος των γεγονότων που έχει καταγράψει ο ανιχνευτής κατά τη διάρκεια της μέτρησης,  $\Delta t=1457$  s ο χρόνος που διήρκεσε η μέτρηση,  $R_0$  η ενεργότητα της πηγής όταν έγινε η μέτρηση (για το  $^{152}\text{Eu}$ , που έχει χρόνο ημιζωής  $T_{1/2}=13.537$  y, προκύπτει ότι ήταν  $203.7\pm 2.8$  kBq, στις 27/03/2012 που έγινε η μέτρηση) και  $I_\gamma$  οι εντάσεις των ακτίνων- $\gamma$  που καταγράφονται.

Στην Εικόνα 5.2 παρουσιάζεται το φάσμα του  $^{152}\text{Eu}$  για τον ανιχνευτή  $\text{HPGe}$  στις  $0^\circ$  και σημειώνονται οι κορυφές που αναλύθηκαν.



Εικόνα 5.2 Φάσμα από SpectrW για πηγή  $^{152}\text{Eu}$  στις  $0^\circ$

Το σφάλμα της απόλυτη απόδοσης,  $\varepsilon_{abs}$ , δίνεται από τη σχέση:

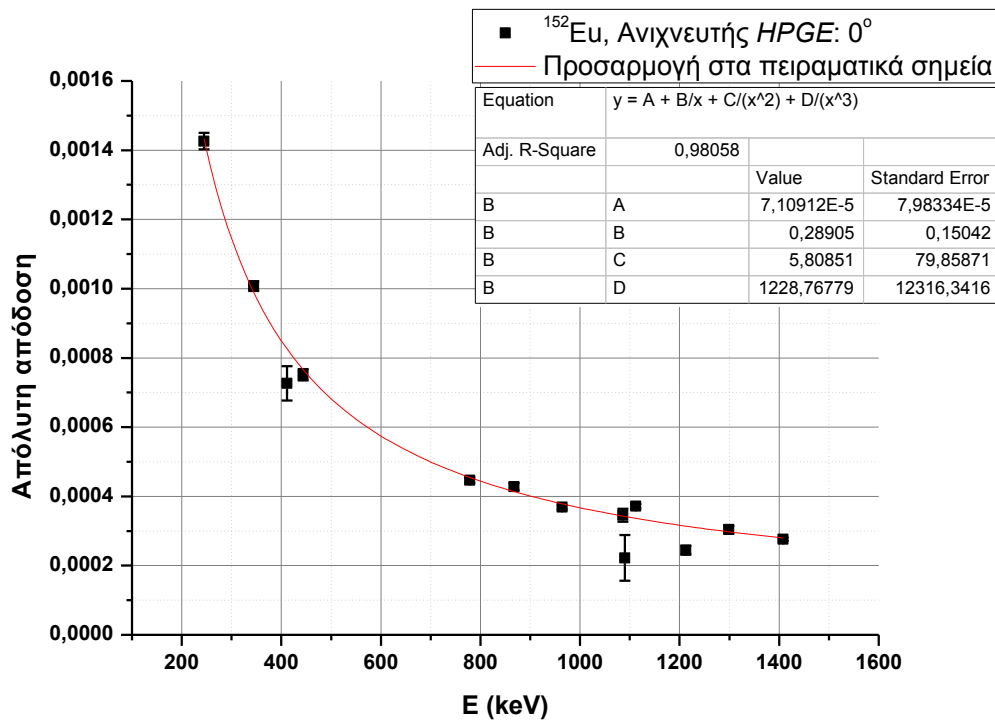
$$\delta\varepsilon_{abs} = \varepsilon_{abs} \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta N_{av.}}{N_{av.}}\right)^2 + \left(\frac{\delta R_0}{R_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta I_\gamma}{I_\gamma}\right)^2} \quad (5.2)$$

Στον Πίνακα 5.1 καταγράφονται ο αριθμός των γεγονότων κάθε κορυφής, οι εντάσεις  $I_\gamma$  και η απόλυτη απόδοση,  $\varepsilon_{abs}$ , που προκύπτει από τη σχέση (5.1).

Από τις τιμές του Πίνακα 5.1 για την απόλυτη απόδοση,  $\varepsilon_{abs}$ , προκύπτει το Διάγραμμα 5.2, στην οποία έχει γίνει προσαρμογή των πειραματικών σημείων με τη συνάρτηση  $y=A+B/x+C/x^2+D/x^3$ . Οι τιμές των συντελεστών A, B, C και D φαίνονται στο υπόμνημα του διαγράμματος.

Πίνακας 5.1 Απόλυτη απόδοση ανιχνευτή HPGe στις  $0^\circ$  με πηγή  $^{152}\text{Eu}$

A/A	E [keV]	Γεγονότα	$I_\gamma$ [%] *	$\epsilon_{abs}$ [ $\times 10^{-4}$ ]
1	244.70	$31960 \pm 230$	$7.55 \pm 0.04$	$14.26 \pm 0.24$
2	344.29	$79200 \pm 300$	$26.500 \pm 0.012$	$10.07 \pm 0.14$
3	411.12	$4800 \pm 300$	$2.237 \pm 0.001$	$7.3 \pm 0.5$
4	443.97	$6970 \pm 120$	$3.125 \pm 0.001$	$7.51 \pm 0.17$
5	778.90	$17170 \pm 150$	$12.96 \pm 0.06$	$4.46 \pm 0.08$
6	867.38	$5380 \pm 110$	$4.241 \pm 0.002$	$4.28 \pm 0.10$
7	964.07	$15990 \pm 140$	$14.62 \pm 0.06$	$3.68 \pm 0.06$
8	1085.84	$10400 \pm 500$	$10.13 \pm 0.06$	$3.45 \pm 0.19$
9	1089.74	$1100 \pm 300$	$1.731 \pm 0.001$	$2.2 \pm 0.7$
10	1112.08	$14790 \pm 140$	$13.40 \pm 0.06$	$3.72 \pm 0.06$
11	1212.95	$1030 \pm 50$	$1.415 \pm 0.009$	$2.45 \pm 0.13$
12	1299.14	$1470 \pm 50$	$1.632 \pm 0.009$	$3.04 \pm 0.11$
13	1408.01	$17090 \pm 130$	$20.85 \pm 0.09$	$2.76 \pm 0.05$



Διάγραμμα 5.2 Απόλυτη απόδοση ανιχνευτή HPGe στις  $0^\circ$  με πηγή  $^{152}\text{Eu}$

Έτσι, κάνοντας αναγωγή (*extrapolation*) με αυτή τη συνάρτηση στην ενέργεια 2230 keV που είναι η ενέργεια των ακτίνων-γ που εκπέμπεται από την αντίδραση του παρόντος πειράματος, μπορεί να εκτιμηθεί η αντίστοιχη απόλυτη απόδοση,  $\epsilon_{abs}$ .

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

Όμως, στην περίπτωση αυτή εισάγεται μεγάλο σφάλμα, γιατί η ενέργεια 2230 keV είναι αρκετά μακριά από την τελευταία ενέργεια που έχει μετρηθεί με την πηγή του  $^{152}\text{Eu}$  (~1400 keV).

Οπότε, ως εναλλακτική λύση, χρησιμοποιήθηκε μία πηγή  $^{226}\text{Ra}$  (157±4 kBq, 01/01/2011). Η επιλογή αυτή έγινε λόγω της ακτίνας-γ που εκπέμπει ο θυγατρικός πυρήνας  $^{214}\text{Bi}$  του  $^{226}\text{Ra}$  \*, με ενέργεια 2204 keV, δηλαδή αρκετά κοντά στην ενέργεια 2230 keV που εκπέμπεται από την αντίδραση του παρόντος πειράματος.

Οι χρόνοι καταγραφής ήταν  $\Delta t_1=6306$  s και  $\Delta t_2=3498$  s, για κάθε *set* αντίστοιχα, η αρχική ενεργότητα της πηγής του  $^{226}\text{Ra}$  ήταν όσο αναγράφεται πάνω στην πηγή (αφού ο χρόνος ημιζωής είναι πολύ μεγάλος,  $T_{1/2}\approx 1600$  y), και η ένταση των ακτίνων-γ που εκπέμπονται από το θυγατρικό πυρήνα  $^{214}\text{Bi}$  είναι  $I_\gamma=4.924\%$  (18) \*\*.

Επομένως, καταγράφοντας το πλήθος των ακτίνων-γ,  $N_{av.}$ , από το φάσμα του κάθε ανιχνευτή *HPGe* (Εικόνες 5.3-5.8), υπολογίζεται από τη σχέση (5.1) η απόλυτη απόδοση,  $\epsilon_{abs}$ , (Πίνακας 5.2).

Πίνακας 5.2 Απόλυτη απόδοση  $\epsilon_{abs}$  των ανιχνευτών *HPGe*

Ανιχνευτής <i>HPGe</i>	Set 1			Set 2		
	Γωνία	$N_{av.}\pm\delta N_{av.}$	$\epsilon_{abs}\pm\delta\epsilon_{abs}$ [x10 <sup>-4</sup> ]	Γωνία	$N_{av.}\pm\delta N_{av.}$	$\epsilon_{abs}\pm\delta\epsilon_{abs}$ [x10 <sup>-4</sup> ]
<b>A</b>	0°	9020±110	1.85±0.05	90°	3650±60	1.35±0.04
<b>B</b>	55°	16150±130	3.31±0.09	15°	9240±100	3.42±0.10
<b>D</b>	125°	9350±100	1.92±0.05	155°	4880±70	1.80±0.05

Από την ανάλυση των κορυφών αυτών, μπορεί να γίνει υπολογισμός και της διακριτικής ικανότητας (*Resolution*) κάθε ανιχνευτή *HPGe*, από τη σχέση:

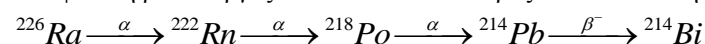
$$R = \frac{F.W.H.M.}{E} \quad (5.3)$$

Έτσι, προκύπτει ο Πίνακας 5.3, όπου η τελευταία στήλη είναι η μέση τιμή από κάθε ζευγάρι γωνιών. Είναι φανερό ότι ο ανιχνευτής **B** έχει την καλύτερη διακριτική ικανότητα και ο **A** έχει την χειρότερη, ενώ ο **D** είναι σε μια μέση κατάσταση.

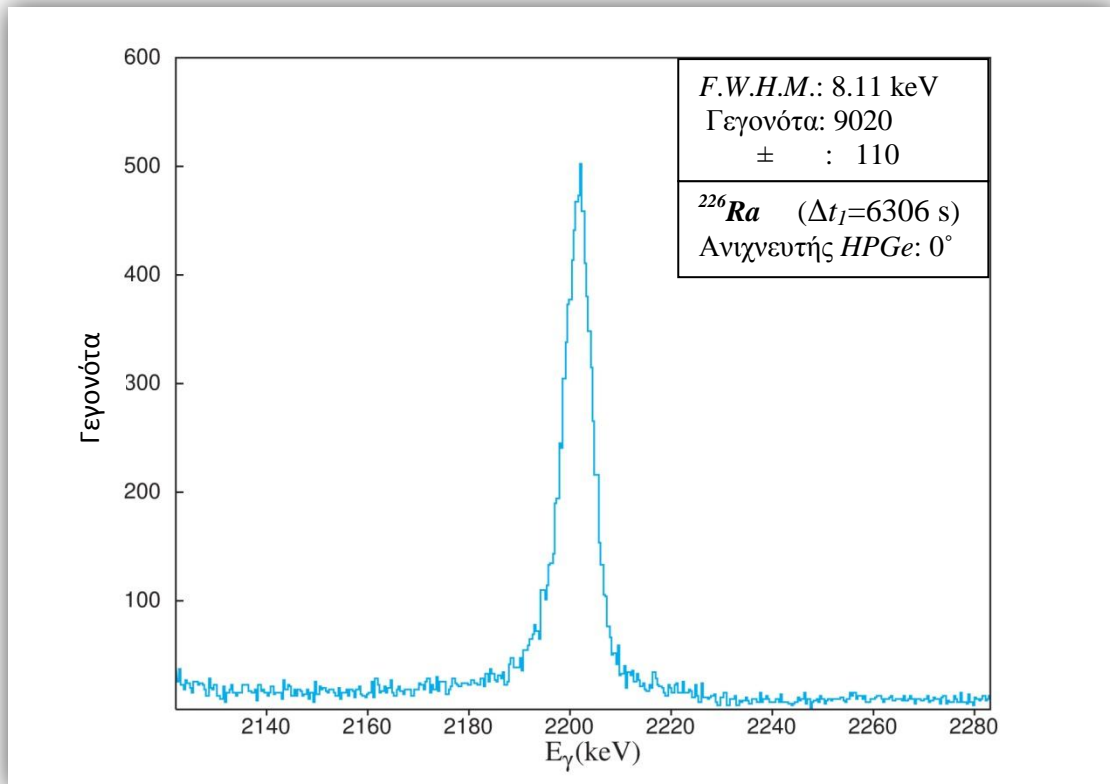
Πίνακας 5.3 Διακριτική ικανότητα ανιχνευτών *HPGe*

Ανιχνευτής <i>HPGe</i>	Γωνία	<i>F.W.H.M.</i> [keV]	<i>R</i> [x10 <sup>-3</sup> ]	$\bar{R}$ [x10 <sup>-3</sup> ]
<b>A</b>	0°	8.11	3.68	3.61
	90°	7.80	3.54	
<b>B</b>	55°	3.99	1.81	1.81
	15°	3.97	1.80	
<b>D</b>	125°	6.24	2.83	2.47
	155°	4.65	2.11	

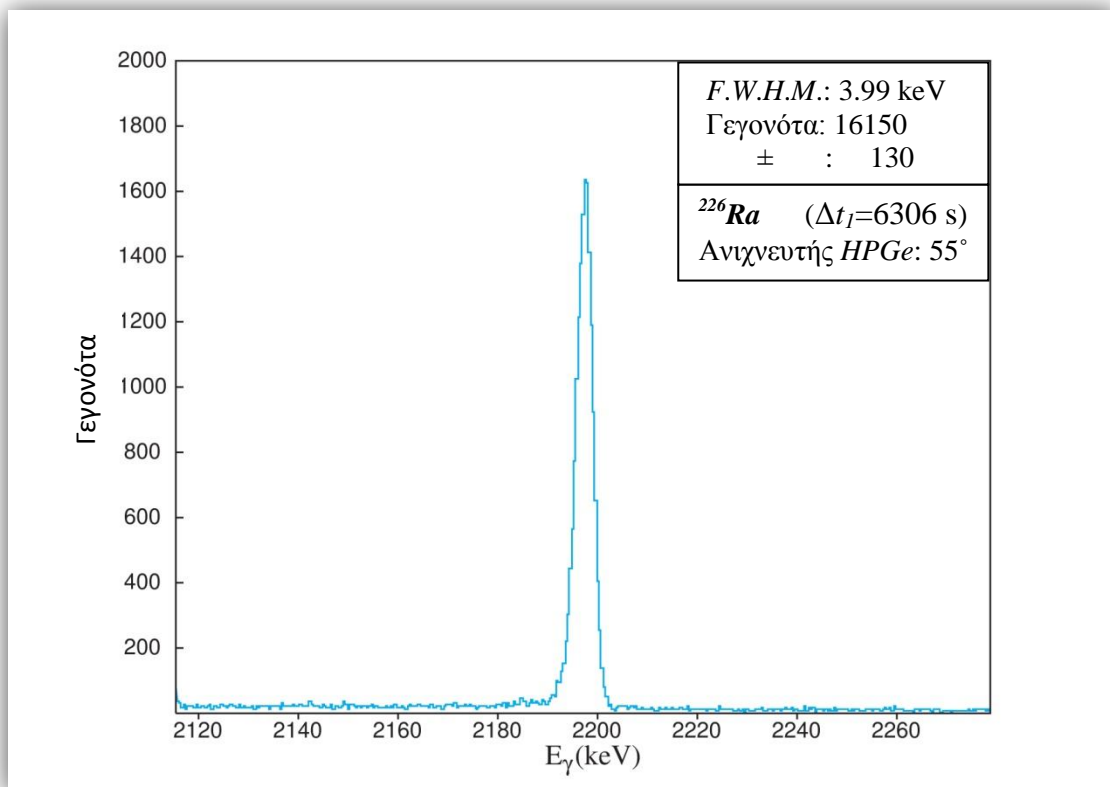
\* Η φυσική ραδιενεργός αλυσίδα του  $^{226}\text{Ra}$  προς το  $^{222}\text{Bi}$  είναι η εξής:



\*\* <http://www.nndc.bnl.gov/chart/decaysearchdirect.jsp?nuc=214BI&unc=nds>

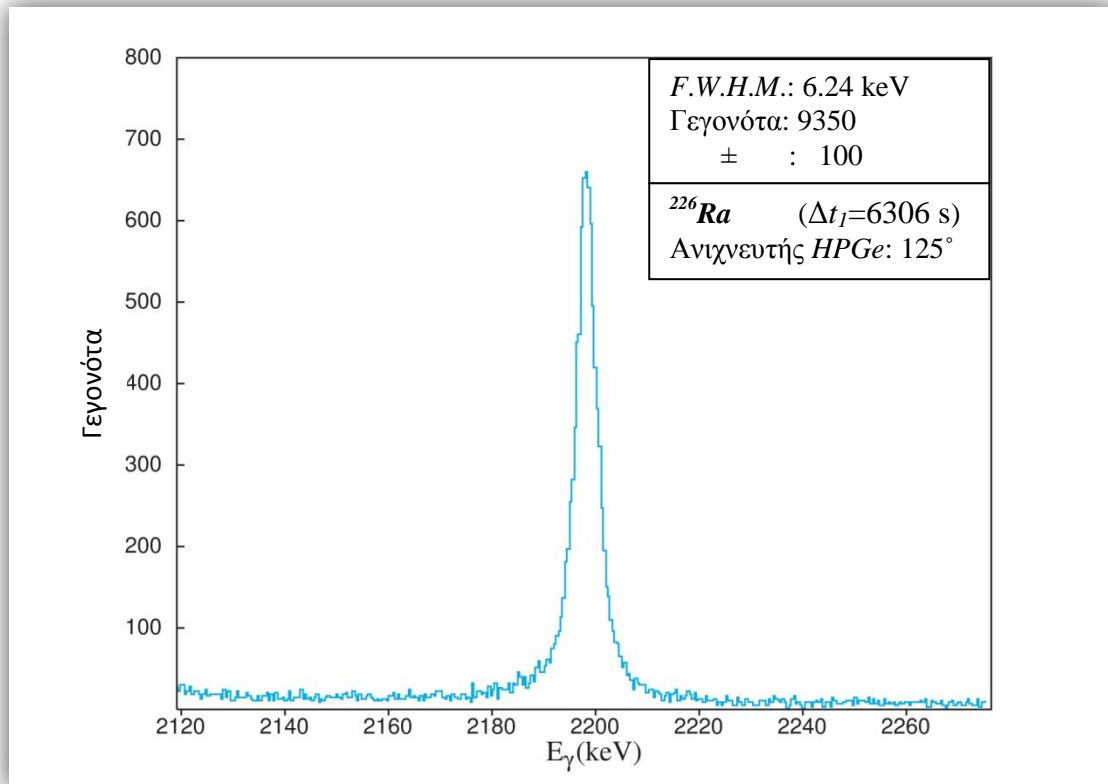


Εικόνα 5.3 Φωτοκορυφή  $^{226}\text{Ra}$  για τον ανιχνευτή HPGe στη γωνία  $0^\circ$

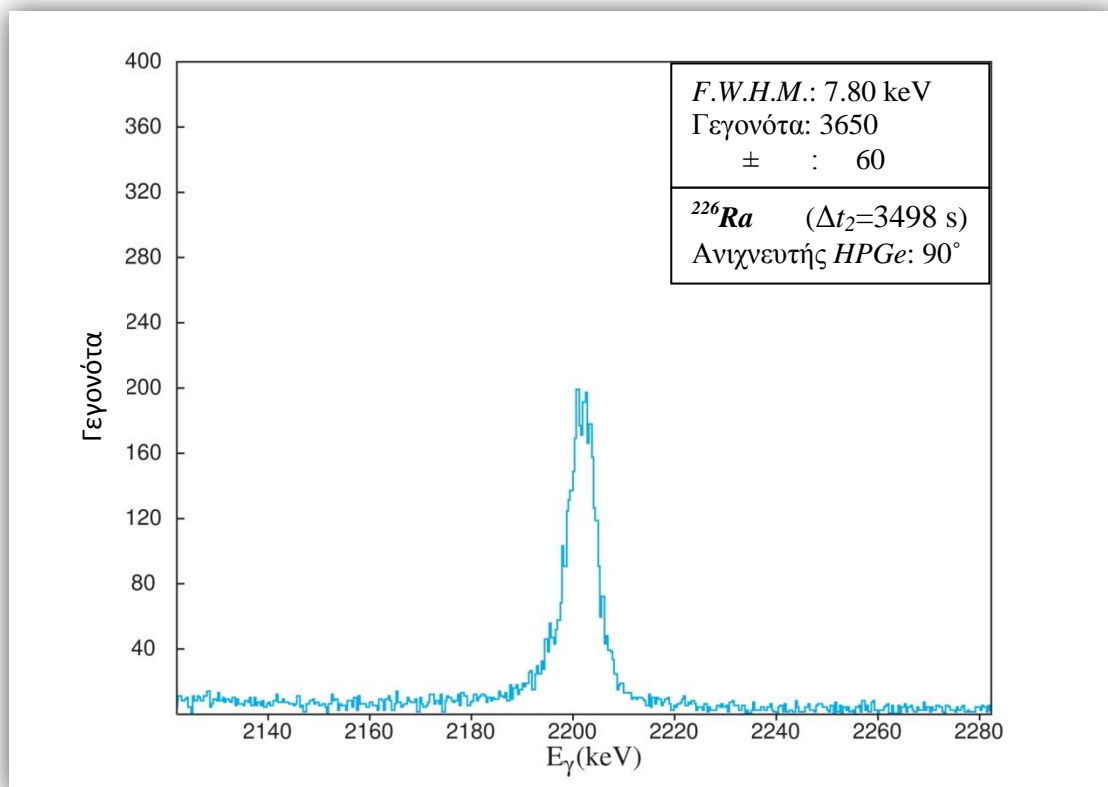


Εικόνα 5.4 Φωτοκορυφή  $^{226}\text{Ra}$  για τον ανιχνευτή HPGe στη γωνία  $55^\circ$

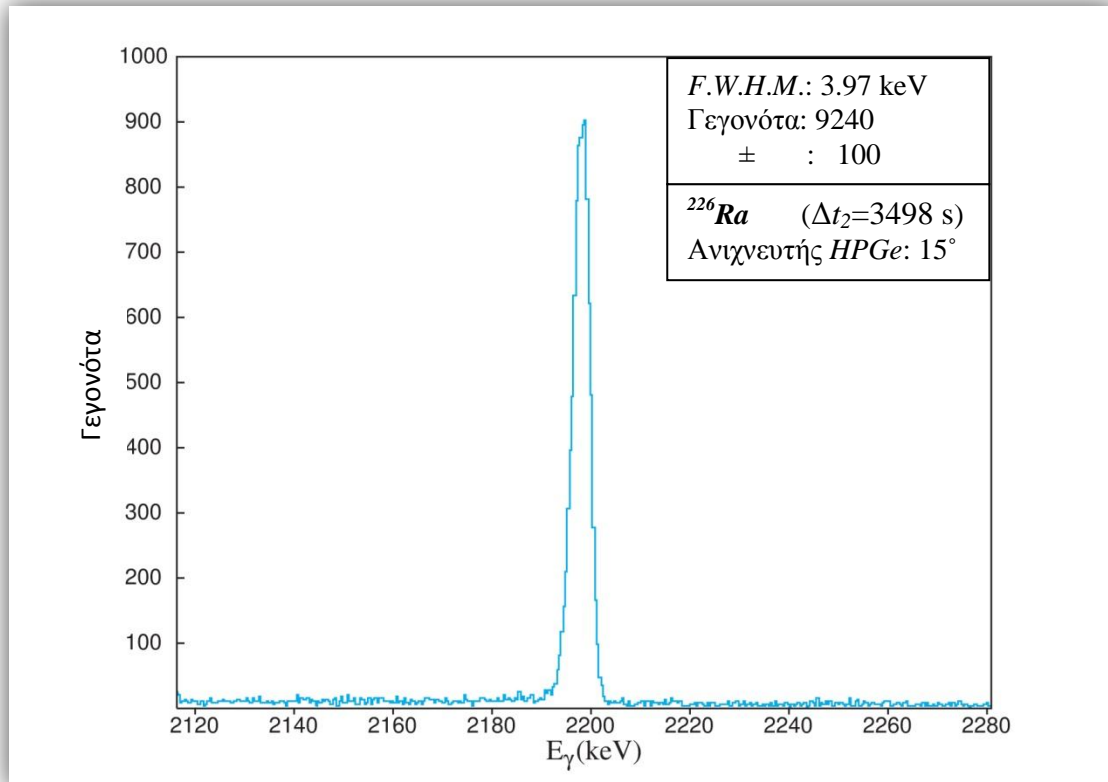




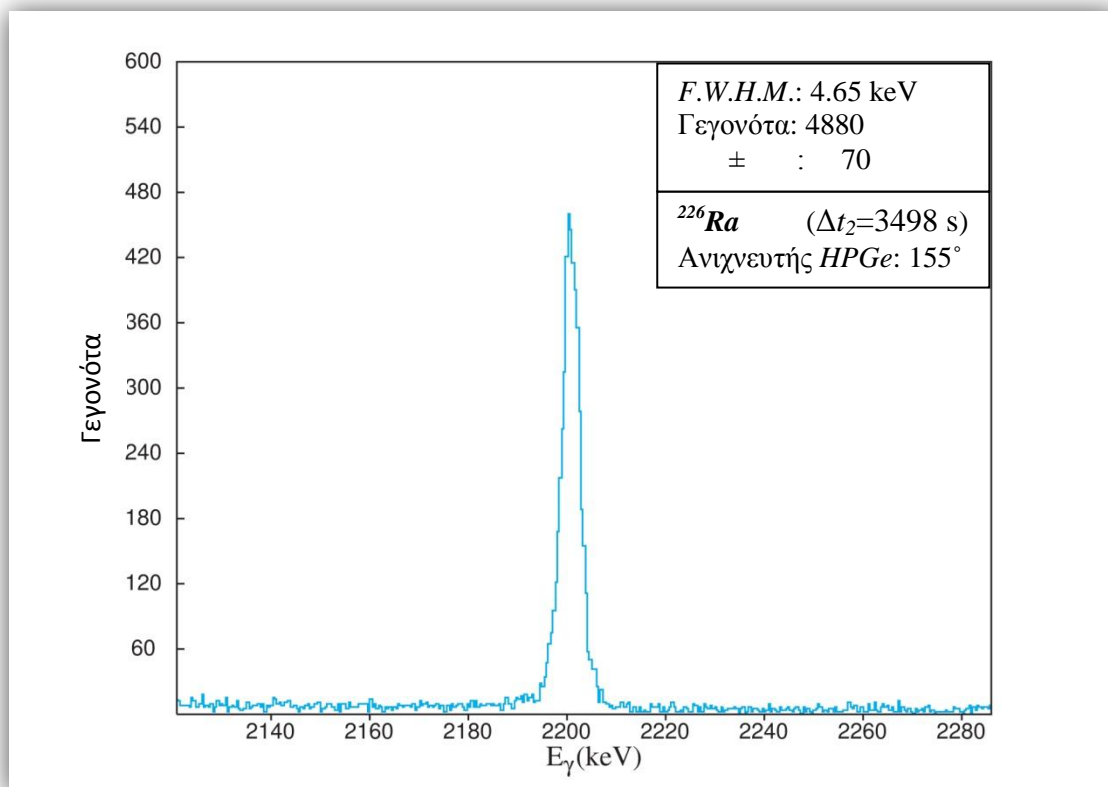
Εικόνα 5.5 Φωτοκορυφή  $^{226}\text{Ra}$  για τον ανιχνευτή HPGe στη γωνία 125°



Εικόνα 5.6 Φωτοκορυφή  $^{226}\text{Ra}$  για τον ανιχνευτή HPGe στη γωνία 90°



Εικόνα 5.7 Φωτοκορυφή  $^{226}\text{Ra}$  για τον ανιχνευτή  $HPGe$  στη γωνία 15°



Εικόνα 5.8 Φωτοκορυφή  $^{226}\text{Ra}$  για τον ανιχνευτή  $HPGe$  στη γωνία 155°

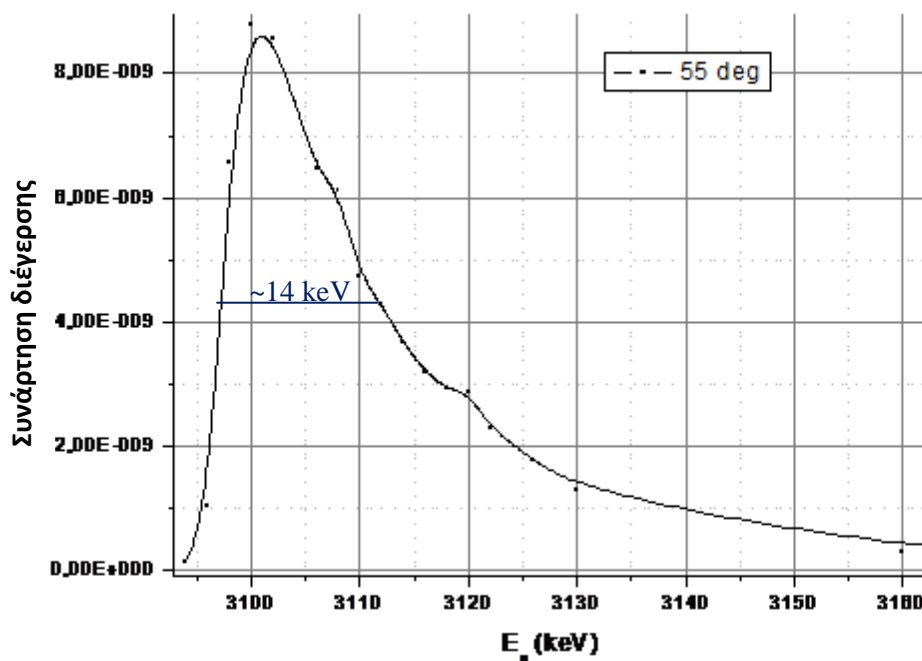
#### iv. Υπολογισμός πάχους στόχου

Για τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής χρειάζεται, όπως αναφέρθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο, και το πάχος του στόχου  $N_t$  σε μονάδες αριθμού ατόμων ανά επιφάνεια [ $\text{atoms}/\text{cm}^2$ ]. Η αρχική ιδέα για τον υπολογισμό του ήταν να γίνει με χρήση της τεχνικής *RBS*. Όμως, επειδή το θείο ( $^{32}\text{S}$ ) είναι ελαφρύ στοιχείο και ο στόχος αποτελείται κι από μολυβδαίνιο ( $^{96}\text{Mo}$ ), που είναι αρκετά βαρύτερο, η ενεργός διατομή του θείου είναι πολύ μικρότερη από εκείνη του μολυβδαινίου. Δηλαδή, δεν μπορεί να ανιχνευθεί το θείο με αυτήν την τεχνική.

Έτσι, προτιμήθηκε να χρησιμοποιηθούν οι συντονισμοί της αντίδρασης  $^{32}\text{S}(p,p'\gamma)^{32}\text{S}$ , οι οποίοι έχουν μικρό εύρος (κάτω από 1.5 keV), για τον υπολογισμό του πάχους. Σε αυτήν την περίπτωση, εκτιμήθηκε πρώτα το πάχος του στόχου,  $\Delta$ , σε μονάδες ενέργειας [keV] από το εύρος της κορυφής κάθε συντονισμού στο μέσο της (*F.W.H.M.*) και στη συνέχεια διαιρέθηκε με την απώλεια ενέργειας ανά άτομα ανά επιφάνεια,  $S(E_R)$ , [ $\text{eV}/(\text{atoms}/\text{cm}^2)$ ] (*Stopping power*), που υπολογίζεται με χρήση του προγράμματος *SRIM*.

Στο Διάγραμμα 5.3 φαίνεται το πάχος του στόχου σε μονάδες ενέργειας. Ομοίως, υπολογίζεται και για τους άλλους τρεις συντονισμούς (Πίνακας 5.4).

Για την απώλεια ενέργειας εισάγεται στο *SRIM* ο μοριακός τύπος του στόχου,  $\text{MoS}_2$ , καθώς και η πυκνότητά του,  $\rho=5,06 \text{ g}/\text{cm}^3$ , και εκτελείται το πρόγραμμα για κάθε μία από τις ενέργειες δέσμης όπου υπάρχει συντονισμός (περίπου 3094 keV, 3194 keV, 3379 keV και 3714 keV). Τα αποτελέσματα αυτά καταγράφονται στον Πίνακα 5.4, μαζί με το πάχος του στόχου σε μονάδες  $\text{atoms}/\text{cm}^2$ .



Διάγραμμα 5.3 Πάχος στόχου  $I^{00}$  συντονισμού στις  $55^\circ$  (σε keV)

Πίνακας 5.4 Πάχος στόχου  $MoS_2$

A/A Συντονισμού	$E_R$ [keV]	$\Delta$ [keV]	$S(E_R)$ [eV/( $10^{15}$ atoms/cm $^2$ )]	Πάχος $MoS_2$ [ $\times 10^{18}$ atoms/cm $^2$ ]
1 $^{\circ}$	3094	14	5.685	2.46
2 $^{\circ}$	3194	10	5.565	1.80
3 $^{\circ}$	3379	15	5.361	2.80
4 $^{\circ}$	3714	15	5.028	2.98

Είναι φανερό ότι στο 2 $^{\circ}$  συντονισμό υπάρχουν σημαντικές διαφορές στο πάχος του στόχου. Αυτό μάλλον οφείλεται στο γεγονός ότι ο συγκεκριμένος συντονισμός δεν είναι τόσο ισχυρός όσο οι άλλοι τρεις, οπότε υπάρχει χαμηλότερη στατιστική. Γι' αυτό το λόγο δε θα ληφθεί υπόψη στον υπολογισμό του μέσου όρου, που θα είναι και το πάχος που θα χρησιμοποιηθεί στον τύπο της διαφορικής ενεργού διατομής.

Οπότε, ο μέσος όρος που προκύπτει από τους άλλους τρεις συντονισμούς είναι περίπου  $2.75 \times 10^{18}$  atoms/cm $^2$ . Επίσης, λόγω της στοιχειομετρίας του μορίου, πρέπει να πολλαπλασιαστεί το πάχος αυτό με το 2/3 και με το 95% που είναι το ποσοστό του  $^{32}S$  στο φυσικό θείο. Έτσι, το πάχος του στόχου  $N_t$  για το  $^{32}S$  προκύπτει ότι είναι περίπου  $1.74 \times 10^{18}$  atoms/cm $^2$ .

Το σφάλμα για το πάχος του στόχου είναι η απόκλιση της μέσης τιμής και υπολογίστηκε ότι είναι περίπου  $0.10 \times 10^{18}$  atoms/cm $^2$ .

Οπότε:

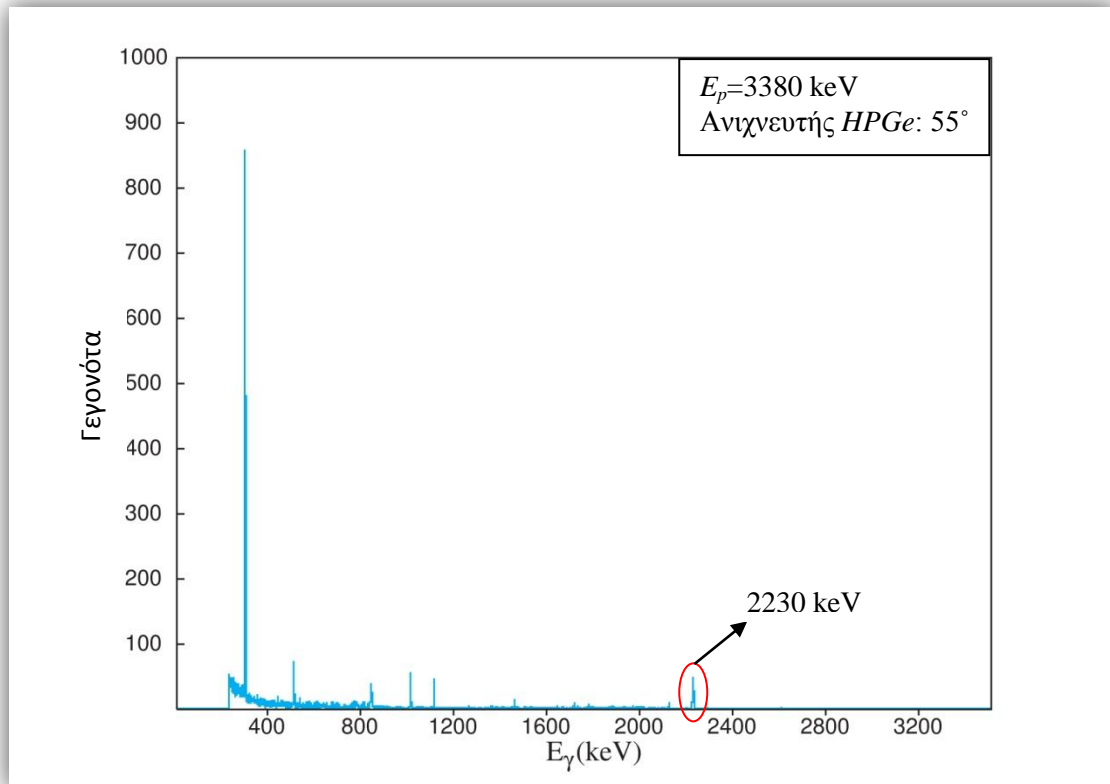
$$N_t = (1.74 \pm 0.10) \times 10^{18} \text{ atoms/cm}^2.$$

#### ν. Εμβαδομέτρηση

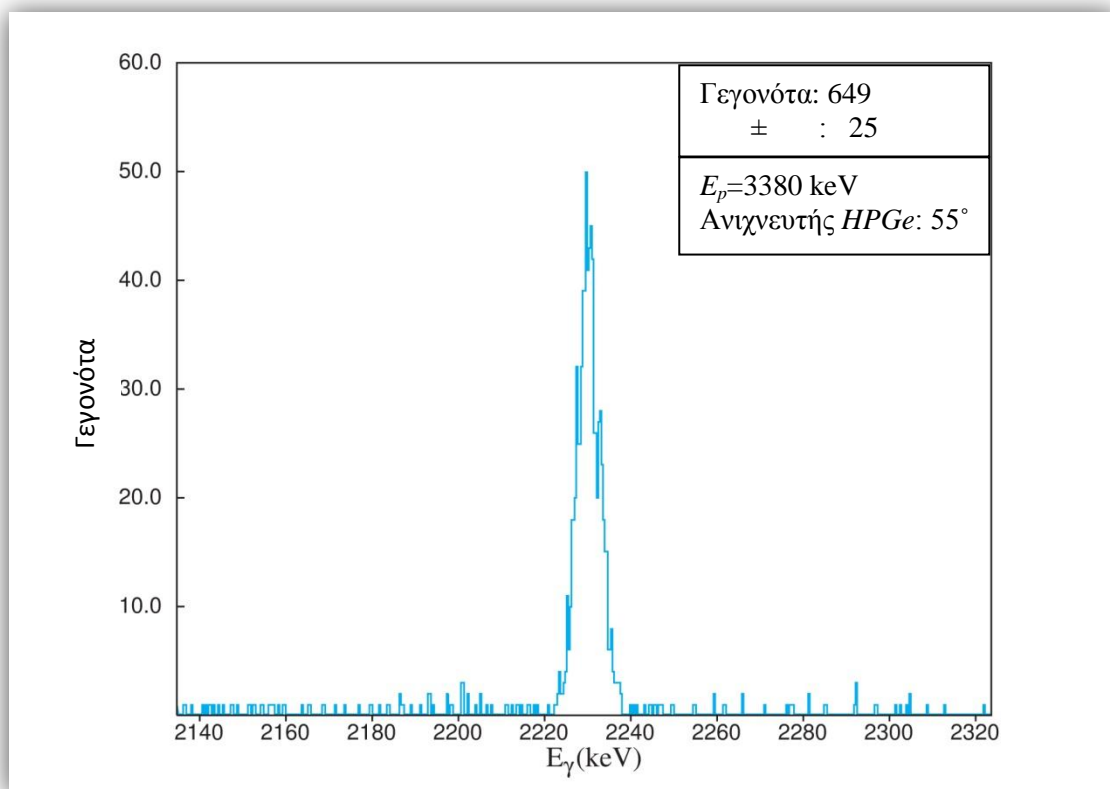
Ο υπολογισμός του αριθμού των γεγονότων για κάθε φάσμα, δεν είναι τίποτε άλλο από τον υπολογισμό του εμβαδού κάτω από την κορυφή που μελετάται. Ο υπολογισμός αυτός μπορεί να γίνει με χρήση πολλών προγραμμάτων ανάλυσης φασμάτων. Στην προκειμένη περίπτωση, χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα SpectrW.

Στην Εικόνα 5.9 φαίνεται ολόκληρο το φάσμα που έχει καταγραφεί από τον ανιχνευτή  $HPGe$  στις 55 $^{\circ}$  (ανιχνευτής  $B$ ,  $Set 1$ ), για ενέργεια δέσμης  $E_p = 3380$  keV (επιταχυντή), ενώ στην Εικόνα 5.10 παρουσιάζεται μία μεγέθυνση του ίδιου φάσματος, όπου φαίνεται μόνο η κορυφή στην ενέργεια 2230 keV.

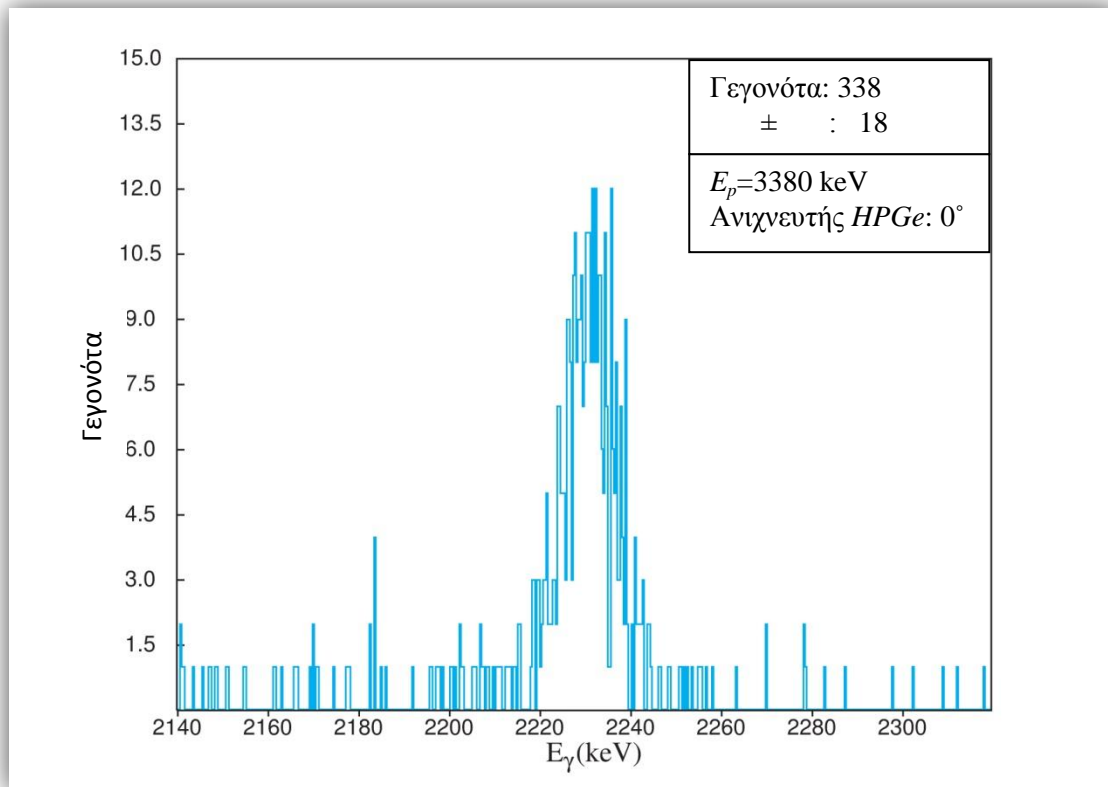
Επίσης, στην Εικόνα 5.10 καταγράφεται η εκτίμηση του κεντροειδούς της κορυφής και ο αριθμός των γεγονότων αυτής, με το αντίστοιχο σφάλμα. Ομοίως, στις Εικόνες 5.11 και 5.12, φαίνονται τα φάσματα για τους άλλους δύο ανιχνευτές  $HPGe$ , στις 0 $^{\circ}$  και στις 125 $^{\circ}$ , αντίστοιχα, για την ίδια ενέργεια δέσμης. Είναι εμφανές κι εδώ ότι ο ανιχνευτής στις 0 $^{\circ}$  έχει τη χειρότερη διακριτική ικανότητα.



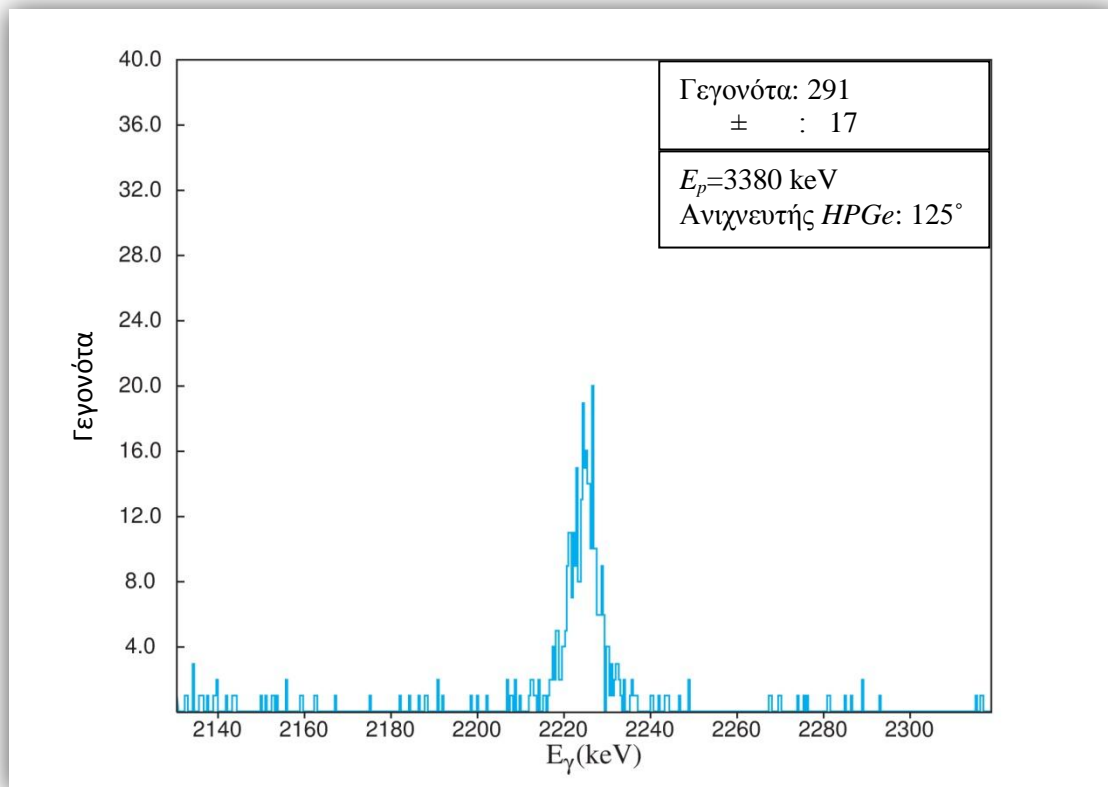
Εικόνα 5.9 Φάσμα από SpectrW για ενέργεια δέσμης  $E_p=3380 \text{ keV}$  στις  $55^\circ$



Εικόνα 5.10 Η κορυφή της ενέργειας 2230 keV για ενέργεια δέσμης  $E_p=3380 \text{ keV}$  στις  $55^\circ$



Εικόνα 5.11 Η κορυφή της ενέργειας 2230 keV για ενέργεια δέσμης  $E_p=3380$  keV στις  $0^\circ$



Εικόνα 5.12 Η κορυφή της ενέργειας 2230 keV για ενέργεια δέσμης  $E_p=3380$  keV στις  $125^\circ$

### vi. Μέτρηση φορτίου

Τέλος, χρειάζεται και ο αριθμός των πρωτονίων της δέσμης που προσπίπτουν στο στόχο,  $N_p$ , για τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής. Γνωρίζοντας όμως το φορτίο  $Q$  (που μετράται από τον κλωβό *Faraday*, όπως αναφέρθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο) και διαιρώντας το με το φορτίο του πρωτονίου ( $q_p=q_e\approx 1.602\times 10^{-19}\text{C}$ ), προκύπτει ο αριθμός των πρωτονίων. Δηλαδή:

$$N_p = \frac{Q}{q_p} \quad (5.4)$$

Το φορτίο υπολογίζεται από τη σχέση:

$$Q = \frac{(F.S.A.) \cdot (Pulses)}{100} \quad (5.5)$$

όπου *F.S.A.* (*Full Scale Amps*) είναι το φορτίο που αντιστοιχεί σε 100 παλμούς, και καθ' όλη τη διάρκεια του πειράματος ήταν ίσο με  $2\times 10^{-7}\text{C}$ , και *Pulses* είναι οι παλμοί που καταγράφονταν σε κάθε μέτρηση.

Έτσι, για την ενέργεια 3380 keV (που αναφέρθηκε και παραπάνω), που καταγράφηκαν 20041 παλμοί, προκύπτει ότι:

- $Q=4.0082\times 10^{-5}\text{C}$  και
- $N_p\approx 2.502\times 10^{14}$  πρωτόνια.

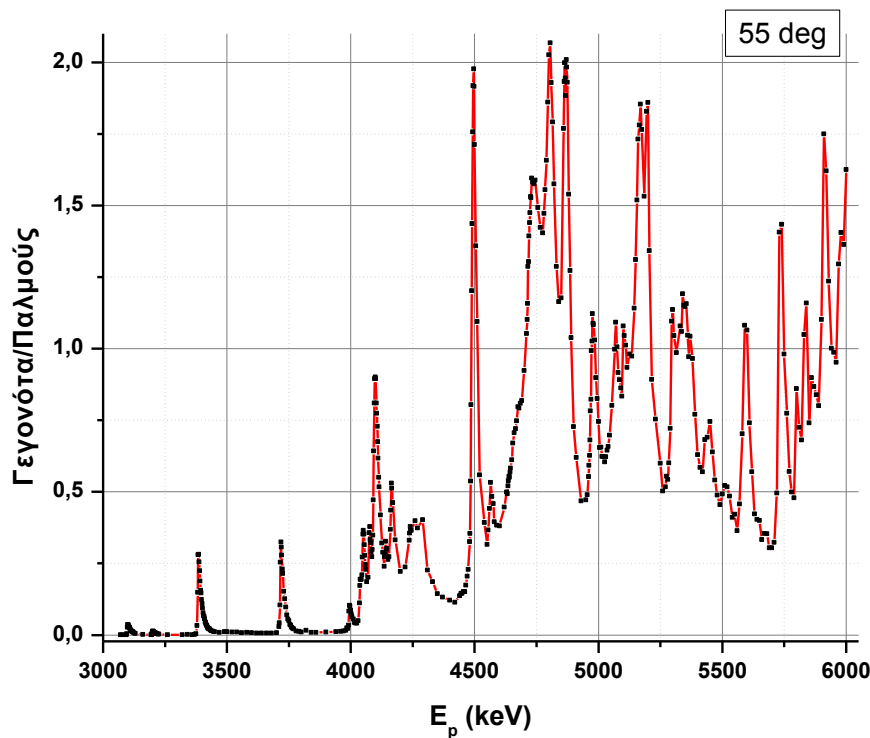
Επίσης, το σφάλμα για το φορτίο, με τον κλωβό *Faraday* που χρησιμοποιήθηκε, έχει υπολογιστεί περίπου στο 3.5%.

### vii. Συνάρτηση διέγερσης

Στην παρούσα εργασία, όπως αναφέρθηκε, γίνεται μελέτη της αντίδρασης  $^{32}\text{S}(p,\gamma)^{32}\text{S}$  στο ενεργειακό εύρος 3-4 MeV. Όμως, κατά τη διάρκεια του πειράματος έγιναν μετρήσεις μέχρι τα 6 MeV. Μια εικόνα του συνολικού αποτελέσματος φαίνεται στο Διάγραμμα 5.4, όπου παρουσιάζεται ο αριθμός γεγονότων του ανιχνευτή *HPGe* που βρίσκεται στη γωνία  $55^\circ$  ανά παλμούς, συναρτήσει της ενέργειας.

Όπως φαίνεται από το διάγραμμα αυτό, μετά τα 4 MeV υπάρχουν πολλοί αλληλεπικαλυπτόμενοι συντονισμοί, που δεν είναι χρήσιμοι για ανάλυση *PIGE* και γι' αυτό, τα φάσματα άνω των 4 MeV δεν αναλύθηκαν περαιτέρω. Η ανάλυση περιορίστηκε στο ενεργειακό εύρος 3-4 MeV, που υπάρχουν οι τέσσερις πλήρως διαχωρισμένοι συντονισμοί.

Εδώ, αξίζει να σημειωθεί ότι στα πλαίσια της επεξεργασίας των μετρήσεων, μόνο για το ενεργειακό εύρος 3-4 MeV, έγινε ανάλυση φασμάτων σε 124 ενέργειες και για 3 ανιχνευτές ( $124\times 3=372$ ), για το πρώτο *set*, ενώ για το δεύτερο *set*, σε 75 ενέργειες και για 3 ανιχνευτές ( $75\times 3=225$ ). Επίσης, αναλύθηκαν από 3 φάσματα για τον υπολογισμό της απόδοσης των ανιχνευτών *HPGe*, καθώς και άλλα 3 για το υπόβαθρο, για κάθε *set* ( $6\times 2=12$ ). Δηλαδή, συνολικά, αναλύθηκαν πάνω από 600 φάσματα.



Διάγραμμα 5.4 Γεγονότα ανά παλμούς για ενέργειες δέσμης 3-6 MeV στις 55°

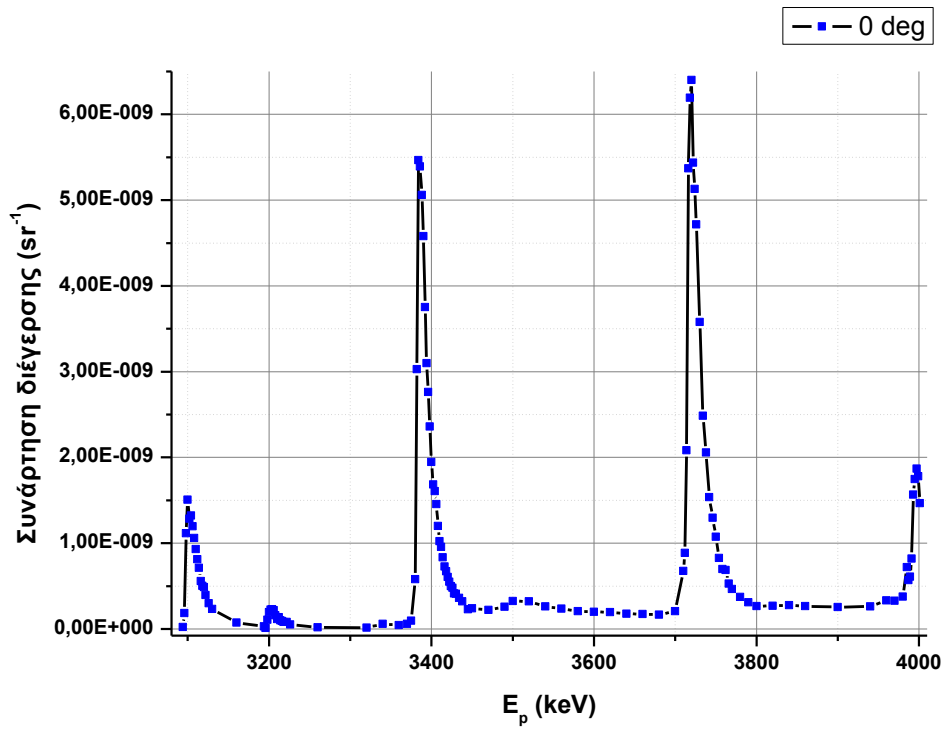
Συνάρτηση διέγερσης (*excitation function*) ονομάζεται η γραφική παράσταση της απόδοσης μίας πυρηνικής αντίδρασης, συναρτήσει της ενέργειας. Ως συνάρτηση διέγερσης μπορεί να θεωρηθεί η καμπύλη που προκύπτει όταν γίνει κανονικοποίηση του αριθμού των γεγονότων με το φορτίο και την απόδοση του ανιχνευτή. Δηλαδή:

$$Excitation\ function = \frac{Y}{N_p \cdot 4\pi \cdot \varepsilon_{abs}} \quad (5.6)$$

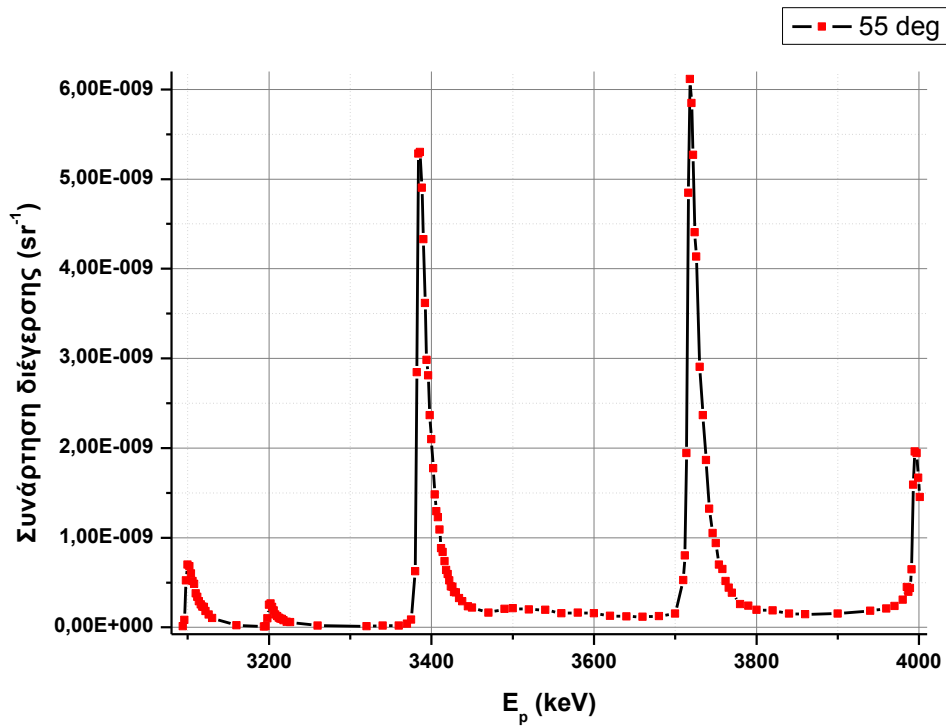
όπου  $Y$  ο αριθμός των γεγονότων,  $N_p$  ο αριθμός των πρωτονίων που προσπίπτουν στο στόχο και  $\varepsilon_{abs}$  η απόλυτη απόδοση του ανιχνευτή.

Στα Διαγράμματα 5.5-5.9, που ακολουθούν, παρουσιάζεται η συνάρτηση διέγερσης των γωνιών 0°, 55°, 125°, καθώς και η σύγκριση μεταξύ των γωνιών 55° και 125° και μεταξύ όλων, αντίστοιχα. Η σύγκριση μεταξύ των γωνιών 55° και 125° γίνεται γιατί αναμένεται να υπάρχει ίδια συμπεριφορά μεταξύ παραπληρωματικών γωνιών (λόγω των πολωνύμων *Legendre*, που θα αναφερθούν παρακάτω), κάτι που φαίνεται να ισχύει στην παρούσα περίπτωση, με μία μόνο ελάχιστη συστηματική μετατόπιση όλων των πειραματικών σημείων για τη γωνία των 55° προς τα πάνω, που ίσως οφείλεται στην καλύτερη διακριτική ικανότητα του αντίστοιχου ανιχνευτή *HPGe*.

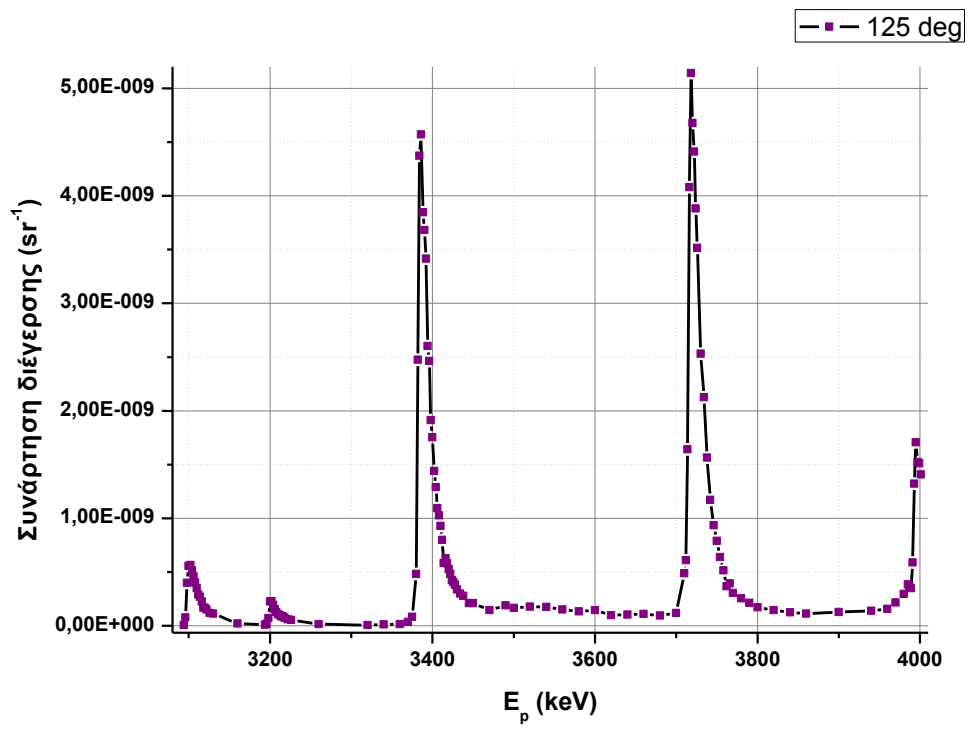




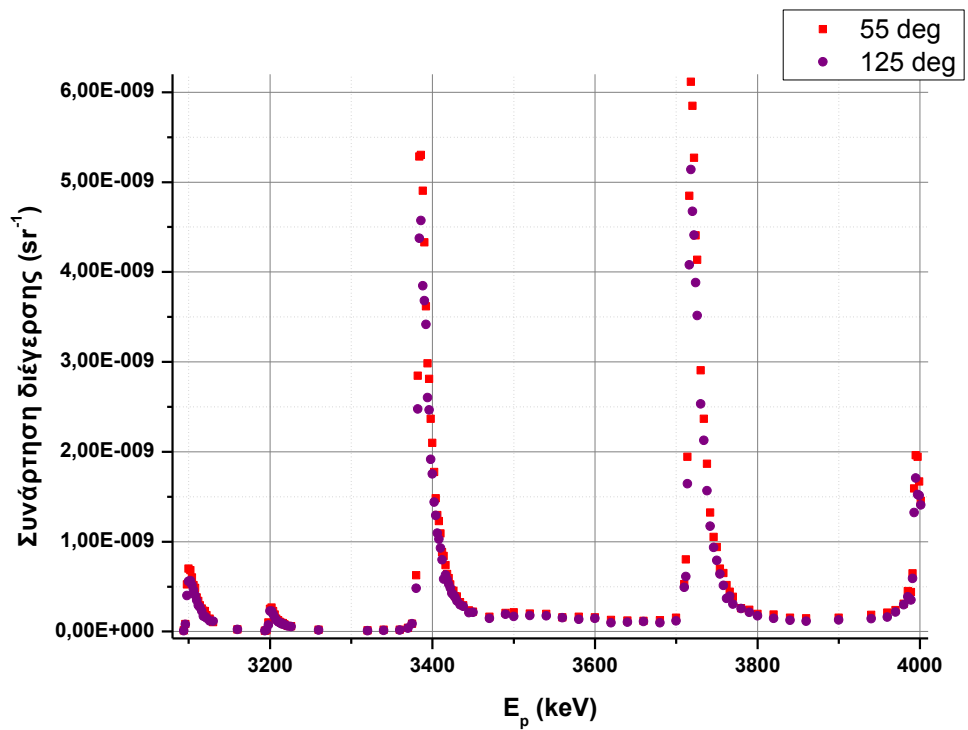
Διάγραμμα 5.5 Σνάρτηση διέγερσης στις 0°



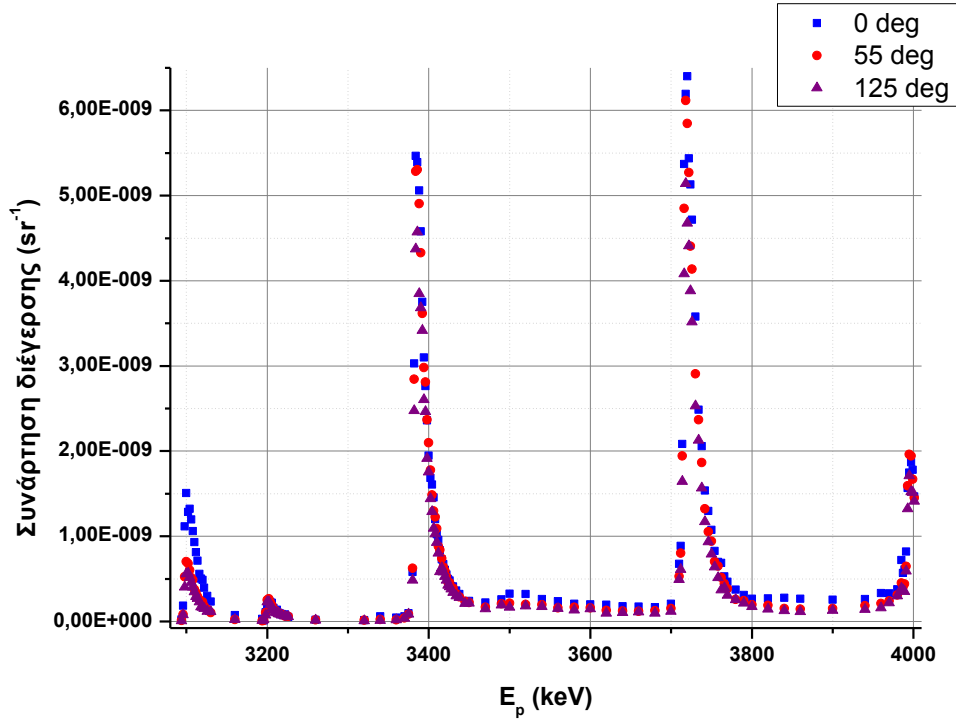
Διάγραμμα 5.6 Σνάρτηση διέγερσης στις 55°



Διάγραμμα 5.7 Συνάρτηση διέγερσης στις 125°



Διάγραμμα 5.8 Σύγκριση συναρτήσεων διέγερσης των γωνιών 55° και 125°



Διάγραμμα 5.9 Σύγκριση συναρτήσεων διέγερσης των γωνιών  $0^\circ$ ,  $55^\circ$  και  $125^\circ$

viii. Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού

Από τη σχέση (2.5), για τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής για ενέργειες εκτός συντονισμού, δηλαδή:

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

προκύπτουν οι τιμές του Πίνακα 5.5\* για τις τρεις γωνιές ανίχνευσης ( $0^\circ$ ,  $55^\circ$ ,  $125^\circ$ ).

Επίσης, από διάδοση σφαλμάτων, λόγω των σφαλμάτων στον αριθμό των γεγονότων,  $Y(E, \theta)$ , στον αριθμό των πυρήνων της δέσμης,  $N_p$ , στο πάχος του στόχου,  $N_t$ , και της απόλυτης απόδοσης,  $\varepsilon_{abs}$ , προκύπτει η σχέση:

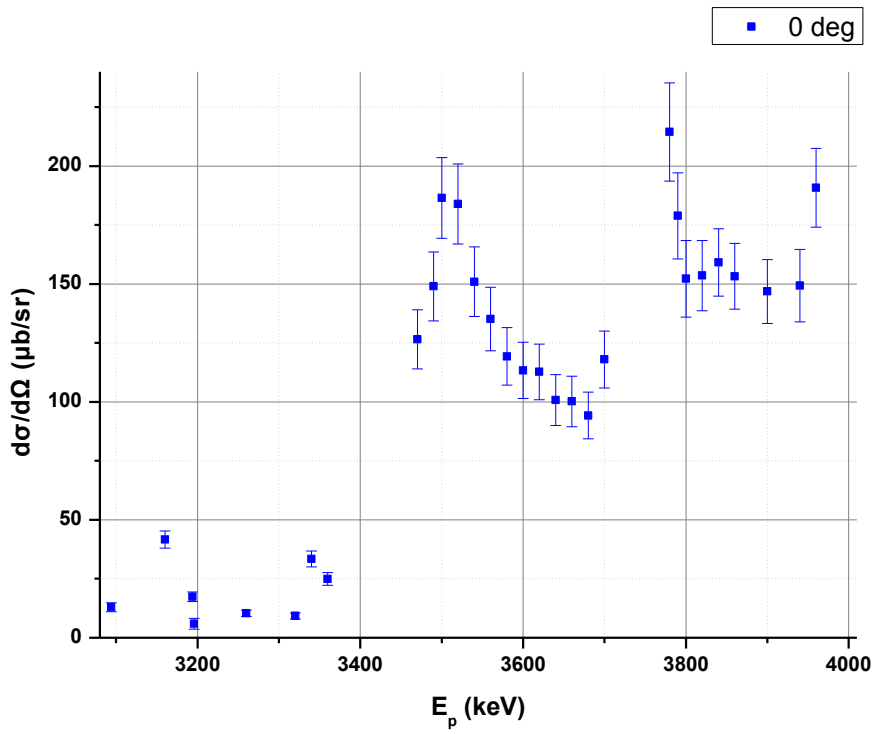
$$\delta\left(\frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega}\right) = \frac{d\sigma(E, \theta)}{d\Omega} \cdot \sqrt{\left(\frac{\delta Y(E, \theta)}{Y(E, \theta)}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_p}{N_p}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_t}{N_t}\right)^2 + \left(\frac{\delta \varepsilon_{abs}}{\varepsilon_{abs}}\right)^2} \quad (5.7)$$

\* Σημειώνεται ότι οι τιμές που δίνονται για την ενέργεια της δέσμης,  $E_p$ , είναι οι ενέργειες επιταχυντή, δηλαδή χωρίς να έχει γίνει η διόρθωση από τη βαθμονόμησή του.

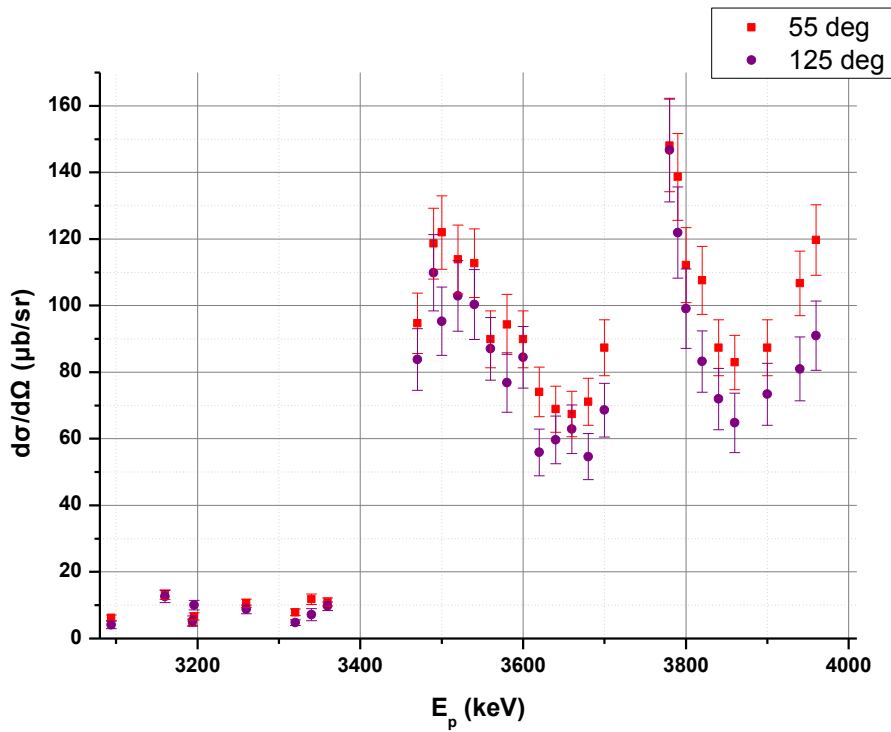
Πίνακας 5.5 Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού

$E_p$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \pm \delta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) [\mu\text{b/sr}]$		
	$0^\circ$	$55^\circ$	$125^\circ$
3094	13.0 ± 1.9	6.2 ± 0.8	4.1 ± 1.2
3160	42 ± 4	13.2 ± 1.4	12.6 ± 1.8
3194	17.4 ± 2.0	4.8 ± 1.0	5.2 ± 1.5
3196	5.9 ± 2.3	6.6 ± 1.1	10.0 ± 1.4
3260	10.4 ± 1.4	10.6 ± 1.2	8.7 ± 1.3
3320	9.2 ± 1.3	7.8 ± 1.0	4.8 ± 0.9
3340	33 ± 3	11.8 ± 1.5	7.1 ± 1.8
3360	24.9 ± 2.7	11.0 ± 1.2	9.7 ± 1.3
3470	127 ± 13	95 ± 9	84 ± 9
3490	149 ± 15	119 ± 11	110 ± 11
3500	187 ± 17	122 ± 11	95 ± 10
3520	184 ± 17	114 ± 10	103 ± 11
3540	151 ± 15	113 ± 10	100 ± 11
3560	135 ± 13	90 ± 9	87 ± 9
3580	119 ± 12	94 ± 9	77 ± 9
3600	113 ± 12	90 ± 9	84 ± 9
3620	113 ± 12	74 ± 7	56 ± 7
3640	101 ± 11	69 ± 7	60 ± 7
3660	100 ± 11	67 ± 7	63 ± 7
3680	94 ± 10	71 ± 7	55 ± 7
3700	118 ± 12	87 ± 8	69 ± 8
3780	215 ± 21	148 ± 14	147 ± 16
3790	179 ± 18	139 ± 13	122 ± 14
3800	152 ± 16	112 ± 11	99 ± 12
3820	154 ± 15	108 ± 10	83 ± 9
3840	159 ± 14	87 ± 8	72 ± 9
3860	153 ± 14	83 ± 8	65 ± 9
3900	147 ± 14	87 ± 8	73 ± 9
3940	149 ± 15	107 ± 10	81 ± 10
3960	191 ± 17	120 ± 11	91 ± 10

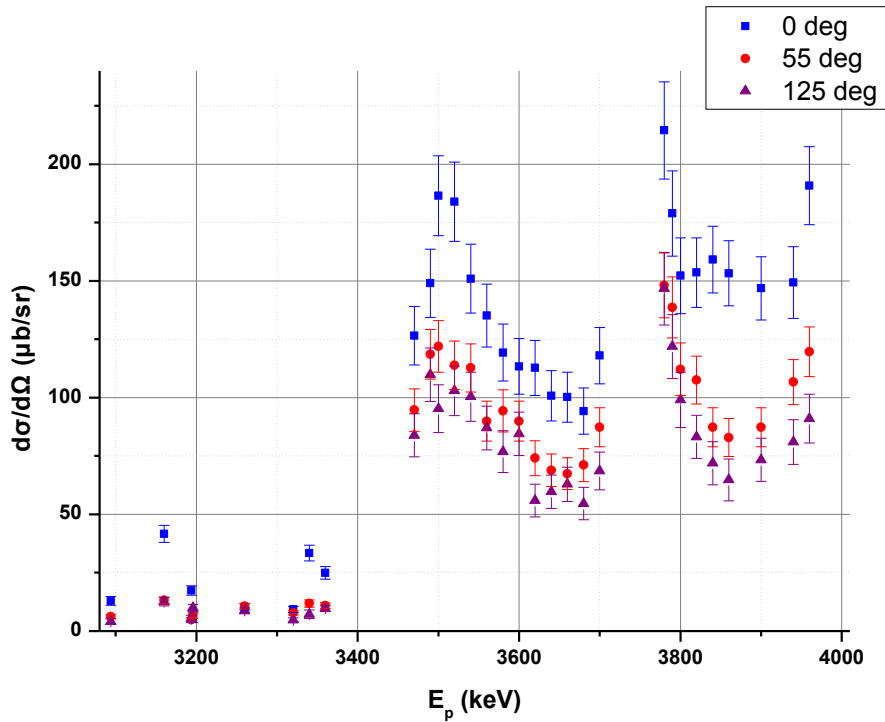
Από τις τιμές του παραπάνω πίνακα, έχουν σχεδιαστεί τα διαγράμματα που παρουσιάζονται στη συνέχεια (Διάγραμμα 5.10-5.12).



Διάγραμμα 5.10 Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού στη γωνία  $0^\circ$



Διάγραμμα 5.11 Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού στις γωνίες  $55^\circ$  και  $125^\circ$



Διάγραμμα 5.12 Διαφορική ενεργός διατομή εκτός συντονισμού στις γωνίες  $0^\circ$ ,  $55^\circ$  και  $125^\circ$

ix. Διαφορική ενεργός διατομή σε συντονισμό

Για τη διαφορική ενεργό διατομή εντός συντονισμού γίνεται χρήση της σχέσης (2.9). Όμως, λόγω της αβεβαιότητας στο εύρος  $\Gamma$  του κάθε συντονισμού, εξαιτίας του ενεργειακού εύρους της δέσμης (*ripple*), είναι προτιμότερος ο υπολογισμός του γινομένου της διαφορικής ενεργού διατομής με το εύρος του συντονισμού. Δηλαδή:

$$\Gamma \cdot \frac{d\sigma(E_R, \theta)}{d\Omega} = \frac{2 \cdot Y(E_R, \theta) \cdot S(E_R)}{N_p \cdot 4\pi \cdot \varepsilon_{abs}} \cdot \frac{A_{mol}}{\nu \cdot \rho \cdot N_A} \cdot \left[ \arctan \frac{\Delta}{\Gamma/2} \right]^{-1} \quad (5.8)$$

όπου  $A_{mol}=160$ ,  $\nu=2$ ,  $\rho=5.06 \text{ gr/cm}^3$  και  $N_A=6.022 \times 10^{23}$ .

Στον Πίνακα 5.6 παρουσιάζονται το πάχος του στόχου,  $\Delta$ , που χρησιμοποιήθηκε, το εύρος  $\Gamma^*$  και η απώλεια ενέργεια ανά μονάδα μήκους,  $S(E_R)$ , για κάθε συντονισμό.

Πίνακας 5.6 Χαρακτηριστικά συντονισμών

A/A Συντονισμού	$E_R$ [keV]	$\Delta$ [keV]	$\Gamma$ [keV]	$S(E_R)$ [MeV/mm]
1 <sup>ος</sup>	3094	14	0.34	32.47
2 <sup>ος</sup>	3194	14	0.44	31.78
3 <sup>ος</sup>	3379	15	0.7	30.62
4 <sup>ος</sup>	3714	15	1.5	28.71

\* Από Nuclear Data Sheets: <http://www.nndc.bnl.gov/chart/getdataset.jsp?nucleus=33CL&unc=nds>.

Έτσι, προέκυψαν τα αποτελέσματα του Πίνακα 5.7 που ακολουθεί.

Πίνακας 5.7 Διαφορική ενεργός διατομή σε συντονισμό

A/A	$E_R$ [keV]	$\Gamma \cdot \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \pm \delta \left( \Gamma \cdot \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \right)$ [keV·mb/sr]					
		$0^\circ$	$15^\circ$	$55^\circ$	$90^\circ$	$125^\circ$	$155^\circ$
1 <sup>ος</sup>	3094	8.3±0.5	7.1±0.4	3.80±0.22	6.4±0.4	3.06±0.17	5.3±0.3
2 <sup>ος</sup>	3194	1.22±0.07	1.23±0.07	1.42±0.08	0.82±0.05	1.22±0.07	1.22±0.07
3 <sup>ος</sup>	3379	28.4±1.6	27.3±1.6	27.5±1.6	19.6±1.2	23.7±1.3	27.2±1.6
4 <sup>ος</sup>	3714	31.7±1.8	30.6±1.8	30.3±1.7	21.1±1.3	25.4±1.4	29.7±1.7

Η διαφορική ενεργός διατομή είναι άθροισμα πολυωνύμων *Legendre*. Αναλόγως την περίπτωση, είναι συμμετρική ή αντισυμμετρική συνάρτηση. Η συμμετρική είναι άθροισμα των άρτιων όρων, ενώ η αντισυμμετρική είναι άθροισμα των περιττών όρων.

Στην παρούσα περίπτωση, όπως φαίνεται και στα Διαγράμματα 5.13-5.16 που ακολουθούν στις επόμενες σελίδες, και οι τέσσερις συντονισμοί περιγράφονται από συμμετρικές συναρτήσεις. Στον άξονα- $x$  τοποθετείται το συνημίτονο της γωνίας  $\theta$  ( $\cos\theta$ ), καθώς παρουσιάζεται στα πολυώνυμα *Legendre*.

Η προσαρμογή στον 1<sup>ο</sup> συντονισμό έγινε με πολυώνυμο 4<sup>ου</sup> βαθμού, άρα υπερτερεί το πολυώνυμο *Legendre* 4<sup>ου</sup> βαθμού. Αντίθετα, στους άλλους τρεις συντονισμούς έγινε προσαρμογή με πολυώνυμο 2<sup>ου</sup> βαθμού, επομένως υπερτερεί το πολυώνυμο *Legendre* 2<sup>ου</sup> βαθμού στον κάθε συντονισμό από αυτούς.

Οι μορφές αυτές των γωνιακών κατανομών συμφωνούν με εκείνες των *J.W. Olness et al.* [4] (Εικόνα 5.13), που μελέτησαν την ίδια αντίδραση το 1958!

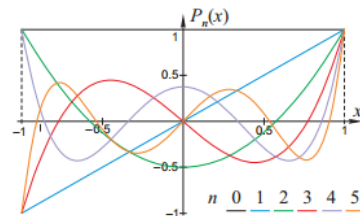
### Λίγα λόγια για τα πολυώνυμα Legendre...

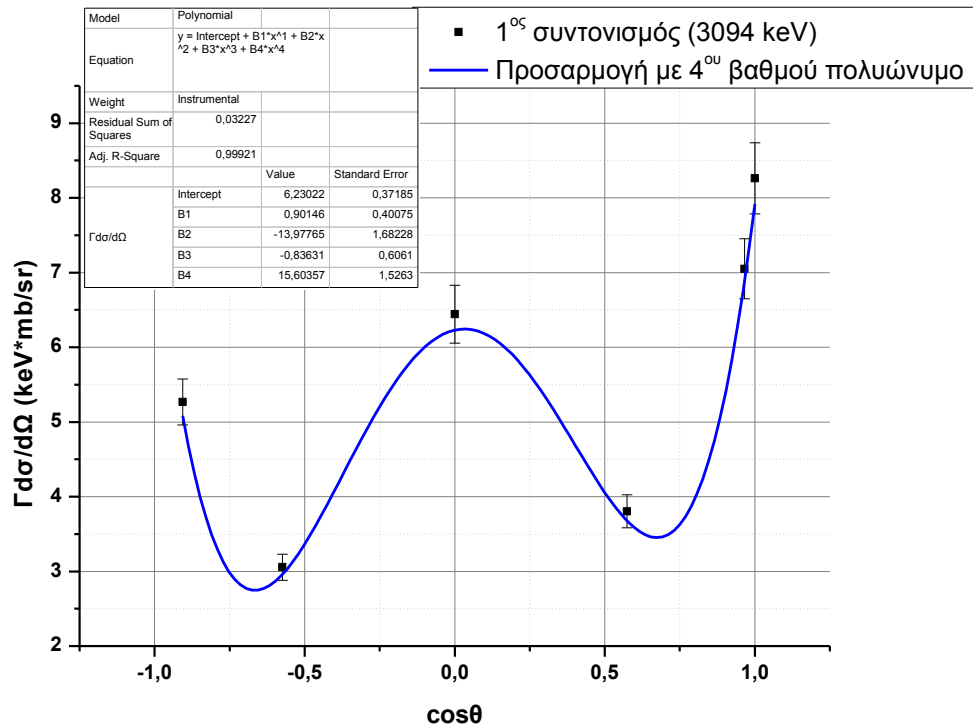
Τα πολυώνυμα *Legendre* δίνονται από τον τύπο του *Rodrigues*:

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n \cdot n!} \cdot \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n.$$

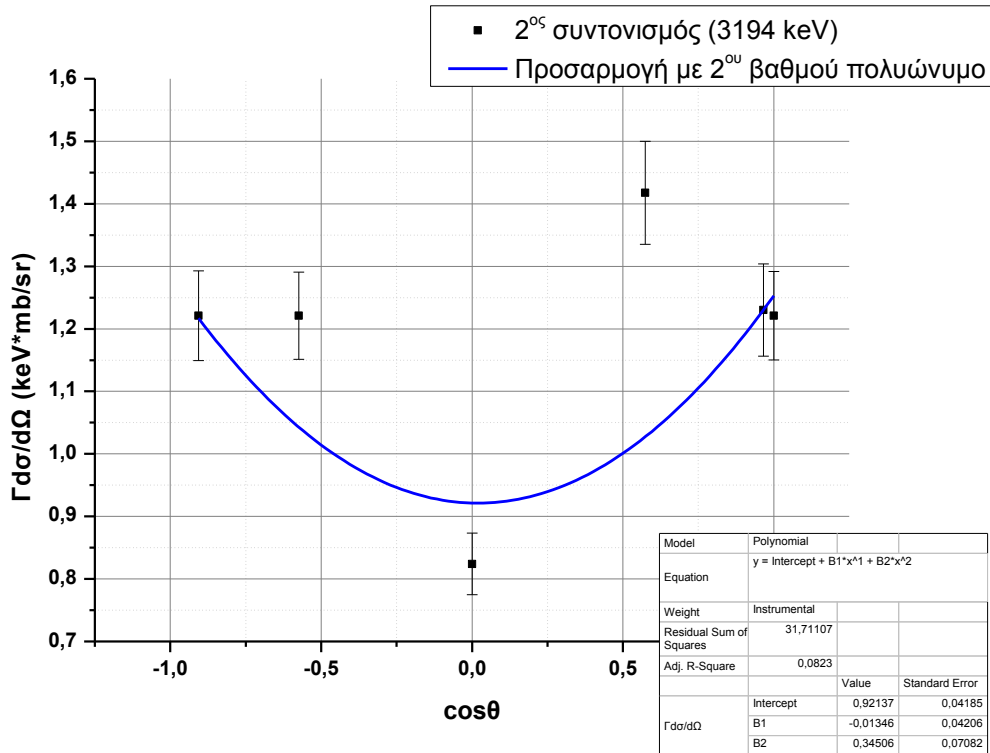
Αν  $n=l$ , όπου  $l$  ο κβαντικός αριθμός της στροφορμής και  $x=\cos\theta$ , τότε προκύπτουν τα εξής πολυώνυμα για  $l=0,2,4$  (άρτιοι όροι):

- $P_0(\cos\theta) = 1$
- $P_2(\cos\theta) = \frac{1}{2} \cdot (3\cos^2\theta - 1)$
- $P_4(\cos\theta) = \frac{1}{8} \cdot (35\cos^4\theta - 30\cos^2\theta + 3)$



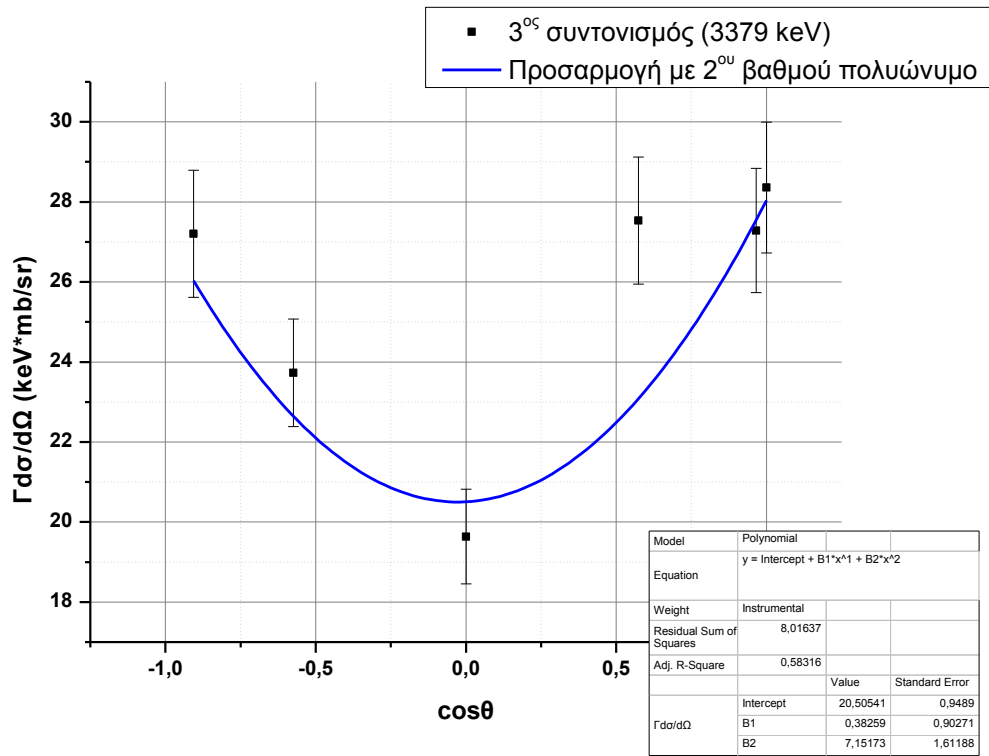


Διάγραμμα 5.13 Γωνιακή κατανομή 1<sup>ου</sup> συντονισμού (3094 keV)

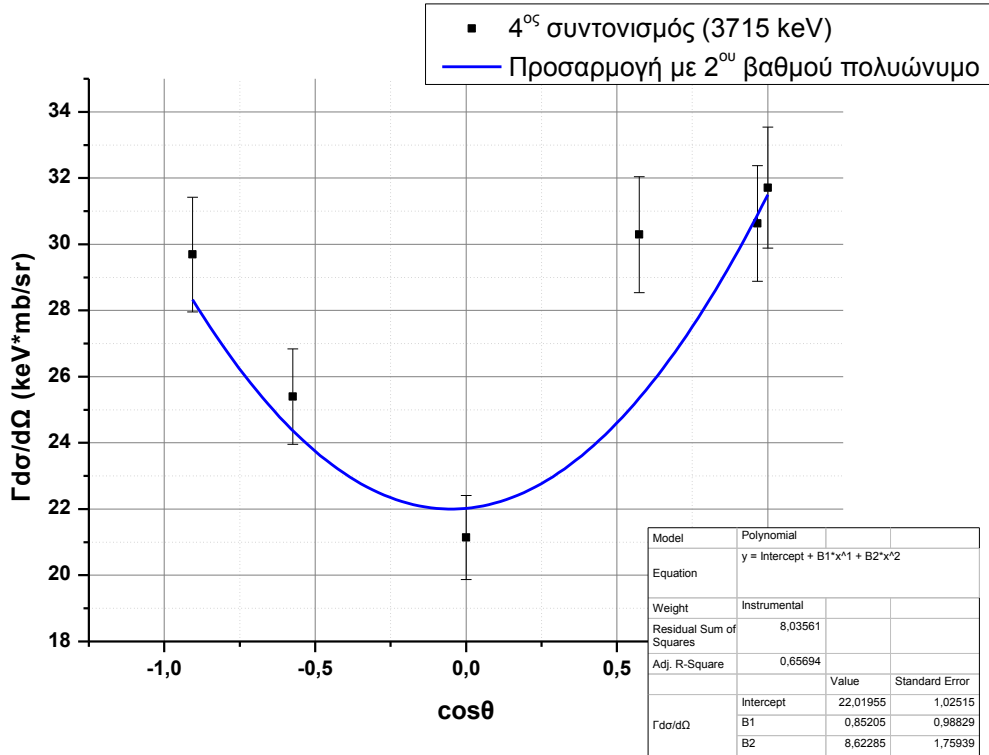


Διάγραμμα 5.14 Γωνιακή κατανομή 2<sup>ου</sup> συντονισμού (3194 keV)

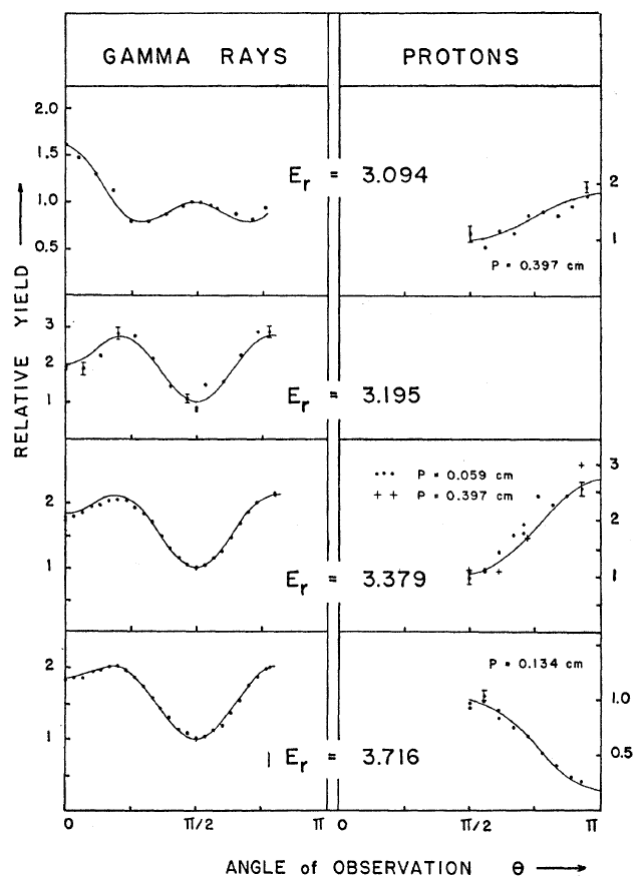




Διάγραμμα 5.15 Γωνιακή κατανομή 3<sup>ου</sup> συντονισμού (3379 keV)



Διάγραμμα 5.16 Γωνιακή κατανομή 4ου συντονισμού (3715 keV)



Εικόνα 5.13 Γωνιακές κατανομές εργασίας J.W. Olness et al. [4]

χ. Σύγκριση αποτελεσμάτων

Όπως αναφέρθηκε, η αντίδραση που μελετήθηκε στην παρούσα εργασία, έχει μελετηθεί και στο παρελθόν από αρκετές ερευνητικές ομάδες. Δύο από αυτές είναι των C. Tsartsarakos et al. [1] και Pritty Rao et al. [2], οι οποίοι έχουν εξαγάγει κι αυτοί αποτελέσματα για τη διαφορική ενεργό διατομή στις 0° και στις 90°. Έτσι, στους Πίνακες 5.8 και 5.9, που ακολουθούν, γίνεται σύγκριση αυτών των αποτελεσμάτων.

Πίνακας 5.8 Σύγκριση εντάσεων συντονισμών

A/A	$E_R$ [keV]	$\Gamma \cdot \frac{d\sigma_R}{d\Omega}$ [keV·mb/sr]				
		0°		90°		
		Παρούσα εργασία	Pritty Rao et al. [2]	Παρούσα εργασία	C. Tsartsarakos et al. [1]	Pritty Rao et al. [2]
1 <sup>05</sup>	3094	8.3	18	6.4	10.88	8
2 <sup>05</sup>	3194	1.2	—	0.8	6.53	—
3 <sup>05</sup>	3379	28.4	64	19.6	41.84	30
4 <sup>05</sup>	3714	31.7	70	21.1	48.10	35

Πίνακας 5.9 Σύγκριση θέσεων συντονισμών

A/A Συντονισμού	Ενέργεια συντονισμού [keV]			
	1 <sup>ος</sup>	2 <sup>ος</sup>	3 <sup>ος</sup>	4 <sup>ος</sup>
<i>J.W. Olness et al. [4]</i>	3094	3195	3379	3716
<i>C. Tsartsarakos et al. [1]</i>	3095	3195	3379	3716
<i>Pritty Rao et al. [2]</i>	3089	–	3379	3717
<i>Nuclear Data Sheets</i>	3094	3194	3377	3715
<b>Παρούσα εργασία</b>	3094	3194	3379	3714

Όπως είναι φανερό, υπάρχουν μεγάλες διαφορές στις τιμές που προέκυψαν στην παρούσα εργασία, σε σχέση με αυτές των άλλων δύο ομάδων (όπως επίσης, σημαντικές διαφορές υπάρχουν και μεταξύ αυτών στις 90°). Οι διαφορές αυτές κυμαίνονται περίπου στο 55%.

Μία εξήγηση θα μπορούσε να είναι το γεγονός ότι οι δύο άλλες ομάδες τοποθέτησαν τους ανιχνευτές *HPGe* πολύ κοντά στο στόχο (~6 cm), ώστε να συγκεντρώνεται γρήγορα μια καλή στατιστική, κι έτσι προκύπτει αρκετά μεγάλη αβεβαιότητα για τη γωνία στην οποία γίνεται η μέτρηση (περίπου  $\pm 20^\circ$ - $30^\circ$ ). Δηλαδή, είναι σαν να γίνεται άθροιση όλων γεγονότων των γωνιών από περίπου 65° έως 115° και το αποτέλεσμα που προκύπτει να θεωρείται ότι αντιπροσωπεύει τη γωνία των 90°.

Αντίθετα, στο τρέχον πείραμα, οι ανιχνευτές τοποθετήθηκαν στις αποστάσεις που αναφέρονται στο προηγούμενο κεφάλαιο, έτσι ώστε η αβεβαιότητα της γωνίας να είναι περίπου  $\pm 10^\circ$ .

Τέλος, μικρές διαφορές υπάρχουν και στις θέσεις των συντονισμών, τόσο μεταξύ των μέχρι τώρα εργασιών, αλλά και στην παρούσα εργασία. Ωστόσο, θα γίνει επιπλέον μελέτη για τον ακριβέστερο εντοπισμό τους.



## 6. Συμπεράσματα – Προτάσεις για το μέλλον

### ❖ Συμπεράσματα

Συμπερασματικά, δεν υπήρξε συμφωνία με καμία από τις προηγούμενες ομάδες που ασχολήθηκαν με την ίδια αντίδραση, ούτε για την ένταση των συντονισμών, ούτε για τις ενέργειες στις οποίες παρουσιάζονται.

Ένα άλλο βασικό συμπέρασμα που προέκυψε από την εργασία αυτή είναι ότι όντως ισχύει ο ισχυρισμός ότι στις παραπληρωματικές γωνίες αναμένονται σχεδόν ίδιες τιμές για τη διαφορική ενεργό διατομή (βλ.  $55^\circ$  και  $125^\circ$ ).

### ❖ Προτάσεις για το μέλλον

Τα αποτελέσματα που έχουν προκύψει μέχρι εδώ είναι πολύ χρήσιμα και σημαντικά, ωστόσο υπάρχουν κάποιες ιδέες για μελλοντική δουλειά, που θα βοηθούσε μέχρι και στην αυτοματοποίηση της ανάλυσης δεδομένων της τεχνικής *PIGE*. Πρώτον, ο υπολογισμός του εύρους  $\Gamma$  του κάθε συντονισμού που μελετάται, έτσι ώστε στη συνέχεια να μπορεί να υπολογιστεί η διαφορική ενεργός διατομή στον αντίστοιχο συντονισμό, εφόσον είναι γνωστό το γινόμενο τους. Δεύτερον, η εξαγωγή της διαφορικής ενεργού διατομής πλησίον των συντονισμών, αφού στην παρούσα εργασία υπολογίστηκε μόνο στις ενέργειες που βρίσκονται “καθαρά” εκτός συντονισμού, καθώς και ακριβώς στην ενέργεια του κάθε συντονισμού. Όμως υπάρχει ένα κενό στις ενέργειες όπου έχουμε άνοδο και κάθοδο της συνάρτησης διέγερσης, που για να υπολογιστεί η διαφορική ενεργός διατομή πρέπει να γίνει συνέλιξη (*convolution*) του εύρους της δέσμης (*ripple*), του εύρους  $\Gamma$  του συντονισμού, του πάχους  $\Delta$  του στόχου (και ίσως την τυχούσα διάχυση του στόχου στο υπόστρωμα) και της μετατόπισης *Doppler* (*Doppler shift*). Οι τέσσερις αυτοί παράγοντες ακολουθούν περίπου κανονική κατανομή (*Gauss*), οπότε και η συνέλιξή τους θα ακολουθεί κανονική κατανομή, αλλά θα είναι ιδιαίτερος στενή. Επίσης, μετά από αυτά τα βήματα, μπορεί να γίνει μία προσπάθεια δημιουργίας ενός προγράμματος, στο οποίο θα εισάγονται δεδομένα ανάλυσης *PIGE* και θα υπολογίζει τη διαφορική ενεργό διατομή σε οποιαδήποτε ενέργεια.

Ακόμη, χρήσιμο θα ήταν ένα πρόγραμμα που να μπορεί να αναγάγει τα δεδομένα μίας μέτρησης συγκεκριμένης γεωμετρίας (γωνία, απόσταση ανιχνευτή *HPGe* κλπ.), σε αποτελέσματα της αντίστοιχης γωνίας, ώστε να μην υπάρχει αυτή η τεράστια αβεβαιότητα στη γωνία.

Μία άλλη σημαντική δουλειά είναι η μελέτη κάποιων αντιδράσεων που είναι χρήσιμες για την *PIGE*, ωστόσο υπάρχουν ασυμφωνίες μεταξύ των εργασιών που αφορούν αυτές τις αντιδράσεις και κενά στη βιβλιογραφία.

Τέλος, μπορεί να γίνει μια προσπάθεια χρήσης των συντονισμών, σε στόχους απείρου πάχους και γνωστής στοιχειομετρίας, ώστε να αποσαφηνιστεί η ενεργός διατομή στους συντονισμούς και να διασταυρωθεί κατά πόσο είναι σωστός ο τρόπος μέτρησής τους.



## Βιβλιογραφία

- [1] C. Tsartsarakos, P. Misaelides and A. Katsanos, Nucl. Instr. and Meth. B 45 (1990) 33-35.
- [2] Pritty Rao, Sanjiv Kumar, S. Vikramkumar and V.S. Raju, Nucl. Instr. and Meth. B 269 (2011) 2557-2562.
- [3] G. Kalliabakos, S. Kossionides, P. Misailides, C.T. Papadopoulos and R. Vlastou, Nucl. Instr. and Meth. B 170 (2000) 467-473.
- [4] J.W. Olness, W. Haeberli and H.W. Lewis, Phys. Rev. 112 (1958) 1702.
- [5] Βασίλειος Ρακόπουλος, Διπλωματική εργασία: “Μετρήσεις της διαφορικής ενεργού διατομής των αντιδράσεων  $^{32}\text{S}(d,p)^{33}\text{S}$  και  $^{32}\text{S}(d,\alpha)^{30}\text{P}$ ”, 2009.
- [6] Claus E. Rolfs and William S. Rodney, “Cauldrons in the Cosmos”, 1988.
- [7] Κωνσταντίνος Μιχαλάκης, Διπλωματική εργασία: “Μέτρηση διαφορικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{14}\text{N}(d,\alpha_0)$ ,  $^{14}\text{N}(d,\alpha_1)$  και  $^{14}\text{N}(d,p_0)$  για ενέργειες δέσμης 900 - 2000 keV και γωνίες ανίχνευσης  $145^\circ - 170^\circ$ ”, 2009.
- [8] Βασίλειος Ρακόπουλος, Μεταπτυχιακή εργασία: “Μελέτη των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{19}\text{F}(d,p)^{20}\text{F}$  και  $^{19}\text{F}(d,\alpha)^{17}\text{O}$ ”.
- [9] Μαρία Διακάκη και Νίκος Ντίβης, “Ο επιταχυντής Van de Graaf TANDEM (T11 5.5 MV) του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος” – Εγχειρίδιο εισαγωγή στις βασικές έννοιες λειτουργίας του επιταχυντή”.

### Ιστοσελίδες:

- <http://www.nndc.bnl.gov/chart/getdataset.jsp?nucleus=33CL&unc=nds>
- <http://www.nndc.bnl.gov/chart/decaysearchdirect.jsp?nuc=152EU&unc=nds>
- <http://www.nndc.bnl.gov/chart/decaysearchdirect.jsp?nuc=214BI&unc=nds>