



Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο

---

Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και  
Φυσικών Επιστημών

Τομέας Φυσικής

Μέτρηση διαφορικών ενεργών διατομών αντιδράσεων  
δευτερίων με  $^{13}\text{C}$ , στα πλαίσια της τεχνικής Nuclear Reaction  
Analysis (NRA)

Διπλωματική Εργασία  
Γεωργία Άννα Καρακάξη

Επιβλέπων: Δρ. Μιχαήλ Κόκκορης, Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Τριμελής Επιτροπή

Δρ. Μιχαήλ Κόκκορης, Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Δρ. Μαρία Διακάκη, Επίκουρη Καθηγήτρια Ε.Μ.Π.

Δρ. Ρόζα Βλαστού – Ζάννη, Ομότιμη Καθηγήτρια Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Οκτώβριος 2023

## Ευχαριστίες

Με την εργασία αυτή, ολοκληρώνεται ένας μεγάλος και σημαντικός κύκλος, αυτός των πενταετών προπτυχιακών σπουδών μου. Με αφορμή αυτό, θα ήθελα να ευχαριστήσω από τα βάθη της καρδιάς μου τον επιβλέποντα καθηγητή μου στην εργασία αυτή Δρ. Μιχάλη Κόκκορη, Καθηγητή Ε.Μ.Π., ο οποίος όχι μόνο μοιράστηκε απλόχερα τις γνώσεις του μαζί μου και με υποστήριξε επιστημονικά, αλλά αποτέλεσε μία καθοδηγητική μορφή τον τελευταίο χρόνο των σπουδών μου σε όλους τους τομείς, με απόλυτη ανιδιοτέλεια. Για όλες τις εμπειρίες που μοιραστήκαμε, τις συμβουλές που μου έδωσε και την εμπιστοσύνη που μου έδειξε, τον ευχαριστώ βαθύτατα.

Ευχαριστώ πολύ, επίσης, την Επίκουρη Καθηγήτρια Ε.Μ.Π. Μαίρη Διακάκη και την Ομότιμη Καθηγήτρια Ε.Μ.Π. Ρόζα Βλαστού – Ζάννη για την εξαιρετη συνεργασία τους καθ' όλη τη διάρκεια υλοποίησης της διπλωματικής μου εργασίας, καθώς επίσης και όλα τα μέλη της ομάδας πυρηνικής φυσικής του Ε.Μ.Π. για τη βοήθεια που μου προσέφεραν από την αρχή έως και την περάτωση της διπλωματικής μου εργασίας. Ξεχωριστά θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Σωτήρη, την Αναστασία, τον Νίκο, τον Φώτη και την Ελένη για τις αμέτρητες και πολύ εύστοχες συμβουλές τους.

Ακόμα, οφείλω να ευχαριστήσω τον Δρ. Τάσο Λαγογιάννη, τον Δρ. Μιχάλη Αξιώτη, τον κ. Μιλτιάδη Ανδριάνη και το υπόλοιπο προσωπικό του Ι.Π.Σ.Φ. του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος» για την πολύτιμη βοήθειά τους κατά την προετοιμασία και την εκτέλεση του πειράματος. Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Δρ. Γιώργο Προβατά και την υποψήφια διδάκτωρ Karla Ivankonίc που ταξίδεψαν από την Κροατία για να παρευρεθούν και να βοηθήσουν στην εκτέλεση του πειράματος.

Ευχαριστώ ακόμα, τους φίλους μου που είναι δίπλα μου και με υποστηρίζουν σε κάθε βήμα και με κάθε δυνατό τρόπο, χωρίς ποτέ να χρειαστεί να το ζητήσω. Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω με όλη μου την καρδιά την οικογένειά μου, τους γονείς μου και τον αδελφό μου, για την αδιάκοπη στήριξη και εμπιστοσύνη, αλλά και την ανυπέβλητη αγάπη που μου δείχνουν καθημερινά. Μου παρείχατε ό,τι ήταν ανθρωπίνως δυνατό για να υποστηρίξετε τις επιλογές και τη σταδιοδρομία μου ως εδώ και για αυτό θα είμαι αιώνια ευγνώμων.

## Περίληψη

---

Αφού ο άνθρακας είναι παρών σε σχεδόν οτιδήποτε μελετάμε και αποτελείται κυρίως από το ισότοπο  $^{12}\text{C}$ , μικρές δυναμικές αλλαγές σε οποιοδήποτε στρώμα κοντά στην επιφάνεια μπορούν να μελετηθούν καλύτερα αν εισάγουμε τεχνητά το σχετικά σπάνια ισότοπο  $^{13}\text{C}$ , το οποίο έχει την ίδια χημική και φυσική συμπεριφορά με το  $^{12}\text{C}$ . Μπορεί κανείς να ποσοτικοποιήσει αλλαγές στην συγκέντρωση του άνθρακα συναρτήσει του βάθους, σε διάφορα υλικά, που κυμαίνονται από βιολογικά δείγματα μέχρι αντικείμενα πολιτιστικής κληρονομιάς, χρησιμοποιώντας ανίχνευση των σταθερών ισωτόπων με  $^{13}\text{C}$ . Οι πυρηνικές τεχνικές ανάλυσης με δέσμη ιόντων (Ion Beam Analysis – IBA), και ιδιαίτερα η Ανάλυση Πυρηνικών Αντιδράσεων (Nuclear Reaction Analysis – NRA), έχει αποδειχθεί ιδιαίτερα χρήσιμη για αυτό το σκοπό. Πιο συγκεκριμένα, οι πυρηνικές αντιδράσεις με δέσμη δευτερίων (π.χ. η d-NRA) αποτελούν ένα ιδανικό εργαλείο για τον προσδιορισμό των συγκεντρώσεων σχεδόν όλων των κύριων ελαφριών ισωτόπων στα επιφανειακά στρώματα των υλικών. Οι αντιδράσεις (d,α) και (d,t) είναι ιδιαίτερα ευνοϊκές για τη μελέτη του  $^{13}\text{C}$ , ενώ η αντίδραση (d,p) είναι ιδανική για τον ταυτόχρονο προσδιορισμό των συγκεντρώσεων του  $^{12}\text{C}$  και του  $^{13}\text{C}$  σε επιφανειακά στρώματα με μία μόνο μέτρηση. Ωστόσο, ακριβή και συνεκτικά σύνολα πειραματικών δεδομένων διαφορικών ενεργών διατομών είναι απαραίτητα για την εφαρμογή της τεχνικής d-NRA. Αυξάνοντας το ενεργειακό εύρος της δέσμης δευτερίων έως τα 2 MeV και προσθέτοντας γωνίες ανίχνευσης, η εργασία αυτή στοχεύει στην επέκταση της μελέτης της συγκέντρωσης του  $^{13}\text{C}$  σε μεγαλύτερα βάθη.

Ως εκ τούτου, στην παρούσα μελέτη, παρουσιάζονται οι πειραματικές διαφορικές ενεργές διατομές των πυρηνικών αντιδράσεων  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ . Οι διαφορικές ενεργές διατομές προσδιορίστηκαν χρησιμοποιώντας την τεχνική της σχετικής μέτρησης, στο ενεργειακό εύρος δέσμης δευτερίων  $E_{d,\text{lab}} = 1000 - 2000$  keV, σε 6 γωνίες ανίχνευσης οπισθοσκέδασης μεταξύ  $120^\circ$  και  $170^\circ$ , με βήμα  $10^\circ$ . Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν στον πρόσφατα αναβαθμισμένο επιταχυντή (5.5 MV T11/25 HVEC Tandem Van de Graaff Electrostatic Accelerator) του Ι.Π.Σ.Φ. του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. “Δημόκριτος” στην Αθήνα. Επιπλέον, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις αξιοπιστίας (benchmarking), για τις οποίες χρησιμοποιήθηκαν δύο στόχοι. Ο ένας ήταν ένας στόχος υαλώδους άνθρακα ( $^{nat}\text{C}$ ) για την κανονικοποίηση του φορτίου/στερεάς γωνίας, ενώ ο δεύτερος ήταν μία παστίλια  $^{13}\text{C}$  αποτελούμενη από 95%  $^{13}\text{C}$  και 5% σελλουλόζη ( $^{nat}\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$ ).

Όλα τα αποτελέσματα που συγκεντρώθηκαν συγκρίνονται με τα υπάρχοντα σύνολα πειραματικών δεδομένων στη βιβλιογραφία και οποιεσδήποτε αποκλίσεις συζητούνται και εξετάζονται. Τα παρόντα συνεκτικά σύνολα πειραματικών δεδομένων διαφορικών ενεργών διατομών πιστεύεται ότι μπορούν να ανοίξουν το δρόμο για τη θεωρητική διερεύνηση και την επικείμενη αξιολόγηση (evaluation) όλων των πυρηνικών αντιδράσεων δέσμης δευτερίων, που είναι κατάλληλες για τη μελέτη συγκεντρώσεων  $^{13}\text{C}$  σε επιφανειακά στρώματα ποικίλων υλικών, ενισχύοντας έτσι περαιτέρω τις δυνατότητες ανίχνευσης σταθερών ισωτόπων άνθρακα στο μέλλον.

## Abstract

---

Since carbon is present in almost everything we study and is primarily made up of the isotope  $^{12}\text{C}$ , small dynamic changes in any near surface carbon layer can be better observed by artificially introducing the relatively uncommon  $^{13}\text{C}$  isotope, which has the same chemical and physical behavior as  $^{12}\text{C}$ . One may quantify changes in the carbon depth profile concentration in several matrices, ranging from biological samples to cultural heritage objects, by using stable isotope tracing with  $^{13}\text{C}$ . Nuclear Reaction Analysis (NRA), an Ion Beam Analysis (IBA) technique, has proven to be particularly useful for this purpose. More specifically, nuclear reactions induced by deuterons (i.e., d-NRA) serve as an ideal analytical tool for determining the depth profile concentrations of nearly all the main light isotopes in materials' near surface layers. The (d, $\alpha$ ) and (d,t) reactions are particularly advantageous for the study of  $^{13}\text{C}$ , whereas the (d,p) reaction is ideal for the simultaneous determination of the depth profile concentrations of both  $^{12}\text{C}$  and  $^{13}\text{C}$  in a single measurement. However, precise and coherent experimental datasets of differential cross sections are necessary for the implementation of the d-NRA technique. By increasing the deuteron beam energy range up to 2 MeV, and adding detection angles, the current work aims to advance the study of  $^{13}\text{C}$  concentrations at greater depths.

Hence, in the present study, experimental differential cross sections of the  $^{13}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(\text{d},\text{p}_1)^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(\text{d},\alpha_0)^{11}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}(\text{d},\alpha_1)^{11}\text{B}$  and  $^{13}\text{C}(\text{d},\text{t}_0)^{12}\text{C}$  nuclear reactions are presented. The differential cross sections were defined using the relative measurement technique, in the deuteron beam energy range of  $E_{\text{d,lab}} = 1000 - 2000$  keV at six backscattering detection angles between  $120^\circ$  and  $170^\circ$ , with a  $10^\circ$  step. For the measurements, the recently upgraded 5.5 MV T11/25 HVEC Tandem Van de Graaff Electrostatic Accelerator of N.C.S.R. "Demokritos" in Athens, Greece, was used. Additionally, benchmarking measurements were carried out. Two targets were used for these measurements. The first was a glassy carbon ( $^{\text{nat}}\text{C}$ ) target for charge/solid angle normalization, while the second was a  $^{13}\text{C}$  pellet comprised of 95%  $^{13}\text{C}$  and 5% cellulose ( $^{\text{nat}}\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$ ).

All the acquired results are compared to the existing datasets in the literature and any discrepancies are discussed and reviewed. The current coherent differential cross section datasets are believed to be able to pave the way for the theoretical investigation and forthcoming evaluation of all the deuteron-induced reactions that are suited for the study of  $^{13}\text{C}$  depth profile concentrations in near surface layers of a variety of matrices, thus further reinforcing the capabilities of stable isotope carbon tracing in the near future.

# Περιεχόμενα

|   |           |
|---|-----------|
| <b>1 Εισαγωγικά στοιχεία .....</b>  | <b>1</b>  |
| 1.1 Κίνητρο και στόχος της εργασίας – το στοιχείο του άνθρακα (C).....  | 1         |
| 1.2 Πυρηνικές τεχνικές ανάλυσης με δέσμη ιόντων (Ion Beam Analysis – IBA).....  | 1         |
| 1.2.1 Φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford (Rutherford Backscattering Spectroscopy – RBS) .....  | 3         |
| 1.2.2 Φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (Elastic Backscattering Spectroscopy – EBS) .....  | 4         |
| 1.2.3 Ανάλυση μέσω ανίχνευσης ελαστικά σκεδαζόμενων πυρήνων (Elastic Recoil Detection Analysis – ERDA) .....  | 5         |
| 1.2.4 Εκπομπή ακτίνων – γ μέσω δέσμης φορτισμένων σωματιδίων (Particle Induced Gamma Emission – PIGE).....  | 6         |
| 1.2.5 Ανάλυση μέσω πυρηνικών αντιδράσεων (Nuclear Reaction Analysis – NRA).....   | 7         |
| 1.3 Μελέτη των πυρηνικών αντιδράσεων $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ , $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ , $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$ και $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ .....                  | 8         |
| <b>2 Πειραματική διάταξη .....</b>  | <b>10</b> |
| 2.1 Επιταχυντής Tandem Van de Graaff .....  | 10        |
| 2.2 Γωνιομετρικός θάλαμος υψηλού κενού .....  | 12        |
| 2.3 Ανιχνευτική διάταξη .....   | 13        |
| 2.4 Σύστημα ηλεκτρονικών.....   | 15        |
| 2.5 Στόχοι ακτινοβόλησης .....  | 16        |
| 2.6 Ενεργειακή βαθμονόμηση επιταχυντή.....  | 17        |
| 2.7 Ενεργειακή βαθμονόμηση αναλογικοψηφιακού μετατροπέα / πολυδιαυλικού αναλυτή (ADC / MCA).....  | 20        |
| <b>3 Μέθοδος – Ανάλυση πειραματικών δεδομένων &amp; Αποτελέσματα .....</b>  | <b>25</b> |
| 3.1 Μετρήσεις διαφορικών ενεργών διατομών αντιδράσεων $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ , $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ , $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$ και $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ ..... | 25        |
| 3.1.1 Ενεργός διατομή & Σχετική μέθοδος μέτρησης .....  | 25        |
| 3.1.2 Ταυτοποίηση κορυφών στα πειραματικά φάσματα .....   | 26        |
| 3.1.3 Υπολογισμός διακριτικής ενεργειακής ικανότητας ανιχνευτών (resolution).....   | 27        |
| 3.1.4 Ολοκλήρωση / fitting κορυφών .....  | 29        |
| 3.1.5 Υπολογισμός ενεργού διατομής χρυσού ( $^{197}\text{Au}$ ) .....   | 30        |
| 3.1.6 Προσδιορισμός του λόγου των παχών $\text{N}_{197\text{Au}} / \text{N}_{13\text{C}}$ .....   | 31        |
| 3.1.7 Υπολογισμός ενέργειας δέσμης στο μέσον του μπροστινού στρώματος $^{13}\text{C}$ .....   | 34        |
| 3.1.8 Αποτελέσματα διαφορικών ενεργών διατομών .....  | 35        |

|   |           |
|---|-----------|
| 3.1.9 Σχολιασμός & σύγκριση αποτελεσμάτων.....  | 47        |
| 3.2 Μετρήσεις αξιοπιστίας (benchmarking) .....  | 48        |
| 3.2.1 Έλεγχος αξιοπιστίας ενεργών διατομών..... | 48        |
| 3.2.2 Μέθοδος & Ανάλυση.....                    | 49        |
| 3.2.3 Αποτελέσματα μετρήσεων αξιοπιστίας .....  | 50        |
| 3.2.4 Σχολιασμός αποτελεσμάτων .....            | 63        |
| <b>4 Συμπεράσματα και προοπτικές.....</b>       | <b>65</b> |
| <b>Βιβλιογραφία .....</b>                       | <b>66</b> |

# 1 Εισαγωγικά στοιχεία

---

## 1.1 Κίνητρο και στόχος της εργασίας – το στοιχείο του άνθρακα (C)

Ο άνθρακας αποτελεί ένα από τα πλέον κοινά και σημαντικά στοιχεία. Καταλαμβάνει την 15<sup>η</sup> θέση ως προς την αφθονία του στον φλοιό της γης και χρησιμοποιείται εκτενώς σε διάφορους τομείς της βιομηχανίας και της επιστήμης. Η ιδιότητά του να δημιουργεί διάφορα πολυμερή με διαφορετικές ιδιότητες, σε συνδυασμό με τον ρόλο του ως βασικό συστατικό σε οργανικές ενώσεις, τον καθιστούν χρήσιμο σε χημεία, βιολογία, μεταλλουργία, και ημιαγωγούς. Τα δύο σταθερά ισότοπα του άνθρακα είναι ο  $^{12}\text{C}$  και  $^{13}\text{C}$ , με τον  $^{12}\text{C}$  να αποτελεί το 98,9% του φυσικού άνθρακα και τον  $^{13}\text{C}$  το 1,1%. Ο  $^{13}\text{C}$ , αφού έχει παρόμοιες χημικές ιδιότητες με τον φυσικό άνθρακα, αλλά ανιχνεύεται με ειδικές τεχνικές, χρησιμοποιείται ως ιχνηλάτης. Πιο συγκεκριμένα, κάποια ποσότητα  $^{13}\text{C}$  μπορεί να εισαχθεί σε κάποιο σύστημα, και από την ύστερη κατανομή του  $^{13}\text{C}$  που ανιχνεύεται μέσα στο σύστημα, μπορεί να μελετηθεί η διαδρομή του άνθρακα μέσα από χημικές και βιοχημικές διεργασίες. Αυτή η ιδιότητά του, τον καθιστά σημαντικό στην έρευνα στους τομείς της χημείας και της βιολογίας.

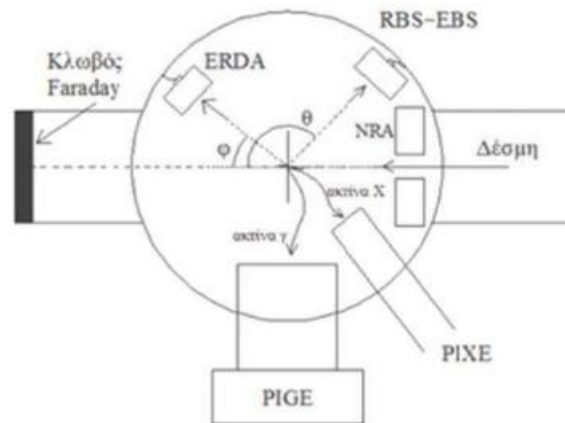
Για τον ακριβή προσδιορισμό του άνθρακα συναρτήσει του βάθους ενός υλικού, ειδικά σε περιπτώσεις χαμηλής συγκέντρωσης, απαιτείται η κατάλληλη επιλογή μίας ακριβούς μεθόδου. Ωστόσο, ο προσδιορισμός του, και ιδίως η ταυτόχρονη ποσοτική μέτρηση των  $^{12}\text{C}$  και  $^{13}\text{C}$ , παρουσιάζει προκλήσεις, ιδιαίτερα σε δείγματα με παρουσία άλλων ελαφρών στοιχείων σε βαριά μήτρα. Στη συνέχεια του κεφαλαίου αυτού, θα εξετάσουμε τις αρχές και τα κοινά στοιχεία των μεθόδων IBA (Ion Beam Analysis), οι οποίες αποτελούν τις καταλληλότερες μεθόδους για τον καθορισμό κατανομής κατά βάθος. Στη συνέχεια, κάθε μέθοδος θα αναλυθεί ξεχωριστά, εξετάζοντας τα χαρακτηριστικά της, με σκοπό την επιλογή της καταλληλότερης τεχνικής για τη μελέτη του προβλήματος ανίχνευσης του  $^{13}\text{C}$ .

Ο σκοπός της συγκεκριμένης εργασίας είναι ο πειραματικός προσδιορισμός της διαφορικής ενεργού διατομής για τις πυρηνικές αντιδράσεις  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ . Συγκεκριμένα, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις για τις γωνίες 120°, 130°, 140°, 150°, 160° και 170° σε ενεργειακό εύρος  $E_{d,\text{lab}} = 1.00 - 2.00 \text{ MeV}$ , με βήμα από 20 – 40 keV. Ο ακριβής προσδιορισμός της ενεργού διατομής είναι απαραίτητος για τη χρήση πυρηνικών τεχνικών ποσοτικού προσδιορισμού του άνθρακα σε δείγματα, αλλά και για τη μελέτη προφίλ βάθους. Το τελευταίο αφορά τον προσδιορισμό της ποσόστωσης του άνθρακα στις επιφανειακές στρώσεις ενός υλικού. Επιπλέον, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις αξιοπιστίας στις ίδιες γωνίες και σε ενέργειες  $E_{d,\text{lab}} = 1.20 - 2.00 \text{ MeV}$ , με βήμα ~200 keV, με σκοπό τον έλεγχο αξιοπιστίας των αποτελεσμάτων των πειραματικά προσδιορισμένων διαφορικών ενεργών διατομών.

## 1.2 Πυρηνικές τεχνικές ανάλυσης με δέσμη ιόντων (Ion Beam Analysis – IBA)

Οι μη καταστρεπτικές πυρηνικές τεχνικές που χρησιμοποιούν δέσμη φορτισμένων σωματιδίων, (Ion Beam Analysis - IBA), βασίζονται στις αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων αυτών με το υλικό που εξετάζεται και χρησιμοποιούνται για την ποσοτική ανίχνευση στοιχείων σε ένα δείγμα. Κατά κύριο λόγο, τα σωματίδια της δέσμης αλληλεπιδρούν με τα ηλεκτρόνια του υλικού, ενώ σε μικρότερο βαθμό αλληλεπιδρούν με τους πυρήνες των ατόμων που το απαρτίζουν. Η

αλληλεπίδραση αυτή οδηγεί στην απώλεια ενέργειας, αλλά και σε αλλαγές κατεύθυνσης των σωματιδίων της δέσμης, καθώς επίσης και στην εκπομπή σωματιδίων ή χαρακτηριστικής ακτινοβολίας. Το αποτέλεσμα κάθε πιθανής αλληλεπίδρασης της δέσμης με έναν πυρήνα του στόχου καθορίζει τον τύπο της αλληλεπίδρασης. Οι τεχνικές IBA διακρίνονται ανάλογα με τον τρόπο που αποκτώνται οι πληροφορίες για την αλληλεπίδραση, δηλαδή βασίζονται στο προϊόν που ανιχνεύεται. Αυτό παρουσιάζεται σχηματικά στην παρακάτω εικόνα.



**Εικόνα 1.2.1:** Σχηματική απεικόνιση των πυρηνικών τεχνικών και της πειραματικής διάταξης, ανάλογα με την αλληλεπίδραση και το προϊόν ανίχνευσης [1]

Οι τεχνικές IBA που θα αναλυθούν παρακάτω είναι οι εξής:

- Φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford (Rutherford Backscattering Spectroscopy – RBS)
- Φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (Elastic Backscattering Spectroscopy – EBS)
- Ανάλυση μέσω ανίχνευσης ελαστικά σκεδαζόμενων πυρήνων (Elastic Recoil Detection Analysis – ERDA)
- Εκπομπή ακτίνων – γ μέσω δέσμης φορτισμένων σωματιδίων (Particle Induced Gamma Emission – PIGE)
- Ανάλυση μέσω πυρηνικών αντιδράσεων (Nuclear Reaction Analysis – NRA)

Οι τεχνικές που αναφέρθηκαν έχουν ορισμένα κοινά χαρακτηριστικά. Ανήκουν στην κατηγορία των λιγότερο καταστροφικών τεχνικών, επιτρέποντας την ταυτοποίηση των στοιχείων του επιφανειακού στρώματος ενός δείγματος, την ποσοτικοποίησή τους και τον καθορισμό της κατανομής τους κατά βάθος έως μερικά μικρόμετρα, με ακρίβεια νανομέτρων. Οι τεχνικές αυτές χρησιμοποιούν δέσμη φορτισμένων σωματιδίων και το είδος αυτών εξαρτάται από τη μέθοδο και τον τύπο μέτρησης. Η ταυτοποίηση και η ποσοτικοποίηση των στοιχείων βασίζονται στις αλληλεπιδράσεις των σωματιδίων της δέσμης με τα άτομα και τους πυρήνες των στοιχείων του δείγματος. Καθώς διασχίζουν το δείγμα, τα σωματίδια αλληλεπιδρούν κυρίως με τα ηλεκτρόνια του δείγματος και, με μικρότερη πιθανότητα, με τους πυρήνες των στοιχείων του δείγματος και η ενέργεια που χάνουν περιγράφεται από την εξίσωση Bethe Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 NZ}{(4\pi\epsilon_0)^2 M_e v^2} \left[ \ln\left(\frac{2M_e v^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (1.2.1)$$



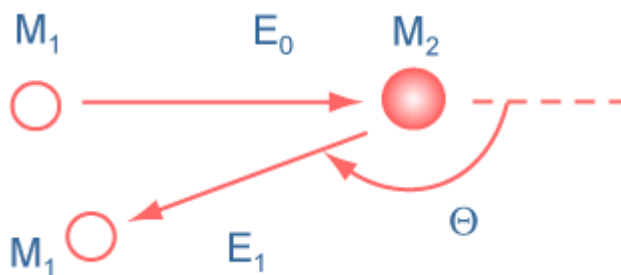
Το αποτέλεσμα κάθε πιθανής αλληλεπίδρασης της δέσμης με έναν πυρήνα του στόχου καθορίζει την φύση της αλληλεπίδρασης, και η ανίχνευση των παραγόμενων σωματιδίων ή ακτινοβολίας επιτρέπει την αναγνώριση των στοιχείων και την ποσοτικοποίησή τους.

Αξιοποιώντας το γεγονός ότι η συνολική ενέργεια που χάνει ένα σωματίδιο μέσα στο υλικό του στόχου εξαρτάται από τη συνολική απόσταση που διανύει σε αυτό, μπορούμε να υπολογίσουμε το βάθος μέσα στον στόχο όπου πραγματοποιείται η αντίδραση. Συνδυάζοντας αυτήν την πληροφορία με τον αριθμό των ανιχνευόμενων σωματιδίων, μπορούμε να προβούμε στην ποσοτικοποίηση του στοιχείου που εξετάζεται κατά βάθος. Η στατιστική φύση της απώλειας ενέργειας οδηγεί στο φαινόμενο του energy straggling, αφού σωματίδια που διανύουν την ίδια απόσταση μέσα στο υλικό χάνουν διαφορετικό ποσό ενέργειας. Αυτό αυξάνει την απόκλιση και θέτει περιορισμούς στο επίπεδο ακρίβειας με το οποίο μπορούμε να μετρήσουμε την απώλεια ενέργειας και, κατά συνέπεια, το βάθος.

Κάθε τεχνική, ανάλογα με τη φύση της αλληλεπίδρασης που εξετάζει, παρουσιάζει ξεχωριστά χαρακτηριστικά που την καθιστούν κατάλληλη για διάφορες συνθήκες. Αυτά περιλαμβάνουν το είδος του στοιχείου που εξετάζεται, τα λοιπά στοιχεία στο δείγμα, την ενέργεια της δέσμης, τη συγκέντρωση του στοιχείου που μελετάται στο δείγμα, το επιθυμητό βάθος μέτρησης και την ακρίβεια της μέτρησης αυτής. Στη συνέχεια, θα αναλυθούν τα βασικά χαρακτηριστικά της κάθε τεχνικής ξεχωριστά, καθώς επίσης και η καταλληλότητα κάθε μίας από αυτές για το πρόβλημα της ανίχνευσης κατά βάθος του  $^{13}\text{C}$  και του  $^{12}\text{C}$ .

### 1.2.1 Φασματοσκοπία οπισθοσκέδασης Rutherford (Rutherford Backscattering Spectroscopy – RBS)

Η σκέδαση Rutherford πραγματοποιείται όταν τα σωματίδια της προσπίπτουσας δέσμης έχουν πολύ χαμηλότερη ενέργεια από αυτή του φράγματος δυναμικού του συστήματος βλήματος – στόχου με αποτέλεσμα να σκεδάζονται λόγω του δυναμικού Coulomb των πυρήνων του στόχου.



Εικόνα 1.2.1.1: Σχηματική απεικόνιση της σκέδασης Rutherford [2]

Συνεπώς, η τεχνική RBS εφαρμόζεται όταν πραγματοποιείται σκέδαση Rutherford, δηλαδή όταν η ενέργεια της δέσμης των φορτισμένων σωματιδίων είναι της τάξης των μερικών MeV και το προς μελέτη δείγμα αποτελείται από βαριά στοιχεία ( $Z > 20$ ). Η τεχνική αυτή, είναι κατάλληλη για ανίχνευση βαρέων στοιχείων πάνω σε ελαφρά υποστρώματα. Η διαφορική ενεργός διατομή σκέδασης Rutherford ορίζεται ως η πιθανότητα ένα σωματίδιο μάζας  $M_1$  και ενέργειας  $E$  να σκεδαστεί από έναν πυρήνα μάζας  $M_2$  σε γωνία  $\theta$ , ανά στερεά γωνία  $\Omega$ . Λόγω της καθαρά ηλεκτρομαγνητικής της φύσης η ενεργός διατομή μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά και στο σύστημα του εργαστηρίου δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega}(\theta, E) = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E}\right)^2 \times \frac{4 \left[ (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_2 \cos \theta \right]^2}{M_2 \sin^4 \theta (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (1.2.1.1)$$

όπου  $\theta$  η γωνία σκέδασης του παραγόμενου πυρήνα,  $E$  η κινητική ενέργεια των σωματιδίων της προσπίπτουσας δέσμης,  $Z_1$  και  $M_1$  ο ατομικός αριθμός και η μάζα των ιόντων της δέσμης και  $Z_2$  και  $M_2$  ο ατομικός αριθμός και η μάζα του στόχου.

Βασική προϋπόθεση για να μπορεί μία σκέδαση Rutherford να θεωρηθεί καθαρά ηλεκτροστατική, είναι να μπορεί να αγνοηθεί η αλληλεπίδραση μεταξύ των πυρήνων. Ειδικότερα, το φορτισμένο σωματίδιο της δέσμης δεν πρέπει να ξεπερνά το φράγμα δυναμικής ενέργειας Coulomb του στοιχείου του στόχου. Για τις συνήθεις ενέργειες που χρησιμοποιούνται στην τεχνική RBS, αυτό περιορίζει την εφαρμογή της σε στοιχεία με υψηλό ατομικό αριθμό ( $Z$ ), τα οποία έχουν ισχυρότερο δυναμικό Coulomb. Συγκεκριμένα, στην περίπτωση του  $^{12}\text{C}$  και  $^{13}\text{C}$ , οι χαμηλότερες ενέργειες δέσμης που χρησιμοποιούνται, ήδη ξεπερνούν το δυναμικό Coulomb, με αποτέλεσμα να μην μπορεί να εφαρμοστεί η τεχνική RBS. Η επέκταση της RBS σε υψηλότερες ενέργειες είναι η φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (EBS), την οποία θα αναλύσουμε παρακάτω.

Ένας κρίσιμος παράγοντας που επηρεάζει τα αποτελέσματα και τα χαρακτηριστικά της μέτρησης είναι το είδος των σωματιδίων της δέσμης. Οι συνηθέστερες δέσμες περιλαμβάνουν πρωτόνια (p), δευτέρια (d), σωματίδια α (He), καθώς και πιο βαριά στοιχεία όπως ο άνθρακας (C). Οι διαφορές στη χρήση κάθε δέσμης σχετίζονται με το βάθος της μέτρησης, τη διακριτική ικανότητα βάθους (depth resolution) και την ικανότητα διαχωρισμού μαζών. Παρατηρείται ότι η χρήση πιο βαριάς δέσμης αυξάνει την ικανότητα διαχωρισμού μάζας, καθώς επίσης από την εξίσωση Bethe-Bloch προκύπτει ότι η απώλεια ενέργειας είναι μεγαλύτερη για τα πιο βαριά στοιχεία, ενισχύοντας τη διακριτική ικανότητα εις βάρος του μέγιστου βάθους ανίχνευσης της δέσμης. Συνοψίζοντας, τα πρωτόνια παρέχουν το μέγιστο βάθος ανίχνευσης, ενώ τα σωματίδια α προσφέρουν καλύτερο διαχωρισμό μαζών. Τα δευτέρια αποτελούν έναν συμβιβασμό ανάμεσα στα δύο, προσφέροντας βελτιωμένο διαχωρισμό μαζών χωρίς σημαντική μείωση του μέγιστου βάθους ανίχνευσης, και είναι αυτά τα οποία θα χρησιμοποιηθούν για την πραγματοποίηση των πειραματικών μετρήσεων της παρούσας εργασίας.

### 1.2.2 Φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (Elastic Backscattering Spectroscopy – EBS)

Η φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (EBS) μπορεί να χαρακτηριστεί ως μια γενίκευση της RBS. Η διάταξη και η ανίχνευση των σωματιδίων σε αυτήν είναι παρόμοια, δηλαδή για να μπορούν να ανιχνευτούν τα παραγόμενα σωματίδια από έναν χοντρό στόχο, οι ανιχνευτές τοποθετούνται στις πίσω γωνίες ( $>90^\circ$ ). Η διαφορά μεταξύ της ελαστικής σκέδασης και της σκέδασης κατά Rutherford έγκειται στο γεγονός ότι η ελαστική σκέδαση δεν μπορεί πλέον να θεωρηθεί αμιγώς Coulomb, καθώς τα προσπίπτοντα σωματίδια της δέσμης ξεπερνούν το φράγμα δυναμικού Coulomb, είτε μέσω επαρκούς ενέργειας δέσμης, είτε μέσω του κβαντικού φαινομένου σήραγγας (quantum tunneling effect). Συνεπώς, για την τεχνική EBS, η σκέδαση δεν περιγράφεται μέσω της σχέσης Rutherford (σχέση 1.2.1.1), οπότε και οι τιμές της διαφορικής ενεργού διατομής προσδιορίζονται μέσω πειραματικών μετρήσεων, προσθέτοντας έτσι έναν παράγοντα αβεβαιότητας στη μέτρηση. Παρόλα αυτά, η πυρηνική σκέδαση προσφέρει το

πλεονέκτημα ότι, με κατάλληλη επιλογή ενέργειας, η ενεργός διατομή της EBS μπορεί να είναι κατά πολύ μεγαλύτερη από την τιμή που αναμένεται από μια καθαρή σκέδαση Rutherford.

### 1.2.3 Ανάλυση μέσω ανίχνευσης ελαστικά σκεδαζόμενων πυρήνων (Elastic Recoil Detection Analysis – ERDA)

Η μέθοδος της ανάλυσης μέσω ανίχνευσης ελαστικά σκεδαζόμενων πυρήνων (ERDA) βασίζεται στην ελαστική σκέδαση Rutherford. Η κύρια διαφορά είναι ότι, αντί να ανιχνεύονται τα οπισθοσκεδαζόμενα σωματίδια της δέσμης, στην ERDA ανιχνεύονται οι σκεδαζόμενοι πυρήνες του στόχου σε μπροστινές γωνίες ( $\phi < 90^\circ$ ). Για να επιτευχθεί η ανίχνευση των πυρήνων του στόχου, δηλαδή αυτοί να φύγουν από το πλέγμα, πρέπει να μεταφερθεί αρκετή ενέργεια σε αυτούς. Συνεπώς, στην ERDA χρησιμοποιούνται δέσμες βαρέων σωματιδίων. Σε αντίθεση με την RBS, η ERDA είναι κατάλληλη για τον εντοπισμό ελαφρών σωματιδίων. Λόγω του υψηλού ατομικού αριθμού ( $Z$ ) των σωματιδίων του στόχου και των ιόντων της δέσμης, το δυναμικό Coulomb δεν ξεπερνιέται, άρα η σκέδαση παραμένει στο πλαίσιο της σκέδασης Rutherford. Αυτό επιτρέπει τον αναλυτικό υπολογισμό της κατανομής συγκεντρώσεων κατά βάθος, μέσω της σχέσης:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E} \right)^2 \cdot \left( \frac{M_1 + M_2}{M_2} \right)^2 \frac{1}{\cos^3 \phi} \quad (1.2.3.1)$$

όπου  $\phi$  η γωνία σκέδασης του ανακρουόμενου πυρήνα.

Συνήθως, στην ERDA, η δέσμη των ιόντων πέφτει υπό κάποια μικρή γωνία στον στόχο, καθώς τα σωματίδια δεν έχουν αρκετή ενέργεια για να τον διαπεράσουν ολόκληρο, ιδιαίτερα έναν παχύ στόχο, και να ανιχνευτούν μπροστά. Τελικά, οι πυρήνες σκεδάζονται έτσι ώστε να σκεδάζονται από την ίδια επιφάνεια.

Μία παραλλαγή αυτής της τεχνικής, που παρουσιάζει μεγαλύτερο ενδιαφέρον, είναι η μέθοδος μέτρησης του χρόνου πτήσης, γνωστή ως Time of Flight Elastic Recoil Detection Analysis (ToF-ERDA). Στην τεχνική αυτή, η ενέργεια των σωματιδίων μετρείται ταυτόχρονα με τον χρόνο πτήσης τους. Χρησιμοποιούνται δύο ανιχνευτές χρόνου για τη μέτρηση του χρόνου πτήσης. Έτσι, η μάζα των σωματιδίων μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση:

$$m = 2E \left( \frac{ToF}{l} \right)^2 \quad (1.2.3.2)$$

όπου  $E$  η ενέργεια με την οποία ανιχνεύτηκε ο ανακρουόμενος πυρήνας,  $ToF$  ο χρόνος πτήσης, και  $l$  το μήκος της διαδρομής πτήσης. Με αυτή τη μέθοδο, μπορούν να αναγνωριστούν τα διαφορετικά στοιχεία του στόχου, επιτρέποντας ταυτόχρονη μέτρηση κάθε στοιχείου και δημιουργία ξεχωριστού φάσματος για κάθε ένα από αυτά. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την απουσία υποβάθρου θορύβου, ενώ η απουσία μεταλλικού φύλλου απορρόφησης των ελαστικά σκεδαζόμενων σωματιδίων της δέσμης στη μέθοδο, της επιτρέπει να διατηρεί την εξαιρετική ακρίβεια της.

Όλα αυτά τα χαρακτηριστικά καθιστούν την ToF-ERDA μια εξαιρετική μέθοδο. Στην περίπτωση της μέτρησης των  $^{13}\text{C}$  και  $^{12}\text{C}$ , η μέθοδος προσφέρει σημαντικά πλεονεκτήματα έναντι προηγούμενων μεθόδων. Παρά το χαμηλό  $Z$  του άνθρακα, λόγω της βαριάς δέσμης ιόντων που χρησιμοποιεί, η μέθοδος παραμένει στην περίπτωση της σκέδασης Rutherford, αφαιρώντας μια πηγή αβεβαιότητας στη μέτρηση από τον πειραματικό υπολογισμό της ενεργού διατομής.

Επιπλέον, η ανίχνευση σε μπροστινές γωνίες σημαίνει ότι η ενεργός διατομή της σκέδασης Rutherford θα είναι σημαντικά μεγαλύτερη σε σύγκριση με την περίπτωση της οπισθοσκέδασης. Με τη χρήση του χρόνου πτήσης, η μέθοδος καταφέρνει όχι μόνο να ανιχνεύει ταυτόχρονα τα δύο ισότοπα του άνθρακα ανεξάρτητα από τα υπόλοιπα στοιχεία που μπορεί να υπάρχουν στο στόχο, αλλά και να παίρνει φάσματα πολύ καθαρά, λόγω απουσίας υποβάθρου. Επιπλέον, παρουσιάζει πολύ καλή ακρίβεια στον υπολογισμό του βάθους της μέτρησης.

Ωστόσο, το κύριο μειονέκτημα της μεθόδου, που περιορίζει τη χρησιμότητά της στην περίπτωση της κατά βάθος ποσοτικής ανίχνευσης στοιχείων, είναι το γεγονός ότι λόγω των μεγάλων απωλειών ενέργειας των βαρέων ιόντων μέσα στο δείγμα και της μικρής γωνίας υπό την οποία πέφτει η δέσμη πάνω σε αυτό, περιορίζεται η διεισδυτικότητα της δέσμης. Ως εκ τούτου, η μέθοδος ToF-ERDA είναι ικανή να πραγματοποιήσει ποσοτική μέτρηση μόνο στην επιφάνεια των δειγμάτων – στόχων και σε πολύ μικρότερα βάθη από τις υπόλοιπες μεθόδους.

#### 1.2.4 Εκπομπή ακτίνων – $\gamma$ μέσω δέσμης φορτισμένων σωματιδίων (*Particle Induced Gamma Emission – PIGE*)

Η μέθοδος PIGE (*Particle Induced Gamma Emission*) χρησιμοποιεί δέσμη φορτισμένων σωματιδίων για τη διέγερση του πυρήνα – στόχου σε συγκεκριμένη ενεργειακή κατάσταση. Ο πυρήνας, έπειτα, αποδιεγείρεται με εκπομπή ακτίνας  $\gamma$ . Οι ακτίνες  $\gamma$ , οι οποίες είναι χαρακτηριστικές για τον κάθε πυρήνα στόχο, ανιχνεύονται με ανιχνευτή γερμανίου υψηλής καθαρότητας (HPGe) και καταγράφεται το φάσμα τους. Η ποσοτική μέτρηση απαιτεί επιπλέον τη γνώση των ενεργών διατομών για κάθε αντίδραση.

Ένα από τα πλεονεκτήματα της PIGE είναι ότι, λόγω του ότι οι ακτίνες  $\gamma$  διανύουν το υλικό χωρίς σημαντική απώλεια ενέργειας, οι ακτίνες  $\gamma$  παρουσιάζονται σε συγκεκριμένη ενέργεια ανεξάρτητα από το βάθος από το οποίο εκπέμπονται. Ωστόσο, η έλλειψη πληροφοριών για το βάθος δυσκολεύει τη χρήση της PIGE για υπολογισμό της κατά βάθος σύστασης κάποιου στοιχείου και θα αναμέναμε πως αυτό την περιορίζει σε απλούς ποσοτικούς προσδιορισμούς. Σε πολλές περιπτώσεις όμως, η ενεργός διατομή της PIGE παρουσιάζει στενούς συντονισμούς που επιτρέπουν, μετά τον καθορισμό της ενέργειας της δέσμης, τον προσδιορισμό βάθους μέσα στο στόχο με εξαιρετική διακριτική ικανότητα. Όμως, δεν παρουσιάζουν όλα τα στοιχεία κάποιον κατάλληλο συντονισμό, περιορίζοντας σημαντικά τη χρήση της PIGE αποκλειστικά σε ορισμένα μόνον ισότοπα.

Στην περίπτωση του  $^{13}\text{C}$  υπάρχει κατάλληλη αντίδραση η οποία έχει χρησιμοποιηθεί στο παρελθόν για τη μέτρησή του. Η αντίδραση  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  παρουσιάζει έναν πολύ στενό συντονισμό, πλάτους  $\Gamma = 75$  eV, στα 1748 keV, ο οποίος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για PIGE, επιτυγχάνοντας μεγάλη ακρίβεια στη μέτρηση για μεγάλο βάθος. Ωστόσο, ο περιορισμός στη χρήση στενών συντονισμών σημαίνει ότι αυτή η μέθοδος δεν επιτρέπει τη μέτρηση άλλων στοιχείων μέσα στο στόχο. Η πληροφορία για τη συνολική σύνθεση του στόχου όμως είναι κρίσιμη για τον υπολογισμό της απώλειας ενέργειας μέσα σε αυτόν και κατ' επέκταση για τον υπολογισμό του βάθους στο οποίο γίνεται η αντίδραση. Επιπλέον, επειδή ο  $^{12}\text{C}$  δεν παρουσιάζει αντίστοιχα κάποιον στενό συντονισμό, είναι αδύνατος ο υπολογισμός και των δύο ισωτόπων με την PIGE. Συνεπώς, θα πρέπει να υπάρχει μια συνοδευτική μέτρηση.

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

Η τελευταία μέθοδος που θα περιγραφεί σε αυτό το κείμενο είναι η περίπτωση της NRA (Nuclear Reaction Analysis) όπου ανιχνεύονται φορτισμένα σωματίδια αντί για ακτίνες γ. Πειραματικά, η μέθοδος είναι παρόμοια με την RBS και την EBS. Η δέσμη εισέρχεται κάθετα στον στόχο, όμως σε αντίθεση με την ελαστική σκέδαση, όπου τα σωματίδια ανιχνεύονται από την ελαστική σκέδασή τους, η NRA χρησιμοποιεί ανελαστικές πυρηνικές αντιδράσεις με τους πυρήνες του στόχου για την ανίχνευση των οπισθοσκεδαζόμενων φορτισμένων σωματιδίων. Ομοίως με τις άλλες τεχνικές, το ύψος της κορυφής που προκύπτει στο πειραματικό φάσμα παρέχει την πληροφορία του πλήθους των πυρήνων του στοιχείου που μελετάται. Επιπλέον, από την απώλεια ενέργειας στον στόχο, είναι δυνατός ο υπολογισμός του βάθους της μέτρησης. Όπως και στην περίπτωση της EBS, η ενεργός διατομή για κάθε αντίδραση δεν μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά, άρα ο πειραματικός υπολογισμός της είναι αναγκαίος. Ένα πρόσθετο μειονέκτημα σε σύγκριση με την τεχνική της EBS, είναι οι χαμηλότερες τιμές των ενεργών διατομών στην περίπτωση των πυρηνικών αντιδράσεων. Το γεγονός αυτό καθιστά αναγκαία την αύξηση του χρόνου μέτρησης, προκειμένου να αποφευχθεί η μείωση της στατιστικής αξιοπιστίας της μέτρησης.

Η κύρια διαφορά μεταξύ των δύο μεθόδων πηγάζει από την ενέργεια που απελευθερώνεται από τις αντιδράσεις που χρησιμοποιούνται στη τεχνική NRA, γνωστή ως Q-value. Αυτή η ενέργεια προκύπτει από τη διαφορά των μαζών ηρεμίας των σωματιδίων που αλληλεπιδρούν, και των σωματιδίων που παράγονται από την αντίδραση, σύμφωνα με την εξίσωση:

$$Q = (M_1 + M_2)c^2 - (M_3 + M_4)c^2 \quad (1.2.5.1)$$

όπου  $M_1$  και  $M_2$  οι μάζες των αλληλεπιδρώντων σωματιδίων και  $M_3$  και  $M_4$  οι μάζες των σωματιδίων που παράγονται από την αντίδραση.

Στην περίπτωση των αντιδράσεων που συνήθως χρησιμοποιούνται στην NRA, όπου παρουσιάζονται υψηλά θετικά Q-values, παρουσιάζονται δύο σημαντικά πλεονεκτήματα. Αρχικά, τα σωματίδια που προκύπτουν από τις πυρηνικές αντιδράσεις ανιχνεύονται σε υψηλές ενέργειες, μεγαλύτερες από τις ελαστικές σκεδάσεις, όπου δεν υπάρχει υπόβαθρο, με αποτέλεσμα να μην παρατηρείται αλληλοεπικάλυψη με άλλες κορυφές στο φάσμα. Δεύτερον, όπως συμβαίνει και στην περίπτωση της PIGE, κάθε αντίδραση και, συνεπώς, η ενέργεια στην οποία θα ανιχνευτεί το σωματίδιο, είναι χαρακτηριστική για κάθε ισότοπο. Αυτό καθιστά την NRA εξαιρετικά επιλεκτική για κάθε ισότοπο στο δείγμα και, υπό ορισμένες συνθήκες, της επιτρέπει να μετρήσει ταυτόχρονα πολλά στοιχεία παρόμοιας μάζας σε ένα δείγμα. Αυτή η ιδιότητα, καθιστά την NRA εξαιρετική τεχνική για τη μέτρηση λόγων ισοτόπων του ίδιου στοιχείου, όπως για παράδειγμα  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ , καθώς έχουν διαφορετικές ενέργειες στο φάσμα και μπορούν εύκολα να μετρηθούν ξεχωριστά. Επιπλέον, λόγω των παρόμοιων πειραματικών διατάξεων, η NRA μπορεί να χρησιμοποιηθεί ταυτόχρονα με την EBS ή την RBS για ακόμα καλύτερα αποτελέσματα. Στην συγκεκριμένη περίπτωση βέβαια, ο συνδυασμός μεθόδων είναι αδύνατος, λόγω των ιδιαίτερων χαρακτηριστικών του στόχου, όπως θα παρουσιαστεί παρακάτω.

Η επιλογή της κατάλληλης δέσμης ιόντων αποτελεί, και στην περίπτωση της NRA, σημαντικό χαρακτηριστικό της μέτρησης, όπως προαναφέρθηκε και για τις υπόλοιπες μεθόδους. Ο σημαντικότερος όμως παράγοντας, είναι η διαθεσιμότητα κατάλληλων αντιδράσεων, τα Q-values και η ενεργός διατομή αυτών. Οι δέσμες πρωτονίων, παρουσιάζουν την υψηλότερη διεισδυτικότητα λόγω της χαμηλότερης απώλειας ενέργειας. Ωστόσο, δεν είναι κατάλληλες για NRA, αφού σε πολλές περιπτώσεις, παρουσιάζουν αρνητικά Q-values, και ακόμη και όταν είναι θετικά, οι τιμές συνήθως είναι χαμηλές. Ειδικότερα στην περίπτωση του άνθρακα, όλες οι

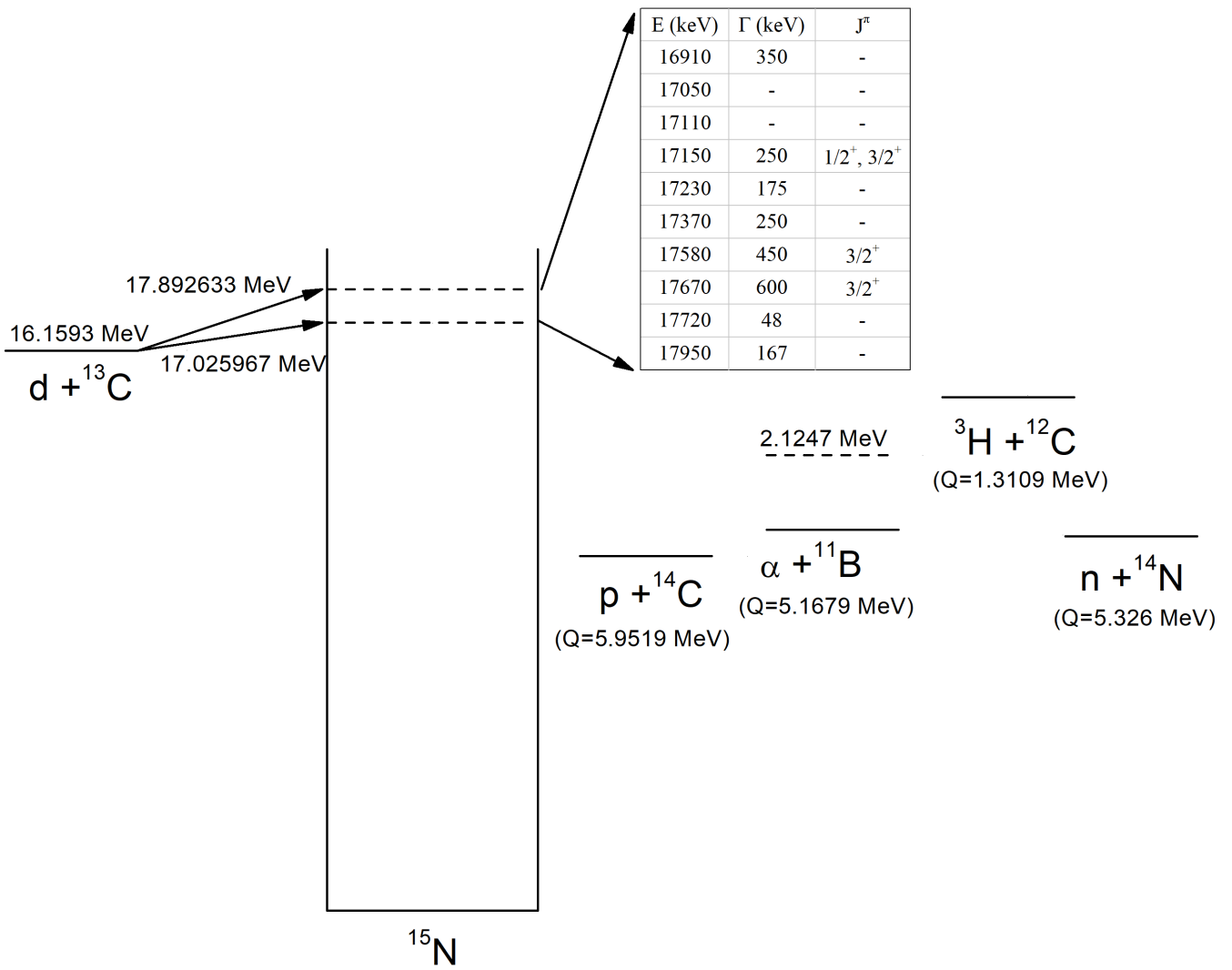
αντιδράσεις είναι ενδόθερμες απαγορεύοντας την χρήση τους. Ομοίως, η δέσμη σωματιδίων α δεν συνηθίζεται λόγω των αρνητικών Q-values και των συνήθως χαμηλών τιμών της ενεργού διατομής. Για τον λόγο αυτό, η χρήση δέσμης δευτερίων είναι η καταλληλότερη, καθώς διεγείρει πολλά κανάλια αντιδράσεων, συνήθως παρουσιάζει αντιδράσεις ισχυρά εξώθερμες για τα περισσότερα ελαφρά στοιχεία, επιτρέποντας την ταυτόχρονη μέτρησή τους, ενώ παράλληλα προσφέρει αρκετά μεγάλη διεισδυτικότητα στο στόχο.

### 1.3 Μελέτη των πυρηνικών αντιδράσεων $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ , $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ , $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$ και $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$

Τα προαναφερθέντα χαρακτηριστικά καθιστούν την d-NRA (NRA με δέσμη δευτερίων) την καταλληλότερη τεχνική για την ανίχνευση του  $^{12}\text{C}$  και  $^{13}\text{C}$ . Παρέχει τη δυνατότητα για όσο το δυνατόν λιγότερο καταστροφική μέτρηση κατά βάθος, όπως και οι υπόλοιπες τεχνικές IBA, έχει τη δυνατότητα να ανιχνεύσει ταυτόχρονα πολλά ελαφρά στοιχεία στο δείγμα και μπορεί εύκολα να ξεχωρίσει τον  $^{12}\text{C}$  από τον  $^{13}\text{C}$ , ακόμα και σε περίπλοκα δείγματα. Συγκεκριμένα, η αντίδραση  $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$  παρουσιάζει υψηλές τιμές ενεργού διατομής, συγκρίσιμες με αυτές της ελαστικής σκέδασης, ενώ παράλληλα είναι πολύ καλά μελετημένη, καθιστώντας την ιδανική για την μέτρηση του  $^{12}\text{C}$ .

Για την περίπτωση του  $^{13}\text{C}$ , η αντίδραση  $d + ^{13}\text{C}$  οδηγεί στη δημιουργία του σύνθετου πυρήνα  $^{15}\text{N}^*$ , ο οποίος για ενέργειες δέσμης δευτερίων από 1.0 έως 2.0 MeV διεγείρεται στην περιοχή με εύρος ενεργειών από 17.026 έως 17.893 MeV. Στο διάγραμμα που ακολουθεί, η περιοχή διέγερσης του σύνθετου πυρήνα φαίνεται με διακεκομμένες γραμμές.

Οι αντιδράσεις  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$  παρουσιάζουν υψηλά, θετικά Q-values, όπως φαίνεται στο ενεργειακό διάγραμμα παρακάτω, επιτρέποντας την μέτρηση του ισοτόπου με τη χρήση όλων αυτών των αντιδράσεων. Ωστόσο, παρόλο που υπάρχουν διαθέσιμα δεδομένα στη βιβλιογραφία για τις αντιδράσεις αυτές, δεν είναι εξίσου καλά μελετημένες και όπου υπάρχουν δύο σετ δεδομένων [3]-[4], επιτρέποντας έτσι τη σύγκρισή τους, παρατηρούνται σημαντικές διαφορές. Συμπεραίνουμε λοιπόν, ότι η εκτενέστερη μελέτη των παραπάνω τεσσάρων αντιδράσεων είναι αναγκαία. Αυτό ακριβώς είναι και το θέμα που πραγματεύεται η παρούσα εργασία, κατά τη διεξαγωγή της οποίας πραγματοποιήθηκαν πειράματα, τα αποτελέσματα των οποίων παρουσιάζονται παρακάτω.



Εικόνα 1.3.1: Ενεργειακό διάγραμμα του σύνθετου πυρήνα  $^{15}\text{N}^*$

## 2 Πειραματική διάταξη

### 2.1 Επιταχυντής Tandem Van de Graaff

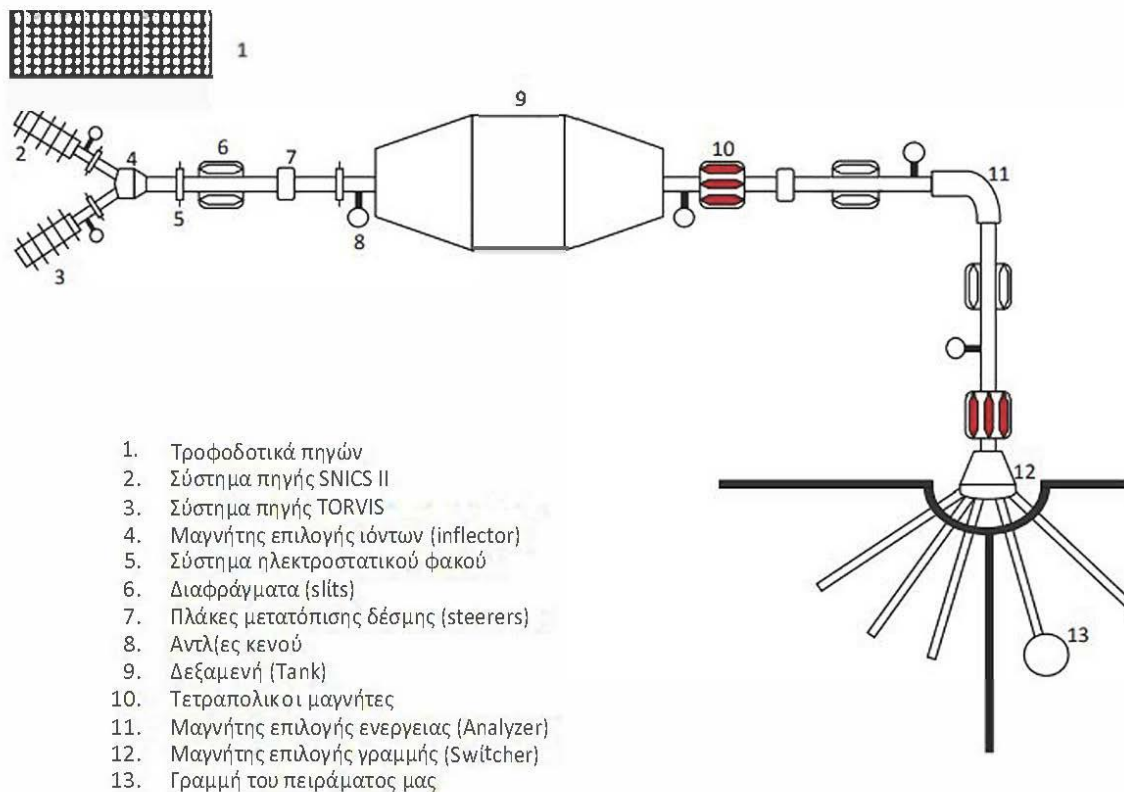
Η πειραματική διαδικασία πραγματοποιήθηκε εξ' ολοκλήρου στο ινστιτούτο πυρηνικής και σωματιδιακής φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος», τον Μάρτιο του 2023, το οποίο είναι εξοπλισμένο με ένα γραμμικό επιταχυντή T11/25 HVEC Tandem Van de Graaff Electrostatic Accelerator μέγιστης διαφοράς δυναμικού 5.5 M.V.



Εικόνα 2.1.1: Επιταχυντική διάταξη – κεντρική δεξαμενή, σε πανοραμική λήψη

Οι επιταχυντικές διατάξεις αυτού του τύπου αποτελούνται από τρία βασικά τμήματα:

- Πηγές παροχής ιόντων
- Γεννήτρια van de Graaff
- Πειραματικές γραμμές



Εικόνα 2.1.2: Μικρογραφία της επιταχυντικής διάταξης



Η λειτουργία ενός επιταχυντή βασίζεται σε μία πηγή ιόντων, η οποία δημιουργεί ιόντα μέσω αφαίρεσης ή προσθήκης ηλεκτρονίων στο αντίστοιχο ουδέτερο άτομο. Οι δύο πηγές, η SNICS II που χρησιμοποιείται για βαριά ιόντα και η TORVIS που χρησιμοποιείται για ελαφρά ιόντα, βρίσκονται εκατέρωθεν του κεντρικού άξονα επιτάχυνσης. Αφού τα ιόντα απομακρυνθούν από την πηγή, διέρχονται μέσα από τον μαγνήτη επιλογής ιόντων (indeflector), ο οποίος λειτουργεί σαν δικλείδα μεταξύ των δύο πηγών. Στη συνέχεια, τα ιόντα περνούν στον προεπιταχυντικό σωλήνα, αποκτώντας μέγιστη ενέργεια 60 keV.

Η κύρια επιτάχυνση πραγματοποιείται στο εσωτερικό της δεξαμενής από μια μεταλλική σφαίρα, η οποία, μέσω της γεννήτριας Van de Graaff, φορτίζεται θετικά με μέγιστη τιμή τάσης στα 5,5 MV. Τα αρνητικά ιόντα της δέσμης έλκονται ισχυρά προς το μέρος της, αποκτώντας ενέργεια:  $E = q \cdot V_{σφαίρας}$ . Η σφαίρα διαθέτει δυο κυκλικά ανοίγματα, αντιδιαμετρικά σε σχέση με τον άξονα της δέσμης, ώστε τα ιόντα να διέρχονται από τον ιονιστήρα που βρίσκεται στο κέντρο της. Εκεί, τα αρνητικά ιόντα διαπερνούν ένα λεπτό φύλλο άνθρακα και απογυμνώνονται από τα επιπλέον ηλεκτρόνια τους. Συνεπώς αποκτούν θετικό φορτίο και απωθούνται προς τα έξω με τελική ενέργεια:  $E = (n + 1)q \cdot V_{σφαίρας}$  με  $n = 1,2,3, \dots$

Αμέσως μετά την δεξαμενή, η δέσμη συναντά τον μαγνήτη επιλογής ενέργειας (analyzer), ο οποίος λειτουργεί σαν φασματογράφος μάζας. Με την εφαρμογή ισχυρού μαγνητικού πεδίου η δέσμη ιόντων αναγκάζεται να στραφεί κατά 90°, έτσι ώστε να γίνει μονοενεργειακή κατά το μέγιστο δυνατό. Τόσο ο analyzer, όσο και το δυναμικό της σφαίρας, προκαλούν πάντα μια μικρή απόκλιση στην ενέργεια της δέσμης (ripple), η οποία μπορεί να προσδιοριστεί πειραματικά μέσω της διαδικασίας της ενεργειακής βαθμονόμησης.

Μετά τη διέλευση της δέσμης και από τον μαγνήτη επιλογής γραμμής (switcher), αυτή κατευθύνεται στο δεύτερο μέρος, αυτό της μετρητικής διάταξης που περιλαμβάνει τον θάλαμο, τους ανιχνευτές και τον στόχο. Σημαντικό είναι να σημειωθεί, ότι η διαμόρφωση και ο έλεγχος της δέσμης κατά μήκος ολόκληρης της γραμμής, επιτυγχάνεται με τη χρήση διάφορων «οπτικών» στοιχείων, όπως διαφράγματα, πλάκες μετατόπισης, μαγνητικά δίπολα, τετράπολα και συσκευές μέτρησης της έντασης. Επιπλέον, με τη χρήση αντλιών υψηλού κενού, καθώς και οργάνων μέτρησης κενού σε όλο το μήκος της επιταχυντικής γραμμής επικρατούν συνθήκες υψηλού κενού ( $10^{-5} - 10^{-6}$  Torr), με σκοπό την εξάλειψη πιθανών συγκρούσεων μεταξύ των σωματιδίων της δέσμης και των σωματιδίων του αέρα.

Για τις ανάγκες του πειράματος της εργασίας αυτής, παρήχθησαν ιόντα δευτερίου από την πηγή TORVIS και επιταχύνθηκαν αποκτώντας ενέργειες από 1000 – 2000 keV, σαρώνοντας τον στόχο με βήμα 20 – 40 keV. Σημαντικό είναι να αναφερθεί, ότι η χρήση της δέσμης δευτερίου στη συγκεκριμένη περίπτωση, απαιτούσε ιδιαίτερη μεταχείριση. Λόγω της παρουσίας καναλιών αντιδράσεων παραγωγής νετρονίων στην υπό μελέτη αντίδραση, απαιτούνταν ρύθμιση του ρεύματος της δέσμης (της ροής δευτερίων) με σκοπό:

- τη διαμόρφωση κορυφών με καλή στατιστική σε μικρό χρονικό διάστημα ακτινοβολήσης και
- την ελαχιστοποίηση της καταστρεπτικής επίδρασης της δέσμης στον στόχο, λόγω αποκολλήσεων (sputtering)

Επομένως, καθ' όλη τη διάρκεια διεξαγωγής του πειράματος, το ρεύμα της δέσμης διατηρήθηκε κάτω από τα 250 nA. Επιπλέον, ακριβώς πριν τον θάλαμο του γωνιομέτρου, τοποθετήθηκαν δυο αλληπάλληλα κατευθυντικά διαφράγματα (collimators) διαμέτρου 2 mm για την ευθυγράμμιση της δέσμης, τα οποία διαμόρφωσαν προφίλ δέσμης (beam spot)  $\sim 3 \text{ mm}^2$ .

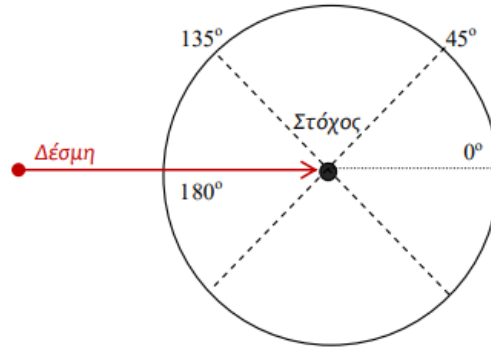
## 2.2 Γωνιομετρικός θάλαμος υψηλού κενού

Η πειραματική γραμμή στην οποία πραγματοποιήθηκε το πείραμα καταλήγει σε έναν γωνιομετρικό θάλαμο υψηλού κενού, κατάλληλο για πειράματα οπισθοσκέδασης. Ο θάλαμος είναι ο χώρος στον οποίο η δέσμη του επιταχυντή συγκρούεται με τον στόχο και περιλαμβάνει μία υψηλής ακρίβειας γωνιομετρική τράπεζα (ακρίβειας  $0.1^\circ$ ). Όπως προαναφέρθηκε, η πειραματική γραμμή, συμπεριλαμβανομένου του θαλάμου, βρίσκεται υπό υψηλό κενό (της τάξης των  $10^{-6}$  Torr) καθ' όλη τη διάρκεια του πειράματος. Το κενό στο θάλαμο επιτυγχάνεται μέσω της λειτουργίας δύο αντλιών κενού, μίας περιστροφικής αντλίας λαδιού (rotary) για τη δημιουργία προκενού και μίας στροβιλομοριακής αντλίας (turbo) για την επίτευξη υψηλού κενού.



**Εικόνα 2.2.1:** Γωνιομετρικός θάλαμος κενού

Το γωνιόμετρο, στην επιφάνειά του, έχει ειδικές εσοχές για την τοποθέτηση μεταλλικών ραγών, πάνω στις οποίες τοποθετούνται τα διάφορα εξαρτήματα της διάταξης. Επίσης, στο κέντρο της γωνιομετρικής τράπεζας βρίσκεται μία στήλη, η οποία έχει τη δυνατότητα να μετακινείται στην κατακόρυφη κατεύθυνση, αλλά και να περιστρέφεται κατά  $360^\circ$ . Η στήλη αυτή αποτελεί την βάση, πάνω στην οποία τοποθετούνται οι στόχοι προς μελέτη. Η θέση του εκάστοτε στόχου καθορίζεται, έτσι ώστε η δέσμη να προσκρούει πάνω του κάθετα.



Εικόνα 2.2.2: Σχεδιάγραμμα της διάταξης του γωνιομέτρου [5]

### 2.3 Ανιχνευτική διάταξη

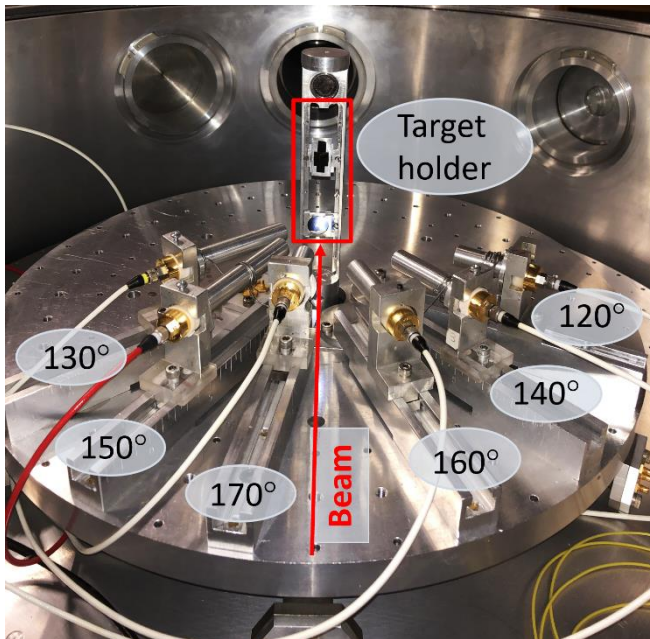
Για την ανίχνευση των εκπεμπόμενων σωματιδίων χρησιμοποιήθηκαν έξι ανιχνευτές πυριτίου επιφανειακού φραγμού (Silicon Surface Barrier – SSB). Οι ανιχνευτές SSB ανήκουν στην κατηγορία των ανιχνευτών ημιαγωγών και λειτουργούν μέσω δημιουργίας ζεύγους οπής – ηλεκτρονίου. Το περιοδικό πλέγμα των κρυσταλλικών υλικών καθορίζει ενεργειακές ζώνες για τα ηλεκτρόνια του στερεού. Η ενέργεια κάθε ηλεκτρονίου που υπάρχει στο υλικό αντιστοιχεί σε κάποια από τις ενεργειακές αυτές ζώνες, οι οποίες είναι διακριτές και χωρίζονται είτε με κενά (gaps) είτε με περιοχές απαγορευμένων ενεργειών.

Πιο συγκεκριμένα, στους ημιαγωγούς η χαμηλότερη ενεργειακά ζώνη ονομάζεται ζώνη σθένους, ενώ η υψηλότερη ενεργειακά ζώνη ονομάζεται ζώνη αγωγιμότητας και περιγράφει τα ηλεκτρόνια τα οποία είναι ελεύθερα να κυκλοφορούν στο υλικό. Οι δύο αυτές ζώνες χωρίζονται με ένα κενό, το μέγεθος του οποίου ποικίλει ανάλογα με το υλικό. Όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο διασχίσει τον ημιαγωγό αλληλεπιδρά με κάποια από τα ηλεκτρόνια της ζώνης σθένους, τα οποία αποκτούν αρκετή ενέργεια έτσι ώστε να διασχίσουν το κενό μεταξύ των ζωνών και να φτάσουν στη ζώνη αγωγιμότητας. Μέσω αυτής της διεγέρσης του ηλεκτρονίου δημιουργείται στη ζώνη σθένους μία οπή, και κατ' επέκταση παρουσιάζεται η δημιουργία ενός ζεύγους οπής – ηλεκτρονίου. Συνεπώς, έπεται ότι όταν ένα φορτισμένο σωματίδιο με επαρκή ενέργεια διασχίζει έναν ημιαγωγό, τότε δημιουργεί πληθώρα ζευγών οπών – ηλεκτρονίων μέσα σε αυτόν.

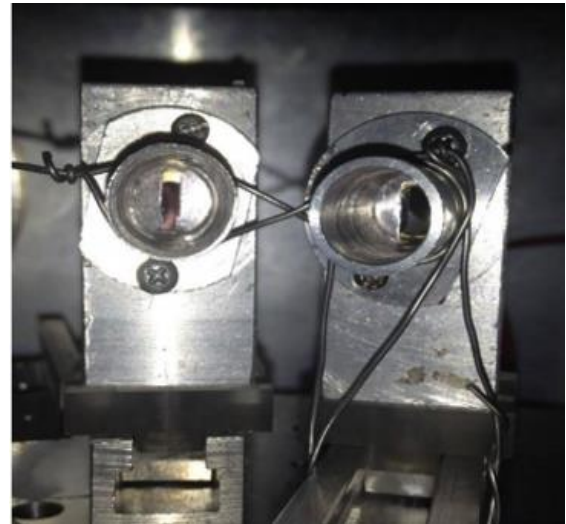
Στη συνέχεια, και οι δύο φορείς φορτίου (ηλεκτρόνια και οπές) θα ολισθαίνουν σε αντίθετες κατευθύνσεις, εφόσον ο ημιαγωγός βρίσκεται υπό τάση. Η κίνηση αυτή των ηλεκτρονίων και των οπών δημιουργεί ένα ρεύμα το οποίο θα παραμείνει έως ότου οι φορείς αυτοί συλληθθούν στα όρια του ενεργού όγκου. Οπότε, κατ' αυτό τον τρόπο, παράγεται από τον ανιχνευτή ένα σήμα, που είναι ανάλογο της ενέργειας που αφήνει το διερχόμενο φορτισμένο σωματίδιο μέσα σε αυτόν. Μέσω κατάλληλων ηλεκτρονικών, που αναφέρονται στη συνέχεια, το σήμα αυτό καταγράφεται σε μορφή φάσματος.

Για την μέτρηση, οι έξι ανιχνευτές τοποθετήθηκαν σε γωνίες οπισθοσκέδασης, και συγκεκριμένα στις γωνίες  $120^\circ$ ,  $130^\circ$ ,  $140^\circ$ ,  $150^\circ$ ,  $160^\circ$  και  $170^\circ$ , σε απόσταση  $\sim 9.5 - 14$  cm από το στόχο, όπως φαίνεται στην παρακάτω εικόνα. Οι ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν είχαν πάχος  $500$   $\mu\text{m}$  και αναλυτική ικανότητα (resolution)  $\sim 17 - 20$  keV. Η επιφάνειά τους είχε διάμετρο  $\sim 1$  cm, γεγονός το οποίο αυξάνει τη γωνιακή αβεβαιότητα. Για τον λόγο αυτό, μπροστά από τους ανιχνευτές τοποθετήθηκαν ορθογώνιες κάθετες σχισμές (slits) οριζόντιου ανοίγματος  $\sim$

3 – 5 mm για τη μείωση της αβεβαιότητας της αζιμουθιακής γωνίας ( $< \pm 2.5^\circ$ ), ενώ ταυτόχρονα διατηρήθηκε η επάρκεια της ενεργού στερεάς γωνίας των ανιχνευτών. Ακόμα, στην είσοδο των ανιχνευτών τοποθετήθηκαν κυλινδρικοί σωλήνες αλουμινίου μικρής διαμέτρου  $\sim 1.1$  cm και διαφόρων μηκών (3-5 cm), για την αποφυγή ανίχνευσης σωματιδίων που σκεδάζονται από τα τοιχώματα του θαλάμου ή και του Faraday cup, το οποίο βρίσκεται στο τέλος της γραμμής, μετά το θάλαμο και συνεισφέρουν στο υπόβαθρο των κορυφών του φάσματος. Τα σήματα των ανιχνευτών εξέρχονται από το θάλαμο από τις αντίστοιχες εξόδους και είναι συνδεδεμένα με τα κατάλληλα ηλεκτρονικά, τα οποία θα αναλυθούν παρακάτω, έτσι ώστε να καταγράφονται ταυτόχρονα και από τους έξι ανιχνευτές για κάθε ενέργεια δευτερίων.

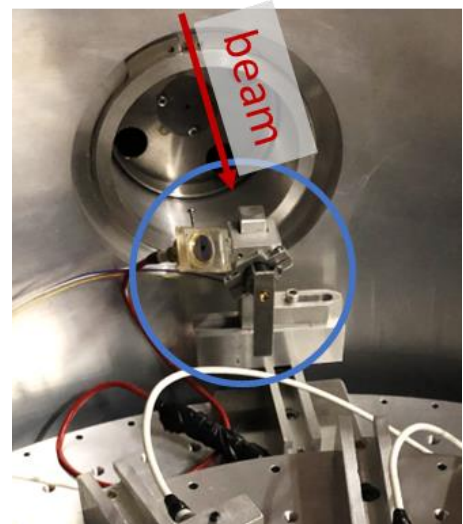


**Εικόνα 2.3.1:** Φωτογραφία του γωνιομέτρου και της ανιχνευτικής διάταξης



**Εικόνα 2.3.2:** Κάθετες σχισμές (slits)

Επιπλέον, μπροστά από το σημείο εισόδου της δέσμης στο θάλαμο, τοποθετήθηκε ένα σύστημα περιοδικής διακοπής της δέσμης (chopper). Το chopper, που φαίνεται στην διπλανή εικόνα, αποτελείται από μία ορθογώνια ράβδο αλουμινίου που στην μπροστινή της όψη έχει μία επικάλυψη χρυσού. Η ράβδος αυτή πραγματοποιεί περιστροφική κίνηση, έτσι ώστε κάθε εννέα δευτερόλεπτα να παρεμποδίζει για ένα δευτερόλεπτο την είσοδο της δέσμης στην ανιχνευτική διάταξη. Στη βάση του chopper είναι τοποθετημένος και ένας ανιχνευτής SSB, σε πίσω γωνία, ώστε να ανιχνεύει τα εκπεμπόμενα σωματίδια από τη ράβδο. Το σύστημα chopper χρησιμοποιήθηκε για την κανονικοποίηση του ρεύματος στις μετρήσεις αξιοπιστίας που πραγματοποιήθηκαν.



**Εικόνα 2.3.3:** Σύστημα περιοδικής διακοπής της δέσμης (chopper)

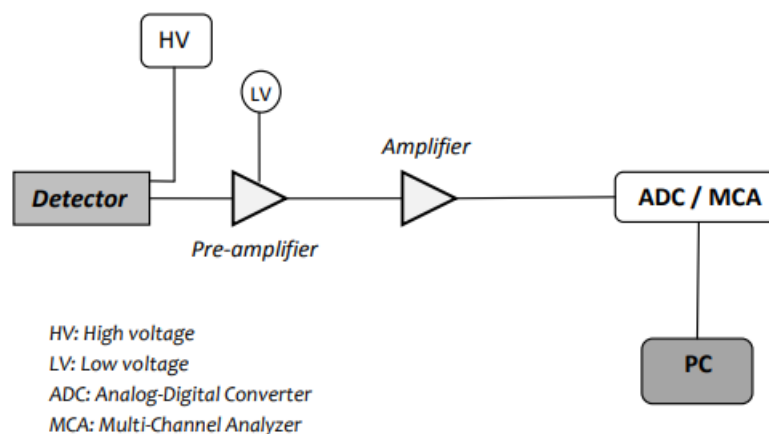
## 2.4 Σύστημα ηλεκτρονικών

Ένας ανιχνευτής (detector) παράγει σήμα ύψους ανάλογο της ενέργειας που αφήνει το ανιχνευόμενο σωματίδιο. Η κανονική λειτουργία του ανιχνευτή επιτυγχάνεται όταν αυτός βρίσκεται υπό τάση. Το σήμα του ανιχνευτή όμως, για να καταλήξει στην μορφή φάσματος, όπως αυτό εμφανίζεται στον υπολογιστή, διαμορφώνεται καθώς περνά μέσα από ένα σύστημα ηλεκτρονικών.

Επομένως, η διαδρομή που ακολουθεί το σήμα έχει ως εξής: το σήμα που παράγει κάθε ανιχνευτής (παλμοί της τάξης  $\mu\text{V}$ ) περνάει από έναν προενισχυτή (pre – amplifier), ο οποίος δίνει στο αρχικό σήμα μια μικρή ενίσχυση, με σκοπό την αύξηση του λόγου σήματος προς θόρυβο. Μέσω του προενισχυτή παρέχεται στον ανιχνευτή και η τάση λειτουργίας του, από ένα τροφοδοτικό τάσης. Στη συνέχεια, το σήμα διαμορφώνεται μέσω ενός ενισχυτή (amplifier), όπου και ενισχύεται κατά το επιθυμητό. Για την κατάλληλη διαμόρφωση, ο χρήστης καλείται να ρυθμίσει μερικές παραμέτρους, όπως είναι ο χρόνος διαμόρφωσης (shaping time) και η παράμετρος «pole zero», που καθορίζει το σημείο μηδενισμού του παλμού, δηλαδή το πότε τελειώνει ένας παλμός και το σύστημα είναι έτοιμο να μετρήσει τον επόμενο. Το σήμα, έπειτα, μετατρέπεται σε ψηφιακό μέσω ενός αναλογικοψηφιακού μετατροπέα (Analog to Digital Converter – ADC) και καταχωρείται ανάλογα με το ύψος του σε ένα κανάλι, μέσω του πολυκαναλικού αναλυτή (Multi-Channel Analyzer – MCA).

Η ρύθμιση της ενίσχυσης (gain) έγινε μέσω ακτινοβόλησης του στόχου με δέσμη δευτερίων. Όπως θα δούμε στη συνέχεια, στην επιφάνεια του στόχου βρίσκεται ένα λεπτό στρώμα χρυσού, επομένως χρησιμοποιώντας δέσμη δευτερίων με ενέργεια  $E_{d,lab}=1000 \text{ keV}$  ρυθμίστηκε η ενίσχυση έτσι ώστε η κορυφή του χρυσού που έχει τη μεγαλύτερη ενέργεια, καθώς είναι βαρύ στοιχείο, να βρίσκεται σχεδόν στο μέσο του πλήθους των διαθέσιμων καναλιών, καθιστώντας έτσι δυνατή τη μέτρηση εντός φάσματος των οπισθοσκεδαζόμενων, ελαστικά σκεδαζόμενων δευτερίων από χρυσό μέγιστης ενέργειας,  $E_{d,lab}=2000 \text{ keV}$ . Τα σκεδαζόμενα δευτέρια από το χρυσό, έχουν ενέργεια κοντινή στην τιμή ενέργειας της δέσμης.

Για τις μετρήσεις της παρούσας εργασίας χρησιμοποιήθηκε μια ενιαία μονάδα για την προενίσχυση και την ενίσχυση του σήματος, καθώς και το αντίστοιχο τροφοδοτικό τάσης. Επιπλέον, επιλέχθηκε η καταχώρηση των παλμών σε 1024 κανάλια, λόγω της ανάλογης διακριτικής ικανότητας των ανιχνευτών. Τέλος, το φάσμα που προκύπτει απεικονίζει σωματίδια (γεγονότα) που ανιχνεύθηκαν με αντίστοιχη ενέργεια (κανάλι). Ο προσδιορισμός της αντιστοιχίας καναλιών σε ενέργειες, γίνεται μέσω της βαθμονόμησης των ηλεκτρονικών που περιγράφεται αργότερα.



Εικόνα 2.4.1: Συνολική συνδεσμολογία ηλεκτρονικών [5]

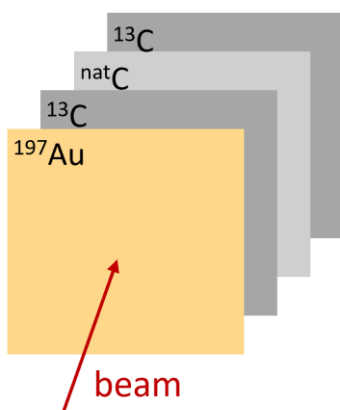
## 2.5 Στόχοι ακτινοβόλησης

Ένα από τα σημαντικότερα στοιχεία του πειράματος αποτέλεσαν οι στόχοι που χρησιμοποιήθηκαν, τόσο για τον προσδιορισμό των διαφορετικών ενεργών διατομών, όσο για τις μετρήσεις αξιοπιστίας.

Για τις μετρήσεις των ενεργών διατομών χρησιμοποιήθηκε ένας στόχος από το εργαστήριο Central Facility for Ion Beams and Radionuclides του Ruhr-Universität Bochum (RUBION) [6], στη Γερμανία. Ο στόχος αυτός αποτελούνταν από 4 διαφορετικά στρώματα (από πίσω προς τα μπροστά):

- ένα στρώμα  $^{13}\text{C}$
- ένα στρώμα  $^{\text{nat}}\text{C}$  εμπλουτισμένου σε  $^{13}\text{C}$  (30 – 40%)
- ένα στρώμα  $^{13}\text{C}$
- ένα λεπτό στρώμα  $^{197}\text{Au}$

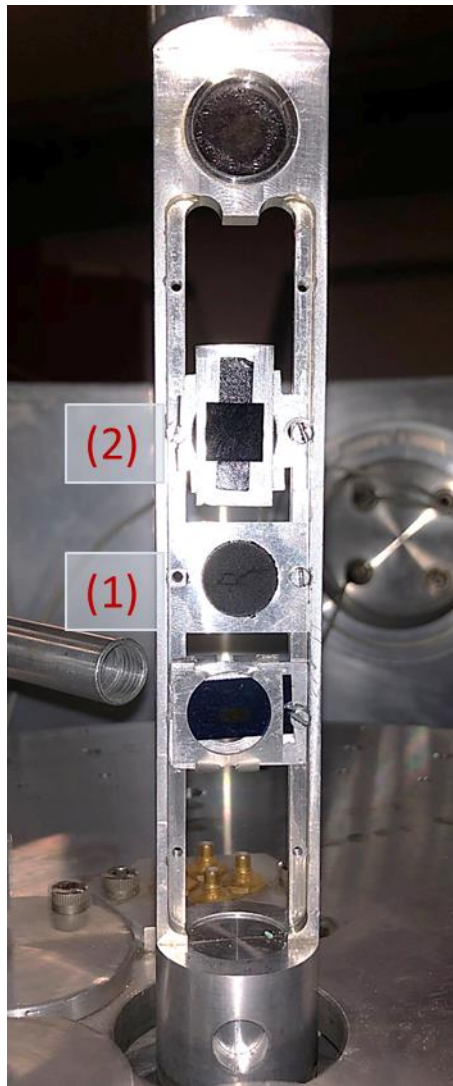
Άρα, μπορούμε να πούμε πως είχαμε έναν πολυστρωματικό στόχο αποτελούμενο κυρίως από άνθρακα, πάνω στη μπροστινή επιφάνεια του οποίου εξαχνώθηκε ένα λεπτό στρώμα χρυσού για τις ανάγκες του παρόντος πειράματος. Η μπροστινή επιφάνεια του στόχου, στην οποία βρισκόταν ο χρυσός, ήταν στραμμένη προς τη δέσμη. Η εξαχνωση του χρυσού πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο του RUBION.



**Εικόνα 2.5.1:** Σχηματική απεικόνιση του στόχου που χρησιμοποιήθηκε για τον προσδιορισμό των διαφορετικών ενεργών διατομών

Για τις μετρήσεις αξιοπιστίας (benchmarking) χρησιμοποιήθηκε ένας στόχος που κατασκευάστηκε στο εργαστήριο, κατά τη διεξαγωγή του πειράματος. Ο στόχος αυτός, ήταν μία παστίλια  $^{13}\text{C}$ , που κατασκευάστηκε με τη χρήση πρέσας 20 tn και αποτελούνταν από 95% σκόνη υψηλής καθαρότητας (99%)  $^{13}\text{C}$  και κατά 5% σελλουλόζη (cellulose –  $\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$ ), που είναι ένας συνδετικός παράγοντας. Το επιθυμητό αποτέλεσμα ήταν η σκόνη να σχηματίσει έναν συμπαγή και στέρεο στόχο, με όσο το δυνατόν λιγότερες ρωγμές ή αέρα ενδιάμεσα, ώστε να έχουμε πλήρη γνώση της σύστασης του στόχου που θα ακτινοβοληθεί.

Τέλος, για το benchmarking χρησιμοποιήθηκε και ένας δεύτερος στόχος υαλώδους άνθρακα (glassy carbon), δηλαδή φυσικός άνθρακας ( $^{\text{nat}}\text{C}$ ) σε μορφή γυαλιού. Ο στόχος αυτός, όπως και το σύστημα chopper, χρησιμοποιήθηκε για την κανονικοποίηση του ρεύματος κατά τις μετρήσεις αξιοπιστίας. Αυτό γίνεται γιατί, ομοίως με το chopper, οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων και ελαστικών σκεδάσεων των δευτερίων σε στόχο  $^{12}\text{C}$  και  $^{197}\text{Au}$  αντίστοιχα είναι γνωστές.



**Εικόνα 2.5.2:** Εικόνα του στόχου της παστίλιας  $^{13}\text{C}$  (1) και του στόχου glassy carbon (2)

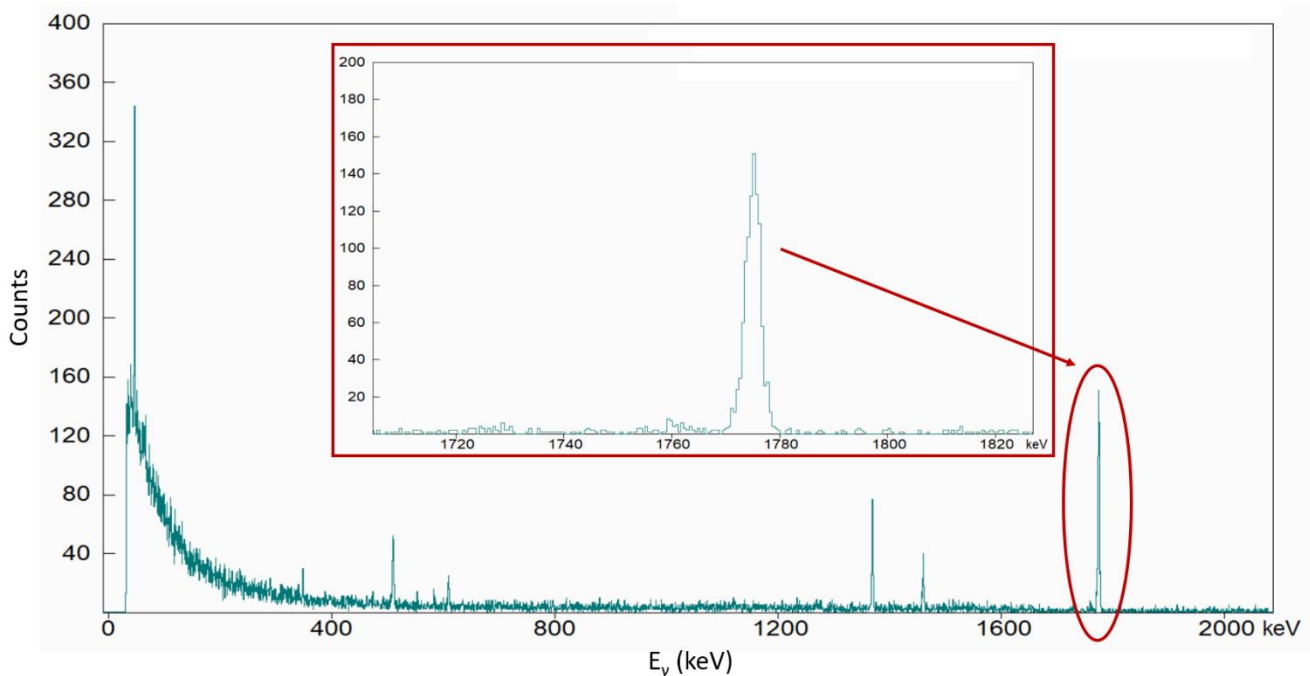
## 2.6 Ενεργειακή βαθμονόμηση επιταχυντή

Πριν την έναρξη του πειράματος, έγινε η απαραίτητη βαθμονόμηση του επιταχυντή, δηλαδή η βαθμονόμηση της ενέργειας που έχει η δέσμη όταν φτάνει στον υπό μελέτη στόχο. Η δέσμη που παρέχεται από τον επιταχυντή θεωρητικά είναι μονοενεργειακή και ιδανικά έχει τη μορφή μιας συνάρτησης δέλτα ( $\delta$ - function), γεγονός που επιτυγχάνεται με τη μέθοδο που αναφέρθηκε στην παράγραφο 2.1. Στην πραγματικότητα όμως, καθώς η μονοενεργητικότητα της δέσμης καθορίζεται μέσω μαγνητικού πεδίου, που προσαρμόζεται αναλόγως με την επιθυμητή από το χρήστη τιμή, παρουσιάζονται μικρές αποκλίσεις στην ενέργεια αυτή. Έτσι, η συνάρτηση που περιγράφει την ενέργεια της δέσμης είναι στη μορφή κατανομής τύπου Gauss, η οποία περιγράφει τις αποκλίσεις που παρουσιάζονται γύρω από την κεντρική τιμή της ενέργειας.

Η αβεβαιότητα αυτή, στην ενέργεια της δέσμης, μπορεί να προσδιοριστεί μέσω της μελέτης λεπτών συντονισμών που μας δίνουν οι αντιδράσεις  $(p,\gamma)$ , όπως είναι για παράδειγμα οι αντιδράσεις  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)$ ,  $^{13}\text{C}(p,\gamma)$  και  $^{32}\text{Si}(p,\gamma)$ . Ειδικότερα, για τη βαθμονόμηση του επιταχυντή

στο πείραμα αυτό χρησιμοποιήθηκε η αντίδραση  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)$  η οποία παρουσιάζει έναν πολύ καλά μελετημένο, ισχυρό και λεπτό συντονισμό, εύρους  $\Gamma \sim 110$  eV, για ενέργεια δέσμης πρωτονίων  $E_{p,\text{lab}} = 991.89$  keV. Το ενεργειακό αυτό επίπεδο, του διεγερμένου πυρήνα  $^{28}\text{Si}^*$  που προκύπτει, αποδιεγείρεται κατά  $\sim 50\%$  με ένα κλάδο δύο φωτονίων, όπου το ένα είναι ενέργειας περίπου  $E_\gamma = 11$  MeV, ενώ το άλλο αντιστοιχεί στην αποδιέγερση της πρώτης διεγερμένης κατάστασης του πυρήνα προς τη βασική στάθμη αυτού, και έχει ενέργεια  $E_\gamma = 1779$  keV. Στο πείραμα, λόγω της χρήσης ανιχνευτή HPGe μικρής απόδοσης, ανιχνεύεται αποκλειστικά η αποδιέγερση της πρώτης διεγερμένης κατάστασης ( $E_\gamma=1779$  keV), η οποία παρουσιάζει μεγάλη αύξηση γεγονότων στη φωτοκορυφή, όταν η ενέργεια της δέσμης φτάσει την ενέργεια του συντονισμού, δηλαδή  $E_{p,\text{lab}} = 991.89$  keV.

Επομένως, η διαδικασία της βαθμονόμησης πραγματοποιείται ως εξής: χρησιμοποιείται ένα παχύ φύλλο αλουμινίου το οποίο αποτελεί τον ακτινοβολούμενο στόχο, τοποθετημένο στο εσωτερικό του Faraday cup στο τελικό σημείο της διάταξης του γωνιομέτρου. Ακριβώς πίσω από το στόχο και εκτός κενού και πειραματικής γραμμής, τοποθετείται ένας ανιχνευτής γερμανίου υψηλής καθαρότητας σχετικής απόδοσης  $\sim 18\%$  για την ανίχνευση των ακτίνων- $\gamma$ . Τέλος, χρησιμοποιείται δέσμη πρωτονίων με αρχική ενέργεια  $E_{p,\text{lab}} = 980$  keV, αυξανόμενη με βήμα που κυμαίνεται από 1 – 5 keV. Αρχικά, το βήμα είναι 4 keV. Ύστερα και καθώς πλησιάζουμε προς την ενέργεια συντονισμού, το βήμα μικραίνει στα 2 keV. Όταν ξεκινήσει η μεγάλη αύξηση των γεγονότων στη φωτοκορυφή, δηλαδή η ενέργεια της δέσμης πλησιάσει την ενέργεια του συντονισμού, το βήμα μικραίνει στο 1 keV για την καλύτερη μελέτη αυτού. Τέλος, το βήμα αυξάνεται στα 5 keV, όταν έχουμε απομακρυνθεί αρκετά από την ενέργεια συντονισμού. Η τελική ενέργεια δέσμης έφτασε τα  $E_{p,\text{lab}} = 1010$  keV. Ενδεικτικά παρατίθεται ένα φάσμα σε ενέργεια  $E_{p,\text{lab}} = 992$  keV, από τα συνολικά 16 φάσματα που λήφθηκαν και μελετήθηκαν, από την αντίδραση  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)$ .



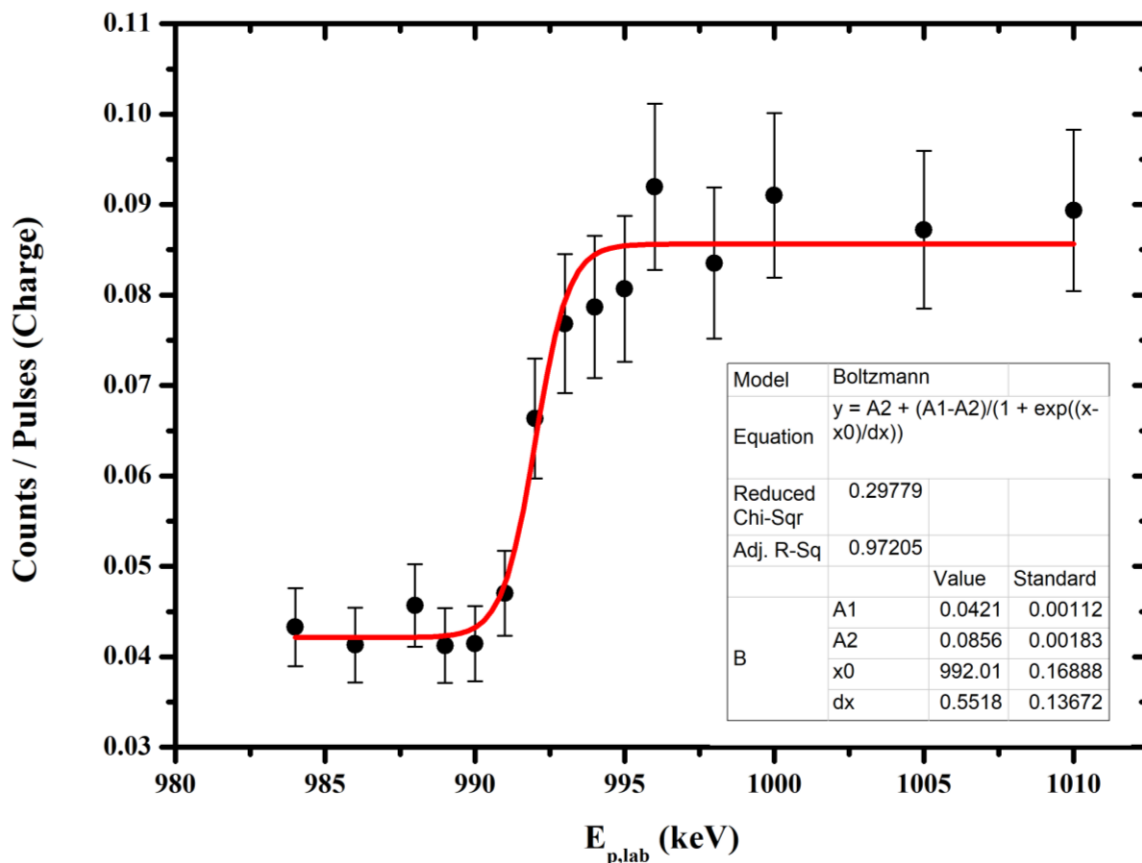
**Εικόνα 2.6.1:** Ενδεικτικό φάσμα της αντίδρασης  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)$ , με  $E_{p,\text{lab}} = 992$  keV

Όπως προαναφέρθηκε, ο σκοπός αυτής της διαδικασίας είναι η εύρεση της κεντρικής τιμής της ενέργειας της δέσμης, εφόσον θεωρείται μη μονοενεργειακή. Η τιμή αυτή προσδιορίζεται γραφικά μέσω του διαγράμματος γεγονότων ανά φορτίο συναρτήσει της



ενέργειας, όπως αυτό παρατίθεται παρακάτω. Τα γεγονότα ανά φορτίο προκύπτουν από την ολοκλήρωση των γεγονότων που έχει η κορυφή του συντονισμού, με χρήση του προγράμματος SPECTRW [7], και την κανονικοποίηση αυτών ως προς το φορτίο. Η καμπύλη του διαγράμματος έχει μια αναμενόμενη σιγμοειδή μορφή. Η μέση της ανόδου της σιγμοειδούς καμπύλης αποτελεί την κεντρική τιμή της ενέργειας της δέσμης, η οποία βρέθηκε ίση με  $E_{p,lab} = 992.01$  keV, ενώ το ενεργειακό εύρος που καλύπτει η άνοδος (από το 12% έως το 88% αυτής) αντιπροσωπεύει το ενεργειακό εύρος της δέσμης (ripple), δηλαδή την αβεβαιότητα στην μονοενεργητικότητα της δέσμης, η οποία βρέθηκε ίση με 1.20 keV.

Για τον προσδιορισμό της κλίσης της ανόδου και κατ' επέκταση του ενεργειακού εύρους της δέσμης χρησιμοποιήθηκαν, όπως προαναφέρθηκε, οι τιμές που βρίσκονται ανάμεσα στο 12% και 88% της ανόδου αντίστοιχα. Ενώ, η ενεργειακή διαφορά μεταξύ της μέσης της ανόδου  $E_{p,lab} = 992.01$  keV και της τιμής  $E_{p,lab} = 991.89$  keV, όπου αναμένεται ο συντονισμός, αποτελεί την ενεργειακή απόκλιση της δέσμης (offset) που βρέθηκε ίση με 0.13 keV. Η απόκλιση αυτή θεωρείται σταθερή σε όλο το ενεργειακό φάσμα που καλύπτεται στο πείραμα αυτό, καθώς το ενεργειακό εύρος που μελετήθηκε ήταν περιορισμένο.



Εικόνα 2.6.2: Ενεργειακή βαθμονόμηση επιταχυντή

## 2.7 Ενεργειακή βαθμονόμηση αναλογικοψηφιακού μετατροπέα / πολυδιαυλικού αναλυτή (ADC / MCA)

Η επόμενη βαθμονόμηση που πρέπει να λάβει χώρα πριν την έναρξη της επεξεργασίας των πειραματικών δεδομένων είναι αυτή του ADC/MCA. Η βαθμονόμηση αυτή εξυπηρετεί ουσιαστικά την αντιστοίχιση των καναλιών, που ορίζονται από τα ηλεκτρονικά της διάταξης, με τις «κατάλληλες» ενέργειες που υπάρχουν στα φάσματα. Για να πραγματοποιηθεί όμως αυτή η αντιστοίχιση θα πρέπει να προσδιοριστούν οι «κατάλληλες» ενέργειες, επομένως είναι απαραίτητη η χρήση ενός στοιχείου για το οποίο να μπορεί να προσδιοριστεί μέσω υπολογισμών η τιμή της ενέργειας των σκεδαζόμενων σωματιδίων που ανιχνεύονται στο πειραματικό φάσμα. Την απαίτηση αυτή καλύπτει με εξαιρετική ακρίβεια ο χρυσός που έχει εξαχρωθεί στο έμπροσθεν μέρος του στόχου που μελετάται. Έτσι, η βαθμονόμηση προκύπτει ως η αντιστοίχιση της τιμής της ενέργειας των οπισθοσκεδαζόμενων σωματιδίων με το κανάλι στο οποίο εμφανίζεται ο μέγιστος αριθμός γεγονότων ελαστικής σκέδασης δευτερίων στο χρυσό  $^{197}\text{Au}(d,d_0)$ , για κάθε συγκεκριμένη ενέργεια και γωνία αντίστοιχα.

Η ενέργεια του οπισθοσκεδαζόμενου σωματιδίου στην ελαστική σκέδαση δευτερίων σε χρυσό στο σύστημα του εργαστηρίου υπολογίζεται μέσω του κινηματικού παράγοντα και δίνεται από την εξίσωση:

$$E_1 = E_0 \frac{M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \left[ \cos \theta \pm \sqrt{\left(\frac{M_1}{M_2}\right)^2 - \sin^2 \theta} \right]^2 \quad (2.7.1)$$

όπου:

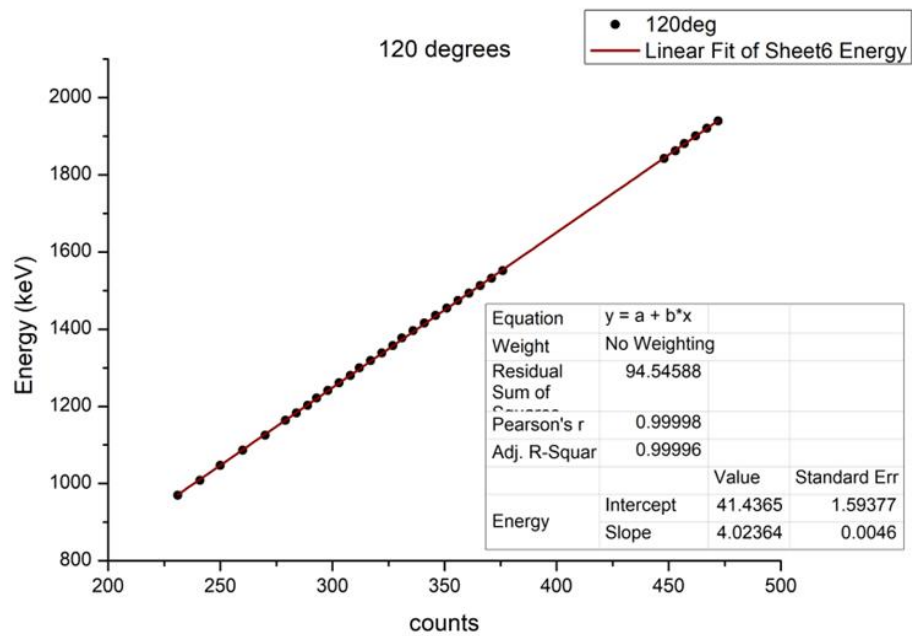
- $E_1$ : η ενέργεια των οπισθοσκεδαζόμενων σωματιδίων στο σύστημα του εργαστηρίου
- $E_0$ : η ενέργεια της δέσμης, εφόσον έχει ληφθεί υπόψιν η ενεργειακή βαθμονόμηση του επιταχυντή
- $M_1, M_2$ : οι ατομικές μάζες του σωματιδίου του δευτερίου και του χρυσού αντίστοιχα και
- $\theta$ : η γωνία σκέδασης του σωματιδίου

Εφόσον ισχύει ότι  $M_1 < M_2$ , στην παραπάνω εξίσωση χρησιμοποιείται μόνο η πράξη της πρόσθεσης.

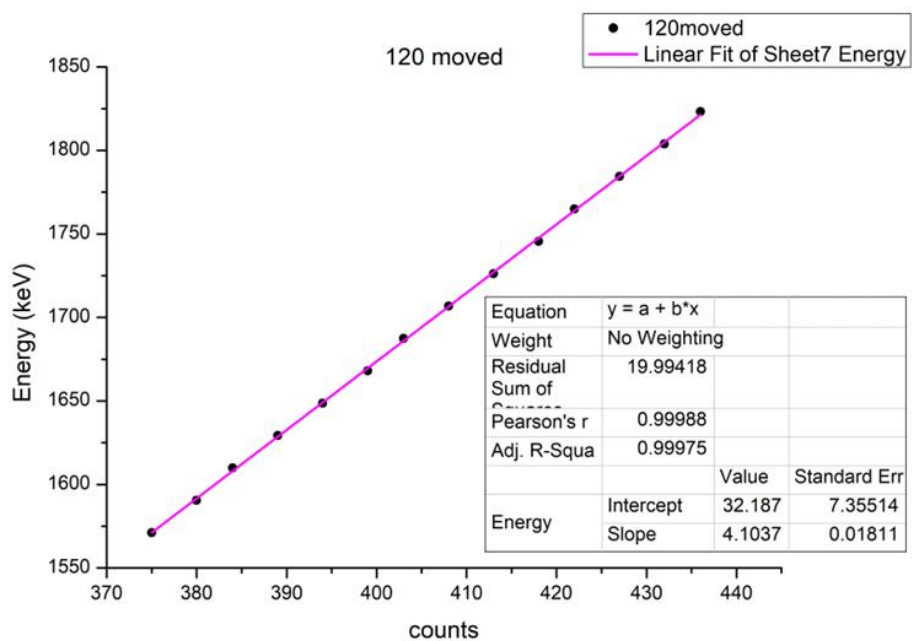
Στη συνέχεια, εντοπίζεται και καταγράφεται το κανάλι στο οποίο εμφανίζεται ο μέγιστος αριθμός σκεδαζόμενων δευτερίων για κάθε ενέργεια και γωνία, για τις οποίες έχει υπολογιστεί η ενέργεια σκεδαζόμενων δευτερίων με την χρήση της παραπάνω εξίσωσης. Στη συγκεκριμένη βαθμονόμηση, χρησιμοποιήθηκαν φάσματα χρυσού με ενεργειακό βήμα  $\sim 20$  keV. Τα αποτελέσματα αυτά αναπαρίστανται γραφικά, όπως φαίνεται στα διαγράμματα ενέργειας – καναλιών παρακάτω.

Είναι εύκολο να παρατηρηθεί ότι η σχέση που περιγράφει τα αποτελέσματα είναι γραμμική ( $y = ax + \beta$ ) και χρησιμοποιώντας τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων προκύπτει η κλίση ( $\alpha$ ) και ο σταθερός όρος ( $\beta$ ) της γραμμικής μορφής της συνάρτησης για κάθε γωνία ανίχνευσης. Χρησιμοποιώντας τα μεγέθη αυτά για κάθε γωνία είναι εφικτή η ενεργειακή βαθμονόμηση των φασμάτων που δίνει ο κάθε ανιχνευτής. Συγκεντρωτικά, τα αποτελέσματα φαίνονται στον παρακάτω πίνακα. Σε όλες τις περιπτώσεις η γραμμικότητα ήταν εξαιρετική και οι αποκλίσεις δεν ξεπέρασαν το 1.8% στη χειρότερη των περιπτώσεων ( $120^\circ$  στη μετατοπισμένη περιοχή) λόγω κακής στατιστικής.

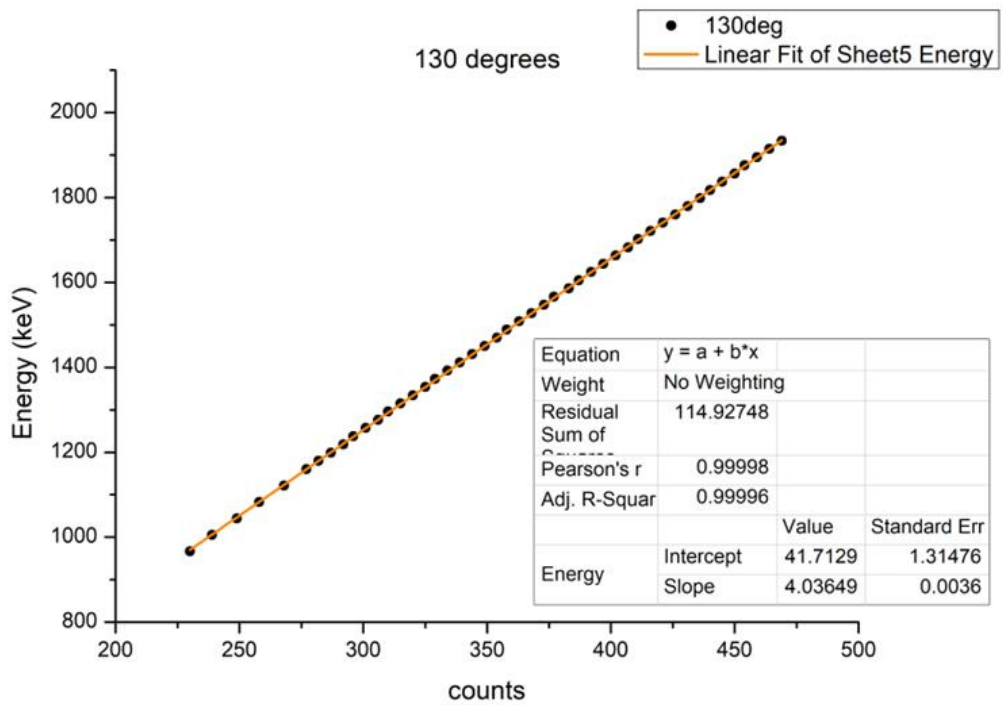
| Γωνία                 | Ενέργεια / Κανάλι |                    | Σταθερός όρος |                   |
|-----------------------|-------------------|--------------------|---------------|-------------------|
|                       | $\alpha$          | $\pm \delta\alpha$ | $\beta$       | $\pm \delta\beta$ |
| 120°                  | 4.0236            | 0.0046             | 41.4          | 1.6               |
| 120°<br>μετατοπισμένη | 4.104             | 0.018              | 32.3          | 7.4               |
| 130°                  | 4.0365            | 0.0036             | 41.7          | 1.3               |
| 140°                  | 3.9052            | 0.0039             | 50.2          | 1.5               |
| 150°                  | 3.9495            | 0.0035             | 51.1          | 1.3               |
| 160°                  | 3.7798            | 0.0045             | 42.6          | 1.7               |
| 170°                  | 3.9430            | 0.0040             | 28.1          | 1.5               |



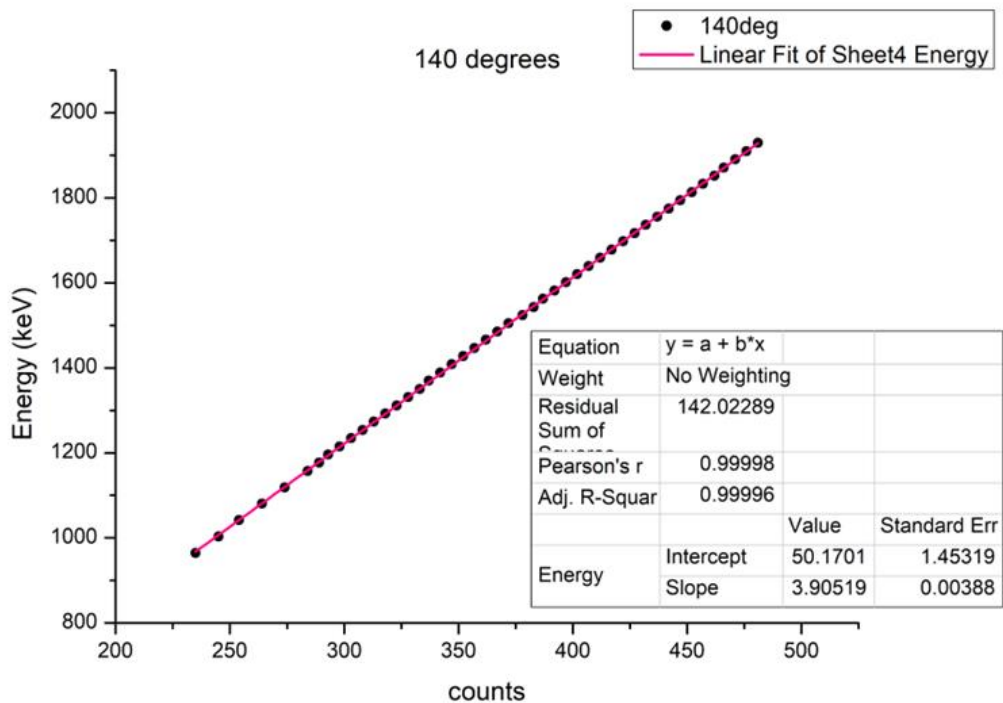
Εικόνα 2.7.1: Ενεργειακή βαθμονόμηση ανιχνευτή στις 120°



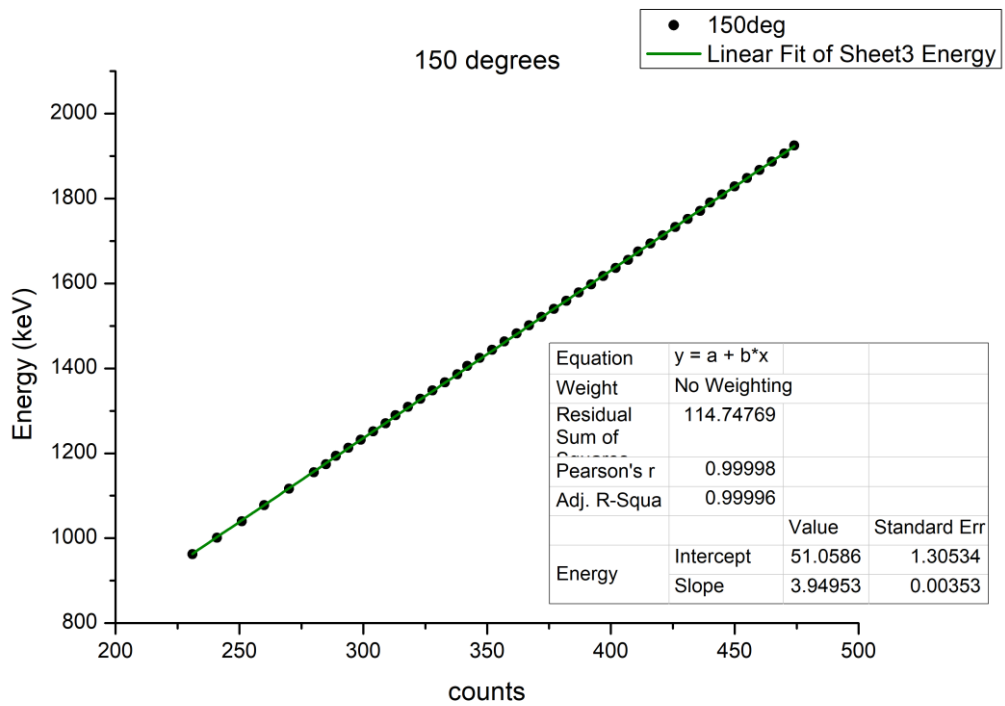
Εικόνα 2.7.2: Ενεργειακή βαθμονόμηση ανιχνευτή στις 120°, στη μετατοπισμένη περιοχή



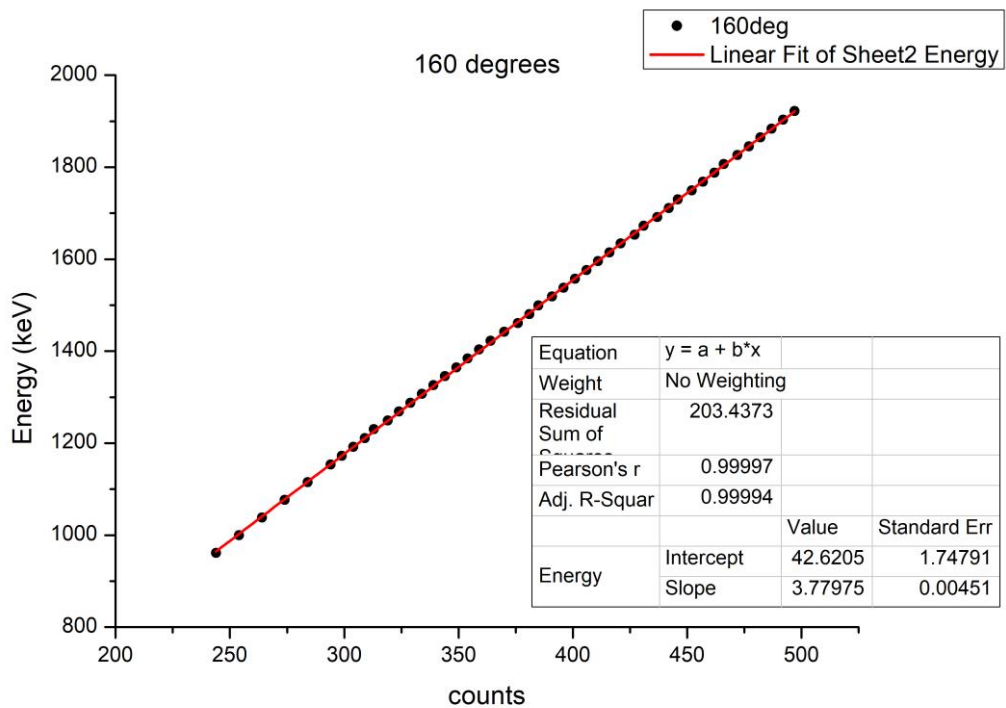
Εικόνα 2.7.3: Ενεργειακή βαθμονόμηση ανιχνευτή στις 130°



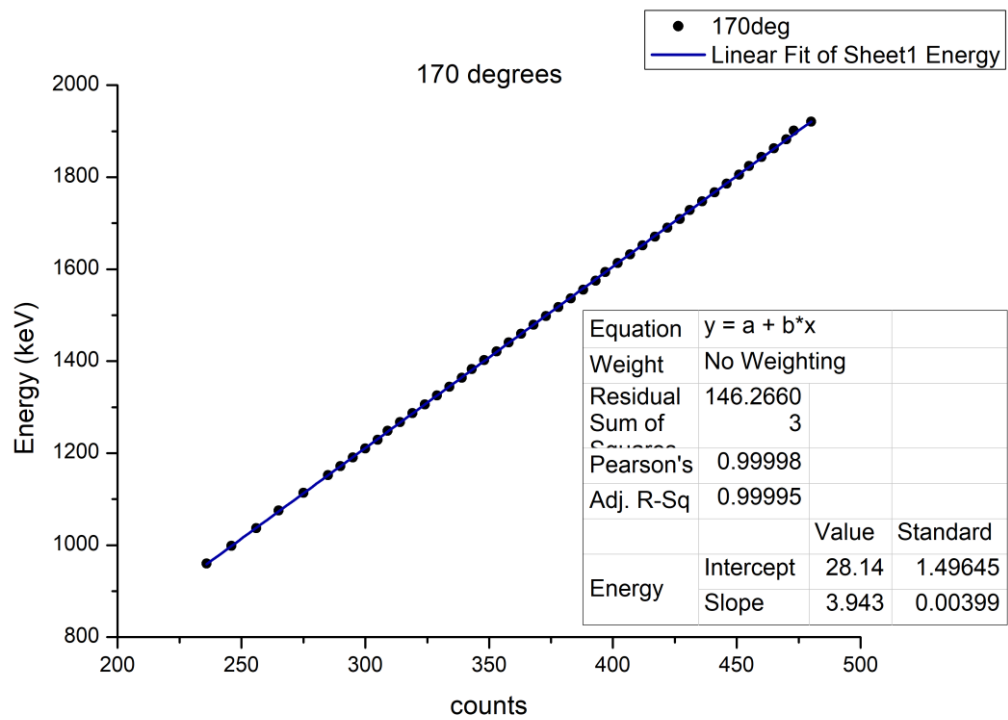
Εικόνα 2.7.4: Ενεργειακή βαθμονόμηση ανιχνευτή στις 140°



Εικόνα 2.7.5: Ενεργειακή βαθμονόμηση ανιχνευτή στις 150°



Εικόνα 2.7.6: Ενεργειακή βαθμονόμηση ανιχνευτή στις 160°



**Εικόνα 2.7.7:** Ενεργειακή βαθμονόμηση ανιχνευτή στις 170°

### 3 Μέθοδος – Ανάλυση πειραματικών δεδομένων & Αποτελέσματα

3.1 Μετρήσεις διαφορικών ενεργών διατομών αντιδράσεων  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$

#### 3.1.1 Ενεργός διατομή & Σχετική μέθοδος μέτρησης

Η διαφορική ενεργός διατομή σκέδασης ενός στοιχείου προσδιορίζεται μέσω πειραματικών αποτελεσμάτων για κάθε τιμή της ενέργειας (E), στο μέσο του πάχους του στόχου και της γωνίας σκέδασης ( $\theta$ ) μέσω της σχέσης:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E,\theta} = \frac{Y}{Q \cdot \Omega \cdot N_t} \quad (3.1.1.1)$$

όπου:

- Y: το συνολικό άθροισμα γεγονότων της κορυφής του στοιχείου προς μελέτη που προκύπτουν από πειραματικά δεδομένα
- Q: ο αριθμός των σωματιδίων που πέφτουν στο στόχο
- $\Omega$ : η στερεά γωνία του ανιχνευτή,  $\Omega = S/R^2$  [sr], με S το εμβαδόν της επιφάνειας του ανιχνευτή και R την απόσταση από το στόχο
- $N_t$ : ο συνολικός αριθμός των ατόμων του στοιχείου προς μελέτη στο στόχο, σε μονάδες επιφανειακής πυκνότητας [άτομα/cm<sup>2</sup>]

Η παραπάνω σχέση χρησιμοποιείται σε πειράματα όπου πραγματοποιούνται απόλυτες μετρήσεις διαφορικής ενεργού διατομής.

Μία εναλλακτική μέθοδος προσδιορισμού της διαφορικής ενεργού διατομής ενός στοιχείου είναι μέσω της σχετικής μέτρησης. Σε μία σχετική μέτρηση διαφορικής ενεργού διατομής, μετράται ταυτόχρονα το στοιχείο προς μελέτη, καθώς επίσης και η διαφορική ενεργός διατομή ενός στοιχείου, του οποίου η ενεργός διατομή είναι γνωστή για τις ενέργειες και τις γωνίες στις οποίες πραγματοποιείται το πείραμα. Ειδικότερα, εάν το στοιχείο αυτό ακολουθεί την σχέση διαφορικής ενεργού διατομής κατά Rutherford, όπως για παράδειγμα ο χρυσός που εξαχνώθηκε στην επιφάνεια του παρόντος στόχου, τότε η αβεβαιότητα του τελικού αποτελέσματος για τη διαφορική ενεργό διατομή του αγνώστου στοιχείου μειώνεται σημαντικά, αφού η διαφορική ενεργός διατομή κατά Rutherford υπολογίζεται αναλυτικά και δεν εμπεριέχει σφάλματα. Επομένως, καθώς οι μετρήσεις αυτές για τα δύο στοιχεία γίνονται ταυτόχρονα και στην ίδια πειραματική διάταξη, τα μεγέθη Q και  $\Omega$  είναι κοινά, οπότε διαιρώντας κατά μέλη τις σχέσεις για τη διαφορική ενεργό διατομή κάθε στοιχείου (σχέση 3.1.1.1), και πιο συγκεκριμένα για τον  $^{13}\text{C}$  και τον  $^{197}\text{Au}$ , προκύπτει η σχέση:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E,\theta}^{^{13}\text{C}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E',\theta}^{^{197}\text{Au}} \cdot \frac{Y_{^{13}\text{C}}}{Y_{^{197}\text{Au}}} \cdot \frac{N_{^{197}\text{Au}}}{N_{^{13}\text{C}}} \quad (3.1.1.2)$$

όπου:

- $\theta$ : η γωνία σκέδασης
- E: η ενέργεια στο μέσο του πάχους του στόχου

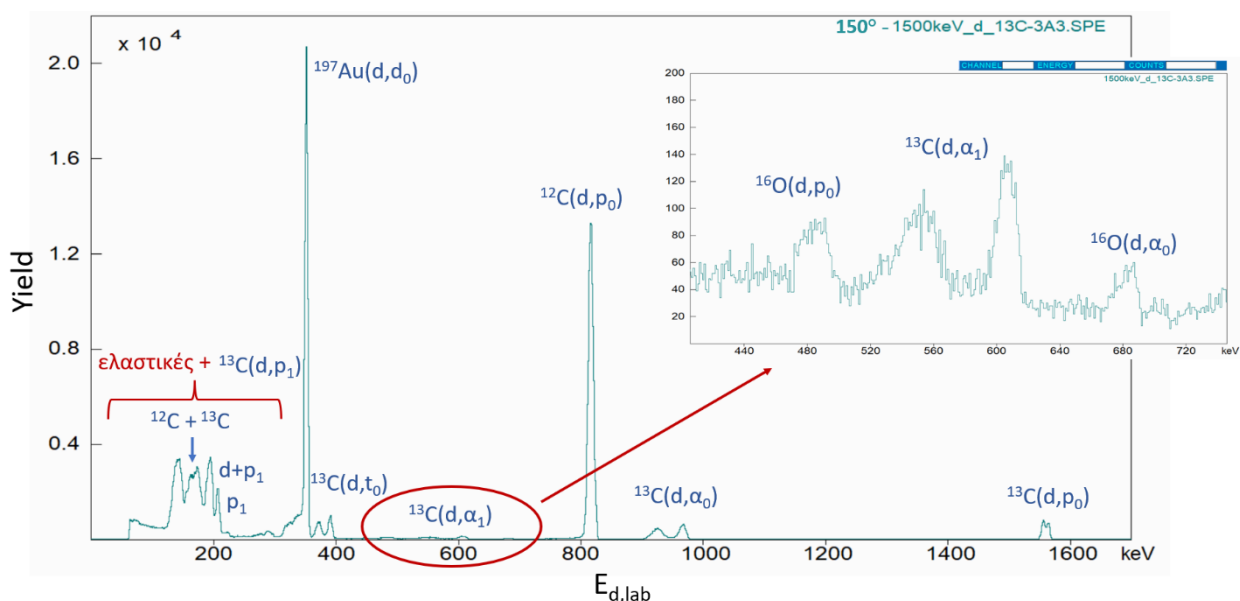
- $E'$ : η ενέργεια στην επιφάνεια του στόχου, η οποία μπορεί να θεωρηθεί ίση με την ενέργεια δέσμης, εφόσον ο θάλαμος βρίσκεται σε κενό
- $Y_{13C}$ : συνολικό άθροισμα γεγονότων της κορυφής του  $^{13}C$ , όπως προκύπτουν από τα πειραματικά φάσματα, μέσω ολοκλήρωσης ή “fitting”
- $Y_{197Au}$ : συνολικό άθροισμα γεγονότων της κορυφής του  $^{197}Au$ , όπως προκύπτουν από τα πειραματικά φάσματα, μέσω ολοκλήρωσης ή “fitting”
- $\frac{N_{197Au}}{N_{13C}}$ : ο λόγος του συνολικού αριθμού ατόμων χρυσού προς τον αντίστοιχο συνολικό αριθμό ατόμων  $^{13}C$  στο στόχο

Στην παρούσα εργασία, προτιμήθηκε η μέθοδος της σχετικής μέτρησης της διαφορικής ενεργού διατομής, καθώς αυτή απαλλάσσει το τελικό αποτέλεσμα από μεγέθη που ο προσδιορισμός τους προσθέτει μεγάλη αβεβαιότητα στο τελικό αποτέλεσμα, όπως είναι η μέτρηση του αριθμού των σωματιδίων που φτάνουν στην επιφάνεια του στόχου ( $Q$ ) και η στερεά γωνία των ανιχνευτών ( $\Omega$ ). Στη συνέχεια, επεξηγείται ο τρόπος με τον οποίο προσδιορίστηκαν οι επιμέρους παράγοντες της παραπάνω σχέσης για τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής των αντιδράσεων  $^{13}C(d,p_0)^{14}C$ ,  $^{13}C(d,\alpha_0)^{11}B$ ,  $^{13}C(d,\alpha_1)^{11}B$  και  $^{13}C(d,t_0)^{12}C$ .

### 3.1.2 Ταυτοποίηση κορυφών στα πειραματικά φάσματα

Ένα από τα σημαντικότερα τμήματα στο αρχικό στάδιο της ανάλυσης των πειραματικών φασμάτων, όπως προκύπτουν από τον πολυκαναλικό αναλυτή, είναι η ταυτοποίηση των κορυφών κάθε φάσματος με το σωστό εκπεμπόμενο σωματίδιο από την εκάστοτε αντίδραση.

Παρακάτω φαίνεται ένα σχήμα με ένα τυπικό πειραματικό φάσμα, όπου συμπεριλαμβάνονται οι κορυφές που αναγνωρίστηκαν μετά τη βαθμονόμηση των ανιχνευτών, με χρήση δεδομένων από το πρόγραμμα catkin [8].



**Εικόνα 3.1.2.1:** Τυπικό φάσμα για ενέργεια δέσμης  $E_{d,lab} = 1500$  keV και για γωνία ανίχνευσης  $150^\circ$ , όπου διακρίνονται οι κορυφές που αναγνωρίστηκαν



Από την παραπάνω εικόνα είναι φανερό πως όλες οι κορυφές των αντιδράσεων του  $^{13}\text{C}$  είναι διπλές. Αυτό ήταν αναμενόμενο, αν αναλογιστεί κανείς ότι ο στόχος είναι πολυστρωματικός και αποτελείται από δύο στρώματα  $^{13}\text{C}$ , με το πρώτο να βρίσκεται αμέσως μετά το στρώμα χρυσού, και το δεύτερο να βρίσκεται στο πίσω μέρος του στόχου, αμέσως μετά το στρώμα εμπλουτισμένου φυσικού άνθρακα σε  $^{13}\text{C}$ .

Αν τώρα κοιτάξει κανείς την δεξιά περιοχή του φάσματος, όπου φαίνονται οι κορυφές από τις ελαστικές σκεδάσεις του άνθρακα, αλλά και η κορυφή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(\text{d},\text{p}_1)^{14}\text{C}$ , θα παρατηρήσει πως οι κορυφές αυτές αλληλεπικαλύπτονται. Στην πρώτη από αριστερά, ξεχωρίζει η κορυφή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(\text{d},\text{p}_1)^{14}\text{C}$  του μπροστινού  $^{13}\text{C}$ . Αμέσως δεξιά της, είναι μία κορυφή με μεγαλύτερο άνοιγμα, η οποία περιλαμβάνει την κορυφή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(\text{d},\text{p}_1)^{14}\text{C}$  του πίσω  $^{13}\text{C}$ , αλλά και την κορυφή της ελαστικής σκέδασης του μπροστινού  $^{13}\text{C}$ . Αμέσως δεξιά αυτής, είναι η κορυφή της ελαστικής σκέδασης του πίσω  $^{13}\text{C}$ , αλλά και η κορυφή της ελαστικής σκέδασης του  $^{12}\text{C}$ .

Συνεπώς, συμπεραίνουμε πως αυτή η περιοχή είναι αδύνατον να αναλυθεί, λόγω αλληλεπικαλύψεων. Τελικά, αυτός είναι και ο λόγος που παρόλο που στα πειραματικά φάσματα εμπριέχονται οι ελαστικές σκεδάσεις του  $^{13}\text{C}$ , καθώς επίσης και οι κορυφές της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(\text{d},\text{p}_1)^{14}\text{C}$ , θα αναλυθούν και θα εξαχθούν αποτελέσματα μόνο για τις αντιδράσεις  $^{13}\text{C}(\text{d},\text{p}_0)^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(\text{d},\alpha_0)^{11}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}(\text{d},\alpha_1)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(\text{d},\text{t}_0)^{12}\text{C}$ .

Επίσης, αξίζει να σημειωθεί ότι, όπως φαίνεται και στο φάσμα, μέσα στο στόχο ανιχνεύθηκε οξυγόνο, από τις κορυφές του  $^{16}\text{O}(\text{d},\text{p}_0)$ ,  $^{16}\text{O}(\text{d},\alpha_0)$  και  $^{16}\text{O}(\text{d},\alpha_1)$ , η οποία δεν φαίνεται στο φάσμα αυτό, αλλά το κανάλι της ανοίγει για μεγαλύτερες ενέργειες δευτερίων. Φυσικά, η παρουσία οξυγόνου στο στόχο ήταν κάτι που δεν γνωρίζαμε προτού αναλύσουμε τα πειραματικά φάσματα. Όμως, εύκολα μπορεί να αιτιολογηθεί αν σκεφτούμε ότι, πιθανότατα, η διαδικασία της εξάχνωσης δεν έγινε υπό ιδανικές συνθήκες, το οποίο μπορεί να οδήγησε στην προσκόλληση μορίων οξυγόνου στον στόχο προς μελέτη.

Ομοίως, επειδή ο άνθρακας είναι πορώδες υλικό, και όπως παρατηρούμε η κάθοδος της κορυφής του χρυσού δεν είναι το ίδιο οξεία με την άνοδο, αιτιολογούμε την εμφάνιση αυτή, με την πιθανή προσκόλληση μικρής ποσότητας χρυσού στους πόρους του μπροστινού στρώματος  $^{13}\text{C}$ , ίσως ακόμα και στα επόμενα στρώματα του στόχου, μέσω της εξάχνωσης του χρυσού πάνω στο στόχο.

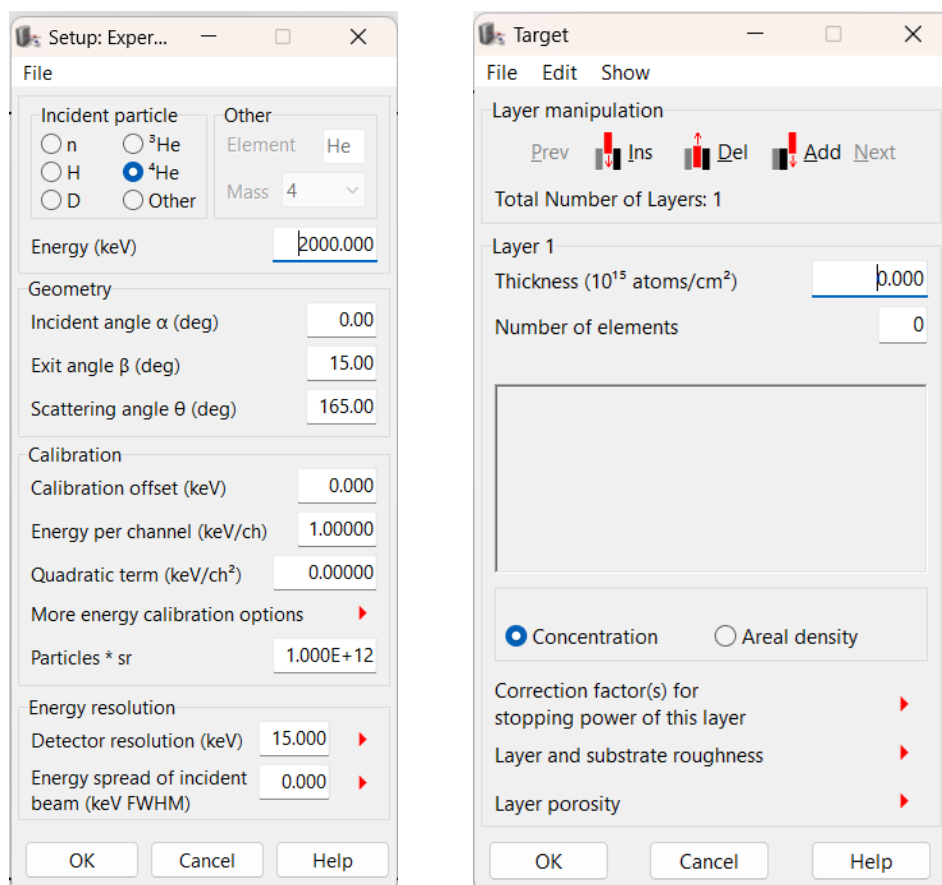
Τέλος, εξετάζοντας τις κορυφές των τεσσάρων αντιδράσεων προς μελέτη, παρατηρούμε πως είναι σε υψηλά ενεργειακά κανάλια, δηλαδή τα σωματίδια αυτών των αντιδράσεων εκπέμπονται σε μεγάλες σχετικά ενέργειες, απομακρυσμένες από αυτές των ελαστικών καναλιών. Αυτό, καθιστά τις κορυφές «καθαρές» από θόρυβο υποβάθρου, δηλαδή κάποιο άλλο εκπεμπόμενο σωματίδιο, και αποτελεί μεγάλο πλεονέκτημα για τη μείωση των στατιστικών σφαλμάτων κατά τον υπολογισμό των γεγονότων των κορυφών.

### 3.1.3 Υπολογισμός διακριτικής ενεργειακής ικανότητας ανιχνευτών (*resolution*)

Ο υπολογισμός της διακριτικής ικανότητας των ανιχνευτών (*detector resolution*), έγινε με χρήση του λογισμικού SIMNRA. Στο λογισμικό αυτό, ο χρήστης μπορεί να ανοίξει αρχεία πειραματικών φασμάτων και να πραγματοποιήσει κάποια είδους ανάλυση. Επιπλέον, το λογισμικό αυτό, κάνει χρήση βιβλιοθήκης ενεργών διατομών και έχει τη δυνατότητα με πραγματικά δεδομένα, να προσομοιώνει πειραματικά φάσματα. Η συγκεκριμένη ιδιότητα θα χρησιμοποιηθεί πολύ για την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων.

Για να πραγματοποιηθεί προσομοίωση κάποιου φάσματος, πρέπει πρώτα να «σχεδιαστεί» ένα εικονικό πείραμα και να δοθούν στο πρόγραμμα κάποια χαρακτηριστικά του πειράματος. Από τα πιο σημαντικά είναι, η ενέργεια και το είδος των σωματιδίων που προσπίπτουν στο στόχο, η γωνία στην οποία βρίσκεται ο ανιχνευτής, η βαθμονόμηση του ανιχνευτή, ο παράγοντας  $Q \cdot \Omega$  (ή στο λογισμικό “Particles \* sr”), η διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή, η σύσταση του στόχου που ακτινοβολείται και τέλος, οι ενεργές διατομές για τις εμπλεκόμενες αντιδράσεις.

Όταν υπάρχουν πειραματικά φάσματα, τότε κάποια από αυτά τα χαρακτηριστικά μπορούν να εκτιμηθούν απαιτώντας από το λογισμικό συμφωνία (fitting) μεταξύ του πειραματικού και του προσομοιωμένου φάσματος.



**Εικόνα 3.1.3.1:** Παράθυρα εισόδου δεδομένων στο λογισμικό SIMNRA

Για τον υπολογισμό της διακριτικής ικανότητας των ανιχνευτών έγινε χρήση των πειραματικών φασμάτων και ειδικότερα της κορυφής της οπισθοσκέδασης Rutherford από τον χρυσό. Η διαδικασία ήταν η ακόλουθη: ανοίγαμε ένα πειραματικό φάσμα στο SIMNRA και γινόταν προσπάθεια προσομοίωσης με την καλύτερη δυνατή συμφωνία. Ύστερα, εστιάζαμε στην περιοχή της ανόδου της κορυφής του χρυσού. Γινόταν αλλαγή του πεδίου της διακριτικής ικανότητας του ανιχνευτή έως ότου η κλίση της ανόδου του φάσματος προσομοίωσης να ταιριάζει απόλυτα με την κλίση του πειραματικού φάσματος. Για λόγους επιβεβαίωσης, η ίδια διαδικασία επαναλήφθηκε για πλήθος ενεργειών για κάθε γωνία ανίχνευσης. Όταν πλέον παρατηρούνταν απόλυτη συμφωνία μεταξύ των δύο φασμάτων στην περιοχή της ανόδου της κορυφής του χρυσού, τότε η διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή θεωρούνταν προσδιορισμένη με μεγάλη ακρίβεια.

Τα δεδομένα εισόδου που δόθηκαν στο λογισμικό για τις προσομοιώσεις αυτές ήταν το είδος των φορτισμένων σωματιδίων στη δέσμη και η ενέργειά της, η βαθμονόμηση των

ανιχνευτών, ενώ για τον παράγοντα  $Q \cdot \Omega$  δόθηκε μία εικονική τιμή, ώστε το ύψος των κορυφών των δύο φασμάτων να βρίσκεται σε συμφωνία. Εφόσον, σε αυτή τη φάση της ανάλυσης δεν είχε βρεθεί ακόμα με ακρίβεια η σύσταση του στόχου, τυχόν ενεργειακές ασυμφωνίες μεταξύ των δύο φασμάτων που οφείλονταν σε διαφορετική σύσταση του στόχου, διορθώνονταν με αλλαγή του πεδίου offset στη βαθμονόμηση.

### 3.1.4 Ολοκλήρωση / fitting κορυφών

Από τις πειραματικές μετρήσεις συγκεντρώθηκαν περισσότερα από 280 φάσματα με περισσότερες από 6 κορυφές το κάθε ένα. Ο πειραματικός προσδιορισμός των  $Y_{13C}$  και  $Y_{197Au}$ , όπως αυτά εμφανίζονται στην εξίσωση (3.1.1.2), γίνεται μέσω της εμβαδομέτρησης των αντίστοιχων κορυφών στα φάσματα. Για το σκοπό αυτό αξιοποιήθηκε το λογισμικό SPECTRW, το οποίο επιτρέπει την ολοκλήρωση ή το “fitting” της κορυφής, καθώς επίσης και την αφαίρεση του πιθανού υποβάθρου.

Όσον αφορά την κορυφή της ελαστικής του χρυσού,  $^{197}Au(d,d_0)$ , η ολοκλήρωσή της ήταν σχετικά απλή, λόγω της πολύ υψηλής στατιστικής που παρουσίαζε, γεγονός αναμενόμενο, καθώς η ενεργός διατομή Rutherford είναι ανάλογη του τετραγώνου του ατομικού αριθμού και ο χρυσός είναι βαρύ στοιχείο ( $Z = 79$ ). Εξάιρεση, όμως, αποτελούσαν οι περιπτώσεις στις οποίες η κορυφή της ελαστικής σκέδασης του χρυσού παρουσίαζε επικάλυψη με την διπλή κορυφή της αντίδρασης  $^{13}C(d,t_0)^{12}C$ , που στην εικόνα 3.1.2.1 φαίνεται αμέσως στα δεξιά της κορυφής  $^{197}Au(d,d_0)$ . Στις περιπτώσεις αυτές, η εμβαδομέτρηση της κορυφής του χρυσού, έγινε με την επιλογή που προσφέρει το λογισμικό του SPECTRW για «προσαρμογή» της κορυφής (fit ή fitting). Κατά τη διαδικασία αυτή, ο χρήστης μπορεί να επιλέξει τα δύο άκρα της κορυφής, το υψηλότερο σημείο της, καθώς επίσης και το πλήρες πλάτος στο μέσο του ύψους (Full Width at Half Maximum – FWHM). Υπάρχει, φυσικά, και η επιλογή αφαίρεσης ή όχι του υποβάθρου (background).

Το εργαλείο αυτό βοηθάει στον ακριβέστερο προσδιορισμό της κορυφής, σε πλάτος και ύψος, την οποία θέλουμε να εμβαδομετρήσουμε. Φυσικά, πρέπει να αναφερθεί ότι η επιλογή της προσαρμογής πάντα θα παρουσιάζει αυξημένο σφάλμα σε σχέση με την απλή ολοκλήρωση, το οποίο θα μεταφερθεί μέσω της διάδοσης των στατιστικών σφαλμάτων και στα τελικά μας αποτελέσματα. Είναι όμως εμφανές, από τα ίδια τα φάσματα, ότι η προσαρμογή ήταν κάτι αναπόφευκτο στην παρούσα εργασία.

Όπως προαναφέραμε στην παράγραφο 3.1.2, η απουσία υποβάθρου αποτελεί μεγάλο πλεονέκτημα για τη μείωση των στατιστικών σφαλμάτων κατά τον υπολογισμό των γεγονότων των κορυφών. Ωστόσο, το γεγονός ότι όλες οι κορυφές των αντιδράσεων είναι διπλές, καθιστά την ολοκλήρωση αυτών αρκετά δύσκολη. Κάτι που, βέβαια, δυσκολεύει ακόμα περισσότερο, είναι όταν οι δύο αυτές κορυφές αλληλεπικαλύπτονται, όπως γίνεται για παράδειγμα στην περίπτωση της διπλής κορυφής της αντίδρασης  $^{13}C(d,p_0)^{14}C$ , όπως φαίνεται στην εικόνα 3.1.2.1 τέρμα δεξιά. Ομοίως λοιπόν, στην ολοκλήρωση των κορυφών των τεσσάρων αντιδράσεων προς μελέτη, πάλι ακολουθήσαμε τη διαδικασία της προσαρμογής (fit) στις διπλές κορυφές της κάθε αντίδρασης. Αυτό σημαίνει ότι ολοκληρώθηκαν δύο κορυφές για κάθε αντίδραση σε κάθε ενεργειακό φάσμα. Δυστυχώς, λόγω άλλων προβλημάτων με το στόχο, η χρήση των πίσω κορυφών του  $^{13}C$  αποδείχθηκε απαγορευτική. Το γεγονός αυτό, μας οδήγησε έπειτα στην αγνόηση του πίσω στρώματος  $^{13}C$ , όπως θα δούμε και σε παρακάτω παράγραφο.

Επιπλέον, πρέπει να αναφερθεί πως στην περίπτωση της αντίδρασης  $^{13}C(d,p_0)^{14}C$  και συγκεκριμένα στη γωνία ανίχνευσης  $160^\circ$ , το ποσοστό αλληλεπικάλυψης των δύο κορυφών ήταν

τόσο μεγάλο, που κατέστησε αδύνατη την ολοκλήρωση των κορυφών, ακόμα και με τη διαδικασία του fitting. Έτσι, οι μετρήσεις της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,p)^{14}\text{C}$  στις  $160^\circ$  χρειάστηκε να εξαιρεθούν από τα τελικά αποτελέσματα.

Τέλος, η εκτίμηση των σφαλμάτων έγινε επίσης μέσω του λογισμικού SPECTRW, παράλληλα με τη διαδικασία ολοκλήρωσης ή προσαρμογής. Το σφάλμα, που εξαρτάται από τη διαδικασία ολοκλήρωσης, αλλά και από τη χρονική διάρκεια της μέτρησης, δεν ξεπέρασε το 10% για την παράμετρο  $Y_{^{13}\text{C}}$ , ενώ παρέμεινε μικρότερο από 0.3% για την παράμετρο  $Y_{^{197}\text{Au}}$ .

### 3.1.5 Υπολογισμός ενεργού διατομής χρυσού ( $^{197}\text{Au}$ )

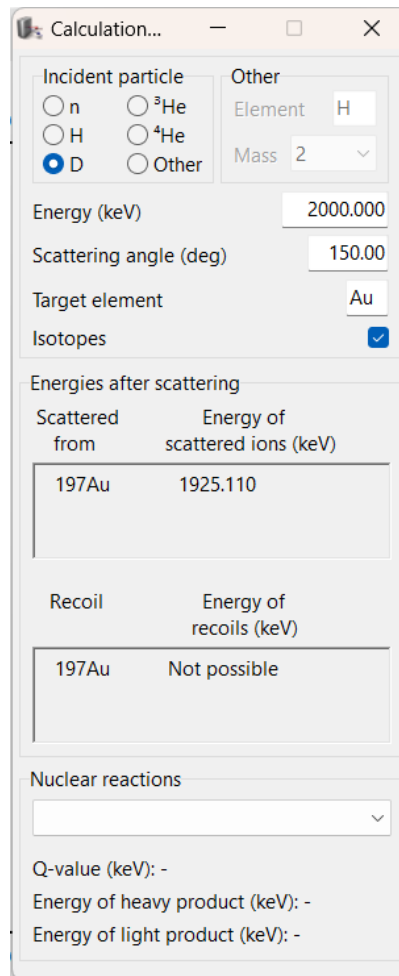
Η μέθοδος της σχετικής μέτρησης διαφορικής ενεργού διατομής προϋποθέτει τον προσδιορισμό της διαφορικής ενεργού διατομής του στοιχείου ως προς το οποίο γίνεται η μέτρηση. Στο παρόν πείραμα εξαχνώθηκε χρυσός (Au) έμπροσθεν του δείγματος για την εκπλήρωση του σκοπού αυτού. Ο υπολογισμός της διαφορικής ενεργού διατομής έγινε μέσω της χρήσης του λογισμικού SIMNRA [9], το οποίο πραγματοποιεί αυτοματοποιημένες πράξεις, μέσω του πεδίου “Calculate” – “Kinematics” έχοντας δεχτεί από το χρήστη κάποια δεδομένα, όπως για παράδειγμα το είδος και την ενέργεια της δέσμης, τη γωνία ανίχνευσης και το στοιχείο από το οποίο αποτελείται ο στόχος. Φυσικά, το λογισμικό εκτελεί κάποιες πράξεις που βασίζονται στις σχέσεις:

$$\sigma_{\text{screened}} = F \cdot \sigma_R, \quad \text{με: } F_{L', \text{Euclyer}} = 1 - \frac{0.04873 Z_1 Z_2^{\frac{4}{3}}}{E_{cm}}, \quad E_{cm} = \frac{M_2 E_0}{M_1 + M_2} \quad \text{και}$$

$$\sigma_R = 5.1837436 \cdot 10^6 \left( \frac{Z_1 Z_2}{E_0} \right)^2 \frac{\left( \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta} + M_2 \cos \theta \right)^2}{M_2 \sin^4 \theta \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta}} \left[ \frac{mb}{sr} \right] \quad (3.1.5.1)$$

όπου F ένας διορθωτικός παράγοντας, ο οποίος για χαμηλές ενέργειες και γωνίες οπισθοσκέδασης έχει διαπιστωθεί ότι εξαρτάται από τον ατομικό αριθμό των στοιχείων του στόχου, αλλά και της δέσμης, και από την ενέργεια αυτής ως προς το κέντρο μάζας.

Η απόκλιση της  $\sigma_{\text{screened}}$  από την Rutherford τιμή, οφείλεται στο φαινόμενο της ηλεκτρονιακής θωράκισης του πυρήνα (screening), κατά το οποίο το φορτίο του πυρήνα του στόχου εμφανίζεται υποτιμημένο λόγω της θωράκισής του από τα πλησιέστερα σε αυτόν ηλεκτρόνια του ατόμου. Κατά συνέπεια, η προσπίπτουσα δέσμη σκεδάζεται από στόχο χαμηλότερου δυναμικού, το οποίο επηρεάζει την τιμή της ενεργού διατομής που μετράται, ελαττώνοντάς την.



**Εικόνα 3.1.5.1:** Παράθυρο εισόδου δεδομένων στο λογισμικό SIMNRA

### 3.1.6 Προσδιορισμός του λόγου των παχών $N_{197Au} / N_{13C}$

Όπως είδαμε και στη σχέση 3.1.1.2, για τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής των αντιδράσεων προς μελέτη, δεν χρειάζεται να προσδιοριστεί με ακρίβεια το πάχος του στόχου αυτό καθαυτό. Εν αντιθέσει, αρκεί να προσδιοριστεί με ακρίβεια ο λόγος του πάχους του στρώματος χρυσού προς το πάχος του μπροστινού στρώματος  $^{13}\text{C}$  ( $\frac{N_{197Au}}{N_{13C}}$ ), αφού μόνο οι κορυφές αυτού του στρώματος χρησιμοποιήθηκαν τελικά.

Για τον προσδιορισμό του λόγου, είναι απαραίτητος ο υπολογισμός του συνολικού αριθμού ατόμων  $^{13}\text{C}$  και χρυσού που υπάρχουν στον υπό μελέτη στόχο. Για τον υπολογισμό των μεγεθών αυτών, έγιναν συμπληρωματικές μετρήσεις με χρήση δέσμης πρωτονίων, για τη μελέτη των ελαστικών σκεδάσεων, στα πλαίσια της τεχνικής EBS. Ο λόγος της χρήσης πρωτονίων έγκειται στο γεγονός ότι υπάρχουν αξιολογημένα δεδομένα (evaluated data) για τη διαφορική ενεργό διατομή της ελαστικής σκέδασης πρωτονίων στον άνθρακα (SigmaCalc 2.0) [10]. Χρησιμοποιήθηκαν οκτώ ενέργειες δέσμης πρωτονίων  $E_{p,\text{lab}} = 1800, 1900, 1980, 2100, 2200, 2300, 2400$  και  $2490$  keV και οι ανιχνευτές που υπήρχαν ήδη στη διάταξη, δηλαδή στις γωνίες  $120^\circ, 130^\circ, 140^\circ, 150^\circ, 160^\circ$  και  $170^\circ$ . Από τις μετρήσεις αυτές, για την ανάλυση, χρησιμοποιήθηκαν τα φάσματα από τους ανιχνευτές που βρίσκονταν στις  $130^\circ, 150^\circ$  και  $170^\circ$ .

Συνολικά, αναλύθηκαν 24 πειραματικά φάσματα, καθώς η ανάλυση των υπολοίπων φασμάτων ήταν αδύνατη διότι εμφάνιζαν επικαλύψεις κορυφών σε συγκεκριμένους συνδυασμούς ενεργειών δέσμης και γωνίας σκέδασης. Για την επεξεργασία των αποτελεσμάτων χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα SIMNRA και η διαδικασία που ακολουθήθηκε για την ανάλυση των φασμάτων περιγράφεται στη συνέχεια.

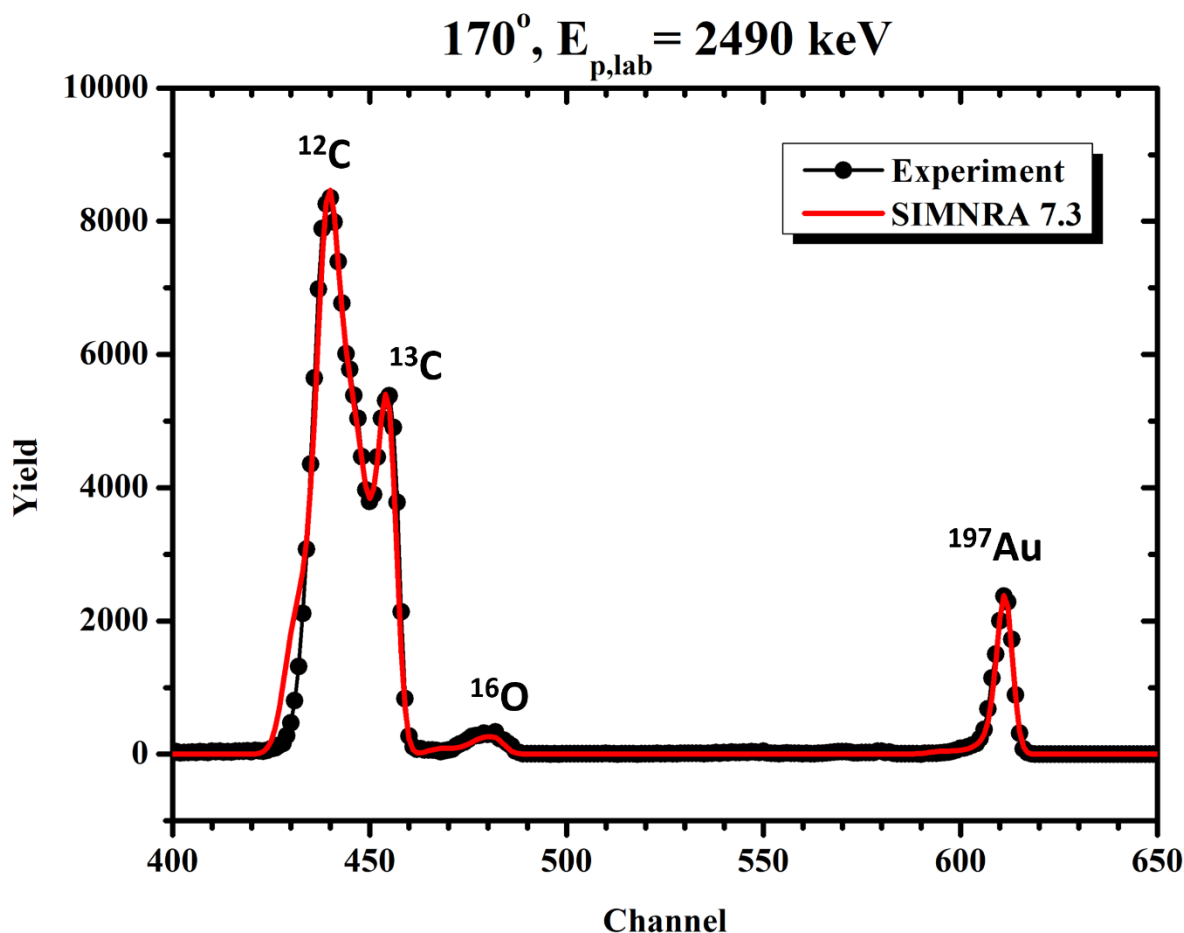
Κύριος στόχος της επεξεργασίας ήταν η στοιχειομετρική αναπαραγωγή του στόχου μέσω προγράμματος προσομοιώσεων (SIMNRA). Θα πρέπει σε αυτό το σημείο να τονιστεί πως οι τιμές της διαφορικής ενεργού διατομής για την ελαστική σκέδαση πρωτονίων στον χρυσό είναι γνωστές, για τις ενέργειες και τις γωνίες που μελετώνται. Επομένως, χρησιμοποιώντας αυτά τα δεδομένα παρέχεται η δυνατότητα προσδιορισμού του συνολικού αριθμού ατόμων χρυσού στο στόχο. Συνεπώς, χρησιμοποιώντας ως στοιχείο αναφοράς τον χρυσό, ο οποίος περιέχεται σε ικανοποιητική ποσότητα στο στόχο, έχουμε τη δυνατότητα να προσδιορίσουμε τα μεγέθη  $Q$  (αριθμός σωματιδίων που πέφτουν στο στόχο, φορτίο) και  $\Omega$  (στερεά γωνία ανιχνευτή) για κάθε ενέργεια και γωνία μέτρησης.

Ένα ακόμη δεδομένο που χρησιμοποιήθηκε, για την αναπαραγωγή του στόχου μέσω προσομοίωσης, ήταν η ενεργειακή διακριτική ικανότητα κάθε ανιχνευτή, όπως αυτή υπολογίστηκε προηγουμένως (βλ. παράγραφο 3.1.3). Επομένως, έχοντας εισάγει τα παραπάνω δεδομένα στο πρόγραμμα, οι μόνοι παράγοντες που μεταβάλλονταν κατά την επεξεργασία κάθε φάσματος ήταν η ποσότητα [άτομα /  $\text{cm}^2$ ] των στοιχείων του άνθρακα και του χρυσού, έως ότου γίνει η πλήρης αναπαραγωγή των πειραματικών αποτελεσμάτων. Το αποτέλεσμα της επεξεργασίας αυτής φαίνεται στο ενδεικτικό φάσμα που ακολουθεί, όπου τα σημεία με μαύρο χρώμα είναι τα πειραματικά αποτελέσματα, ενώ η συνεχής κόκκινη γραμμή είναι η προσομοίωση που επετεύχθη μέσω του προγράμματος SIMNRA. Η τελική τιμή του λόγου  $\left(\frac{N_{197\text{Au}}}{N_{13\text{C}}}\right)$  αποτελεί τον μέσο όρο των λόγων που προέκυψαν από κάθε φάσμα που αναλύθηκε, με το αντίστοιχο στατιστικό σφάλμα. Η τιμή αυτή βρέθηκε ίση με:

$$\frac{N_{197\text{Au}}}{N_{13\text{C}}} = 0.0219 \pm 0.0016$$

όπου το ποσοστιαίο σφάλμα είναι ίσο με 7.3%. Στο σφάλμα δεν συμπεριλαμβάνονται συστηματικά σφάλματα λόγω επιλογής συγκεκριμένης ισχύος ανάσχεσης, ενεργειακής βαθμονόμησης και συνάρτησης/προτύπου ενεργειακού και χωρικού διασκεδασμού. Για τη συγκεκριμένη ανάλυση χρησιμοποιήθηκε η συλλογή ισχύων ανάσχεσης ZBL [11] μαζί με τις πρόσφατες διορθώσεις για το πυρίτιο [12] – [13] και το πρότυπο των Chu [14] και Yang [15] για τον ενεργειακό διασκεδασμό, όπως υλοποιούνται από τον κώδικα SIMNRA v.7.03.

Τελικά, μετά τον προσδιορισμό του πάχους του στρώματος του χρυσού ( $79.20 \cdot 10^{15} \text{ atoms/cm}^2$ ) και του λόγου των παχών μπορεί να προσδιοριστεί και το πάχος του μπροστινού στρώματος του  $^{13}\text{C}$  με την ίδια ακρίβεια και υπολογίζεται να είναι ίσο με:  $3617.93 \cdot 10^{15} \text{ atoms/cm}^2$ .



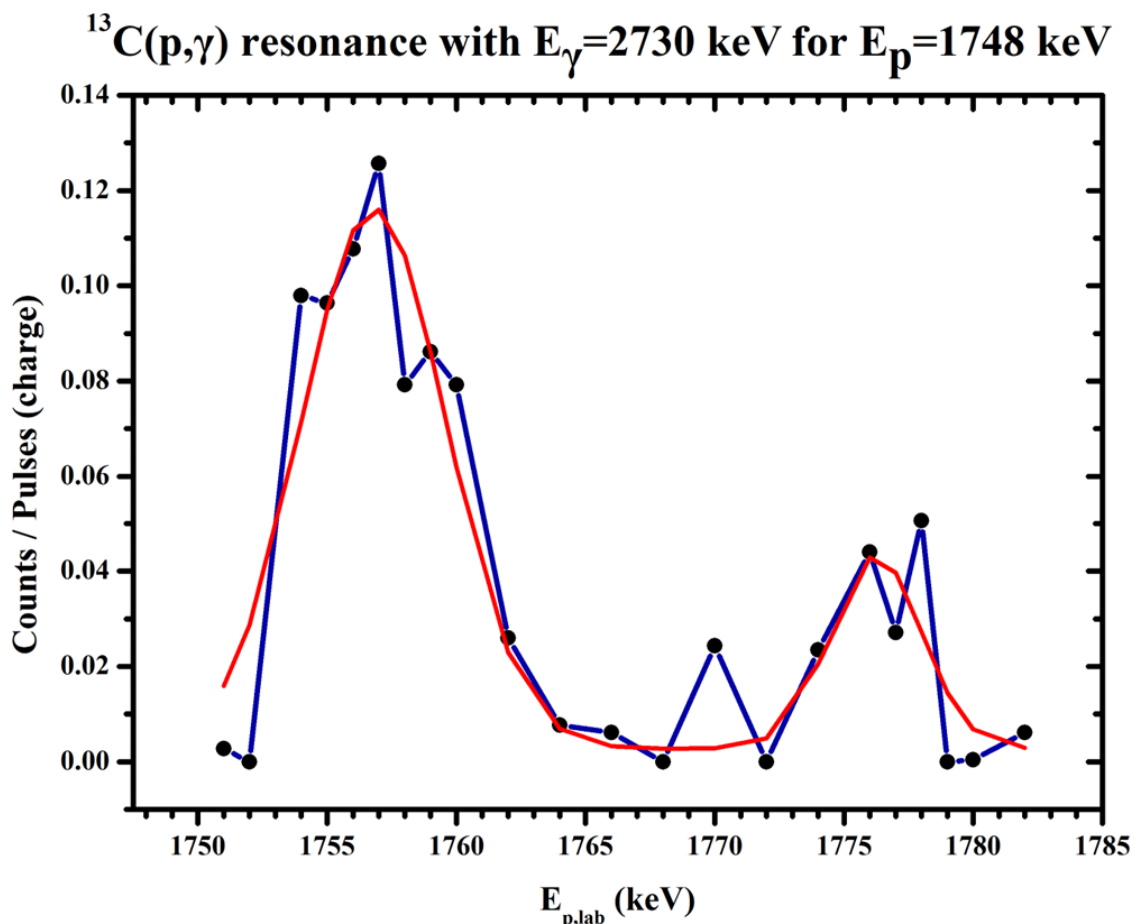
**Εικόνα 3.1.6.1:** Αναπαραγωγή στόχου για δέσμη πρωτονίων ενέργειας  $E_{p,\text{lab}} = 2490 \text{ keV}$  και γωνία ανίχνευσης  $170^\circ$ . Με σημεία μαύρου χρώματος αναπαρίστανται τα πειραματικά αποτελέσματα και με συνεχή γραμμή κόκκινου χρώματος η προσομοίωση μέσω του λογισμικού SIMNRA v.7.03.

Επιπλέον των φασμάτων ελαστικής σκέδασης από πρωτόνια, χρησιμοποιήθηκε και άλλος ένας τρόπος, με σκοπό τον προσδιορισμό του πάχους του πρώτου στρώματος του στόχου. Χρησιμοποιήθηκε λοιπόν, πάλι δέσμη πρωτονίων, αλλά αυτή τη φορά για εφαρμογή της τεχνικής PIGE, όπως αυτή περιγράφεται στην παράγραφο 1.2.4. Η αντίδραση  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  παρουσιάζει έναν πολύ στενό συντονισμό ( $\Gamma = 75 \text{ eV}$ ) στα  $1748 \text{ keV}$ , ο οποίος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για PIGE, επιτυγχάνοντας μεγάλη ακρίβεια στη μέτρηση για μεγάλο βάθος.

Αρχικά, ανοίχθηκε ο θάλαμος κενού ώστε να επανατοποθετήσουμε τον στόχο στην επιθυμητή θέση, η οποία ήταν η μπροστινή όψη του Faraday cup, όπου δηλαδή προηγουμένως ήταν τοποθετημένος ο στόχος αλουμινίου για τις μετρήσεις βαθμονόμησης του επιταχυντή. Για τις μετρήσεις χρησιμοποιήθηκε ένας ανιχνευτής υπερκαθαρού γερμανίου (HPGe), που ανιχνεύει ακτίνες  $\gamma$ , ο οποίος τοποθετήθηκε αμέσως μετά το τέλος του Faraday cup, έξω από τον γωνιομετρικό θάλαμο κενού. Για ενέργειες, λοιπόν,  $E_{p,\text{lab}} = 1740 - 1786 \text{ keV}$ , με ποικίλο βήμα από 1 έως 4 keV, πραγματοποιήθηκαν πειραματικές μετρήσεις, των οποίων τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο παρακάτω διάγραμμα.

Αν στις μετρήσεις χρησιμοποιούνταν ένας λεπτός, λείος, με ίδια στοιχειακή κατανομή σε όλη του την επιφάνεια, στόχος, τότε θα περιμέναμε το διάγραμμα αυτό, να μοιάζει σαν μία Γκαουσιανή (Gaussian) καμπύλη, της οποίας το FWHM θα ήταν το πάχος του στόχου. Αντιθέτως, αν χρησιμοποιούνταν ένας παχύς στόχος το διάγραμμα θα έμοιαζε περισσότερο με ένα τραπέζιο με στρογγυλεμένες γωνίες. Ωστόσο, ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις του πειράματος, είναι ένας στόχος μεσαίου πάχους, όχι λείος και οι μετρήσεις δεν

πραγματοποιήθηκαν κάτω από ιδανικές συνθήκες. Συνεπώς, το διάγραμμα είναι κάτι ενδιάμεσο των δύο περιπτώσεων. Παρόλα αυτά, αν μετρήσουμε το άνοιγμα της βάσης της  $1^{\eta\epsilon}$  κορυφής, τότε το αποτέλεσμα για το πάχος θα είναι περίπου ίδιο με το πάχος που προέκυψε από την μέθοδο της EBS (απόκλιση εντός 1%).



Εικόνα 3.1.6.2: Διάγραμμα των γεγονότων ανά το φορτίο, συναρτήσει της ενέργειας δέσμης, για τον συντονισμό  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  με ενέργεια αποδιέγερσης  $E_\gamma = 2730$  keV στην  $E_{p,lab} = 1748$  keV

### 3.1.7 Υπολογισμός ενέργειας δέσμης στο μέσον του μπροστινού στρώματος $^{13}\text{C}$

Έχοντας προσδιορίσει τη σύσταση του στόχου, όπως περιγράφηκε παραπάνω, καθίσταται δυνατός ο υπολογισμός της απώλειας ενέργειας της δέσμης δευτερίων έως το μέσο του πάχους του στόχου. Στο πλαίσιο αυτό, ο όρος «στόχος», από εδώ και στο εξής, θα αναφέρεται μόνο στον χρυσό και στο μπροστινό στρώμα του  $^{13}\text{C}$ , αγνοώντας τα άλλα δύο στρώματα άνθρακα, χάριν ευκολίας. Ο υπολογισμός αυτός εξυπηρετεί τον προσδιορισμό των εκάστοτε ενεργειών της δέσμης στο μέσο του στόχου και κατά συνέπεια τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής του  $^{13}\text{C}$  στο σημείο αυτό.

Η διαδικασία που ακολουθήθηκε είναι η ακόλουθη: με βάση τη σύσταση του στόχου, ο οποίος προσδιορίστηκε με δύο μεθόδους που συζητήθηκαν προηγουμένως, δημιουργήθηκε ένας νέος εικονικός στόχος, ο οποίος αποτελούνταν από ένα πρώτο στρώμα χρυσού, ίδιας ποσότητας με αυτή του πραγματικού στόχου, και ένα δεύτερο στρώμα, το οποίο διαμορφώθηκε με τέτοιο τρόπο, ώστε να περιέχει τις μισές ποσότητες των στοιχείων που υπήρχαν στο πραγματικό στόχο,



κρατώντας φυσικά σταθερές τις αναλογίες μεταξύ των στοιχείων. Με τον τρόπο αυτό, είναι δυνατός ο προσδιορισμός της απώλειας ενέργειας που έχει η δέσμη δευτερίων στον εικονικό αυτό στόχο και κατ' επέκταση στο μέσο του πραγματικού, για το εύρος ενεργειών που μελετάται στο πείραμα, δηλαδή  $E_{d,lab} = 1000 - 2000$  keV.

Η απώλεια ενέργειας (energy loss) της δέσμης δευτερίων στο μέσο του πάχους του στόχου βρίσκεται να κυμαίνεται, για το ενεργειακό εύρος που μελετάται, από 9.8 έως 15 keV. Η μεγάλη αυτή απώλεια ενέργειας της δέσμης μέσα στο στόχο, επιβεβαιώνει τα αποτελέσματα για το πάχος του στόχου, ότι δηλαδή δεν είναι λεπτός αλλά σχετικά παχύς, για αυτό και τα δευτέρια που τον διανύουν χάνουν τόσο μεγάλη ποσότητα ενέργειας μέχρι να φτάσουν στο μέσον του.

Καταλήγοντας, η τελική τιμή της ενέργειας δέσμης στο μέσον του στόχου, για το κάθε ενεργειακό βήμα, που χρησιμοποιήθηκε στο πείραμα, προκύπτει ως εξής:  $E_f = E_i - \Delta E_{Au} - \Delta E_{C/2}$ , όπου  $E_f$  η τελική ενέργεια,  $E_i$  η διορθωμένη αρχική ενέργεια δέσμης λόγω βαθμονόμησης του επιταχυντή,  $\Delta E_{Au}$  η απώλεια ενέργειας λόγω του λεπτού στρώματος χρυσού που υπάρχει εμπροσθεν του στόχου και  $\Delta E_{C/2}$  η απώλεια ενέργειας μέχρι το μέσο του πάχους του  $^{13}\text{C}$ . Για τον προσδιορισμό των διαφορικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$  χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές ενέργειας, όπως αυτές προέκυψαν από τους παραπάνω υπολογισμούς.

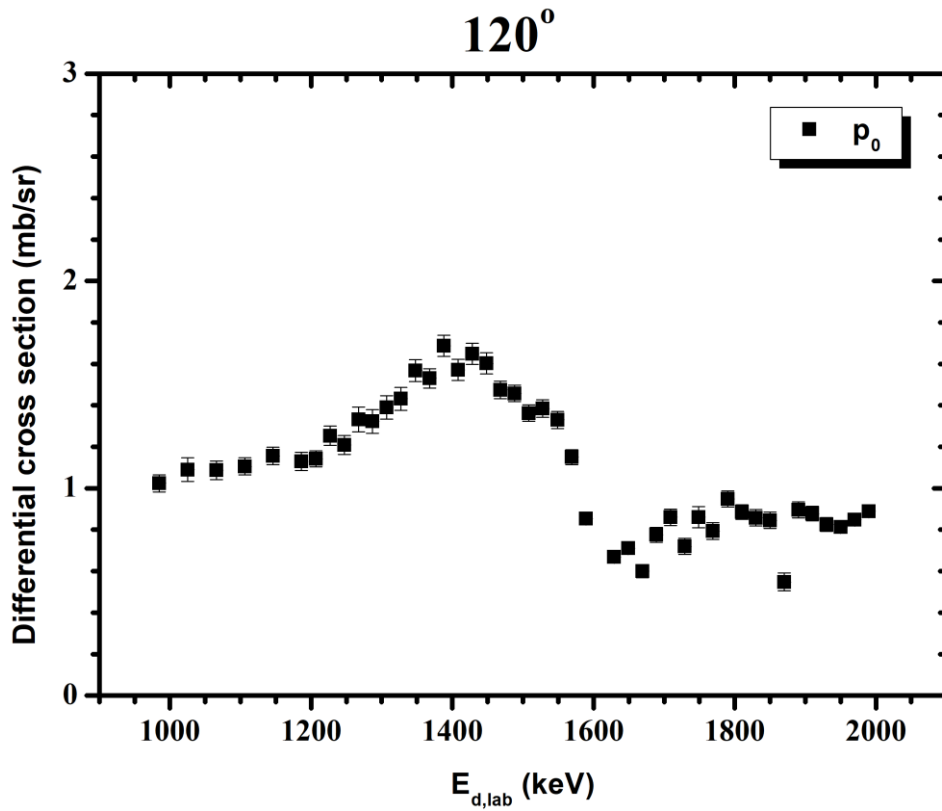
Θα πρέπει να σημειωθεί εδώ, ότι μέσω του προγράμματος SIMNRA μπορεί επίσης να προσδιοριστεί και ο συνολικός ενεργειακός διασκεδασμός (straggling) της δέσμης στο μέσο του πάχους του στόχου, δηλαδή η πρόσθετη αβεβαιότητα στην ενέργεια των δευτερίων λόγω τη στατιστικής αβεβαιότητας των σκεδάσεων των δευτερίων με τα ηλεκτρόνια του στόχου, η οποία ισούται με 4.57 – 4.58 keV για το ενεργειακό εύρος που μελετήθηκε, και θα πρέπει να προστεθεί τετραγωνικά στο energy ripple (1.2 keV) που προσδιορίστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο, για να καθοριστεί η συνολική ενεργειακή αβεβαιότητα σε κάθε ενεργειακό βήμα. Τελικά, η συνολική αβεβαιότητα για όλα τα ενεργειακά βήματα προκύπτει ίση με  $\pm 5$  keV.

### 3.1.8 Αποτελέσματα διαφορικών ενεργών διατομών

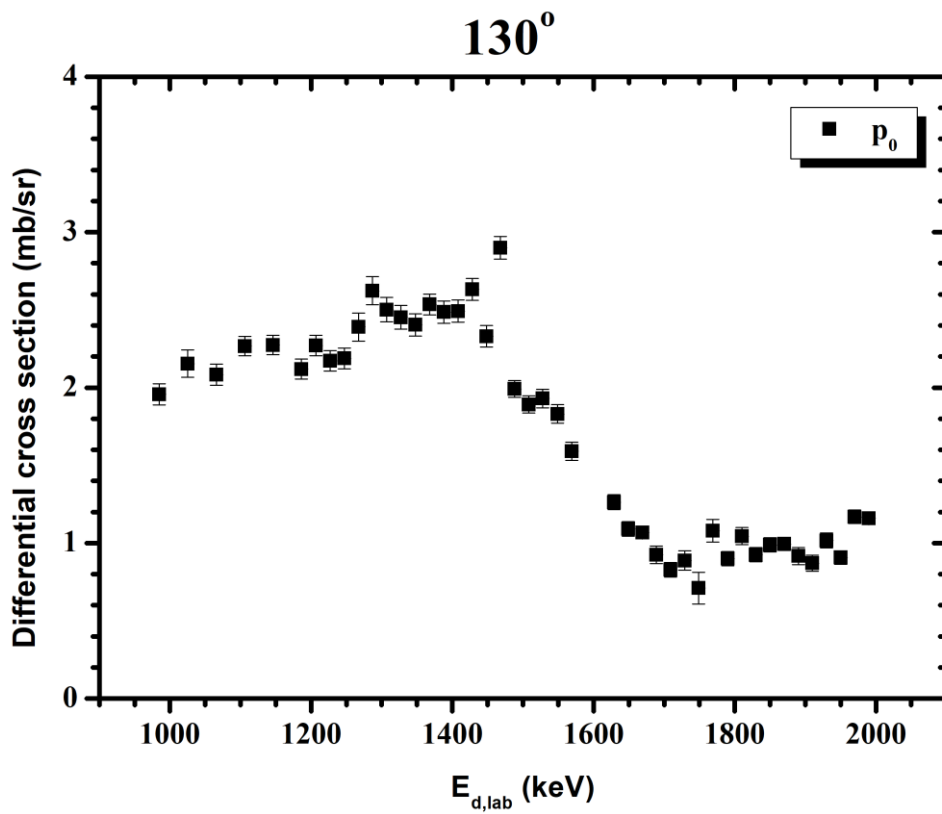
Οι τιμές της διαφορικής ενεργού διατομής των αντιδράσεων  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ , που υπολογίστηκαν στην παρούσα εργασία, για οπισθοσκεδαζόμενες γωνίες αντίχενυσης  $120^\circ$ ,  $130^\circ$ ,  $140^\circ$ ,  $150^\circ$ ,  $160^\circ$  και  $170^\circ$  σε ενεργειακό εύρος  $E_{d,lab} = 1.00 - 2.00$  MeV, με βήμα από 20 – 40 keV, παρουσιάζονται στα ακόλουθα διαγράμματα. Επιπλέον, παρουσιάζονται δεδομένα παλαιότερων μετρήσεων από τη βιβλιοθήκη IBANDL (Ion Beam Analysis Nuclear Data Library) [16], σε όποιες γωνίες και ενέργειες υπάρχουν διαθέσιμα.

Συνολικά η στατιστική αβεβαιότητα των μετρήσεων δεν ξεπέρασε το 10% σε κάθε περίπτωση. Η συνολική στατιστική αβεβαιότητα, προσδιορίστηκε με τη μέθοδο της διάδοσης σφαλμάτων, μέσω της σχέσης:

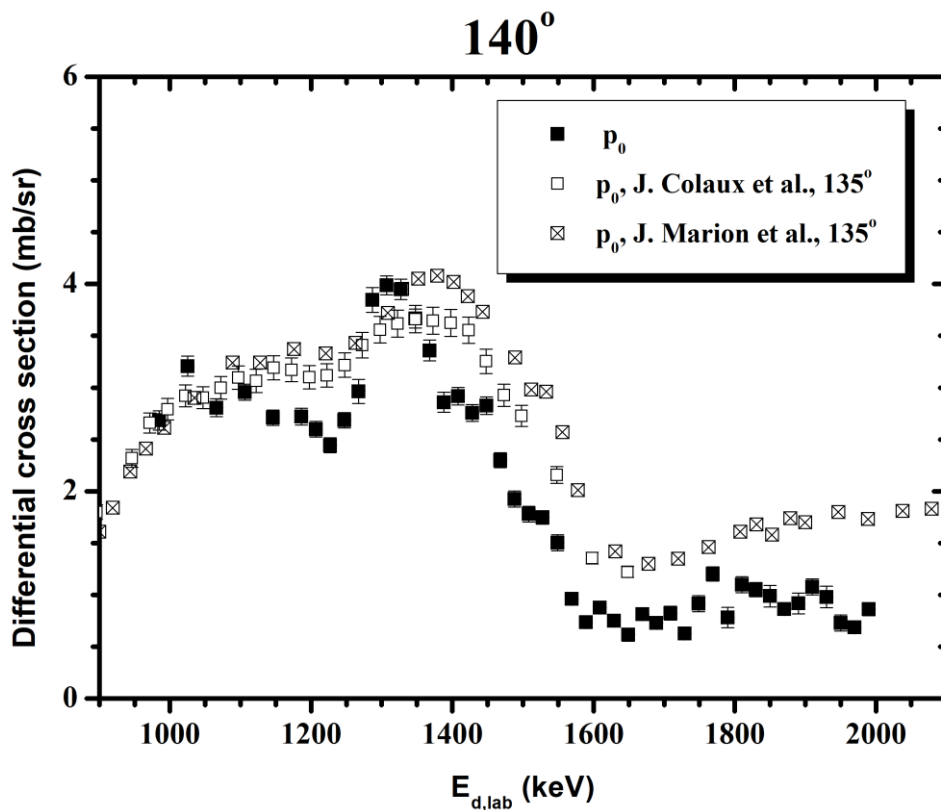
$$\delta \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_c = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_c \cdot \sqrt{\left( \frac{\delta Y_C}{Y_C} \right)^2 + \left( \frac{\delta Y_{Au}}{Y_{Au}} \right)^2 + \left( \frac{\delta \frac{N_{Au}}{N_C}}{\frac{N_{Au}}{N_C}} \right)^2}$$



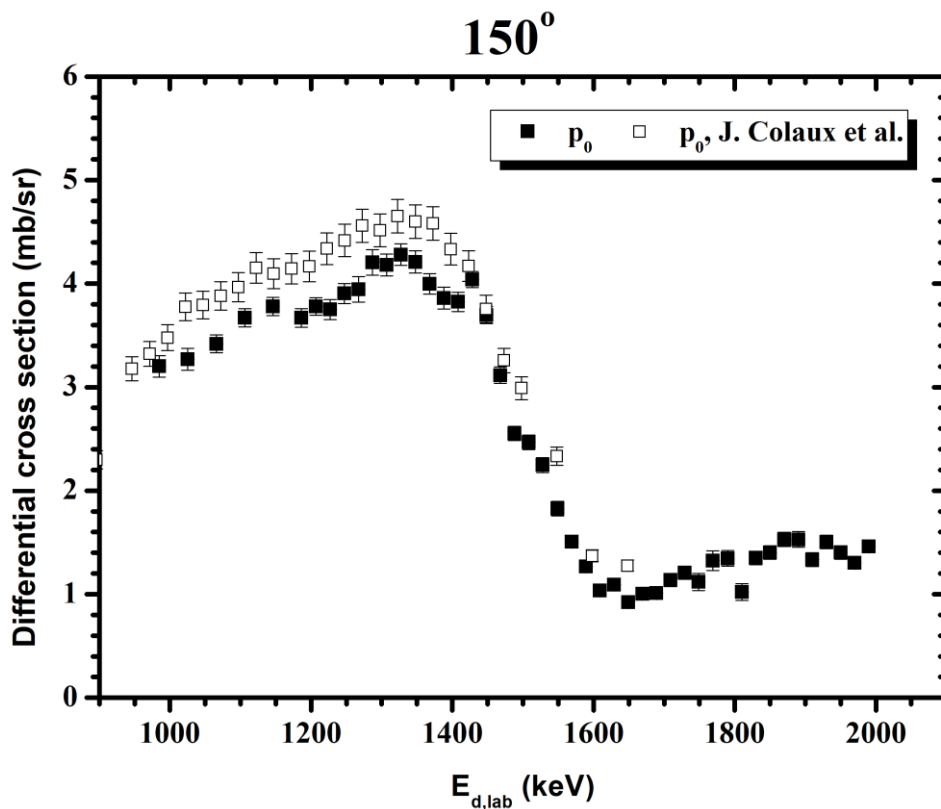
Εικόνα 3.1.8.1: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ , για γωνία αντίχτυσης  $120^\circ$



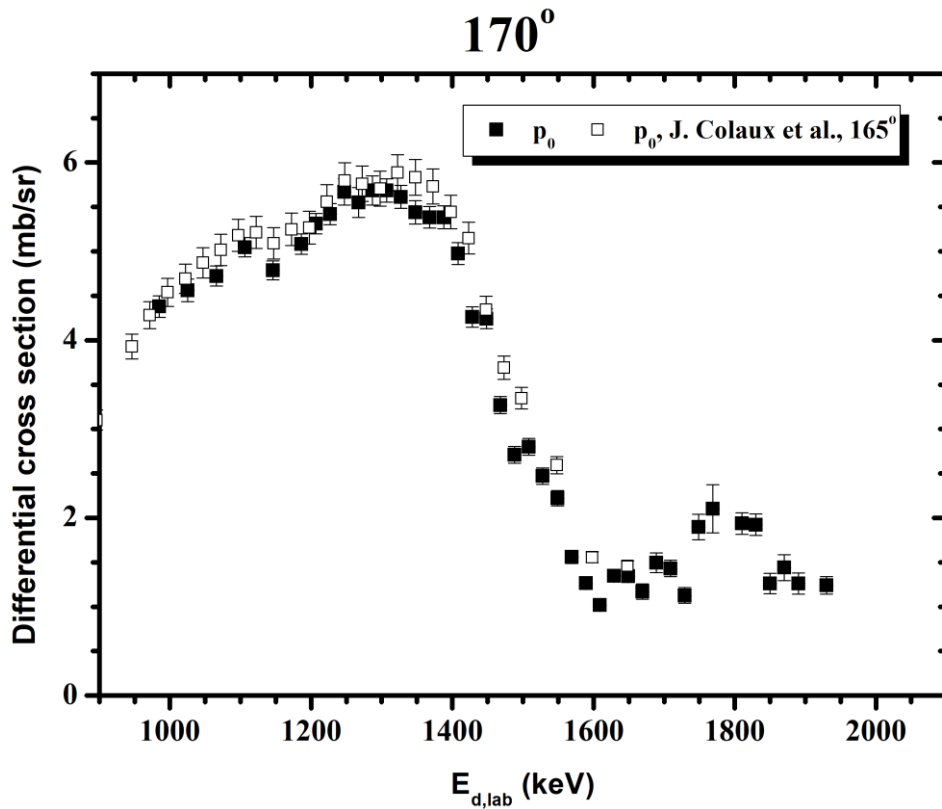
Εικόνα 3.1.8.2: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ , για γωνία αντίχτυσης  $130^\circ$



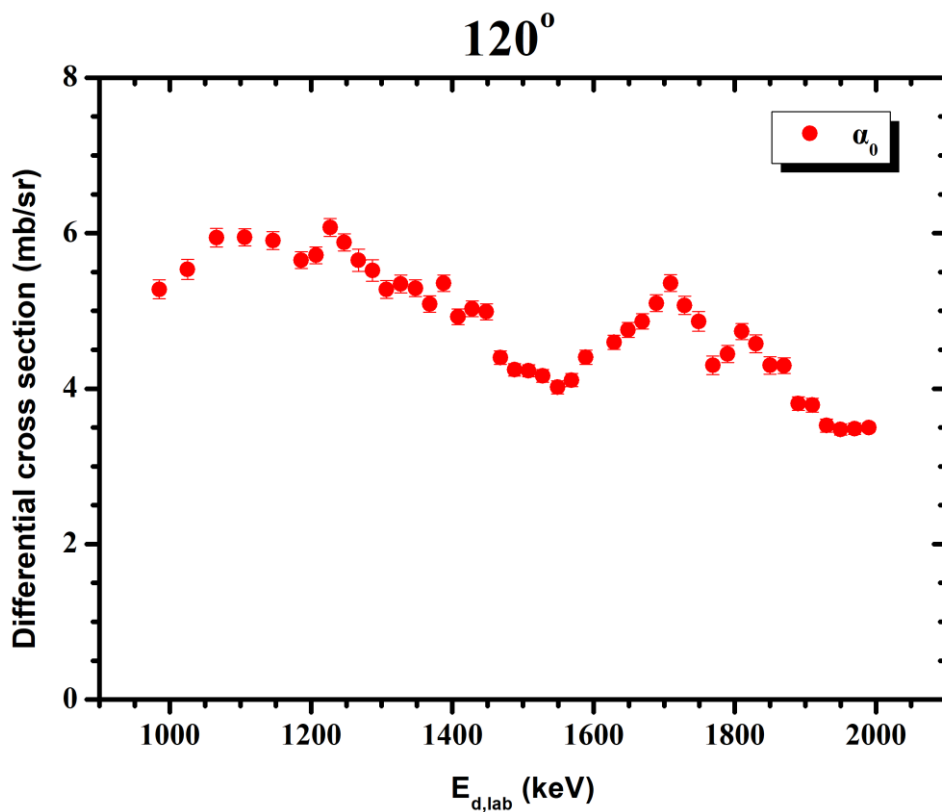
Εικόνα 3.1.8.3: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ , για γωνία αντίχτυσης  $140^\circ$ , σε σύγκριση με τις  $135^\circ$  των J. L. Colaux et al και J. B. Marion et al.



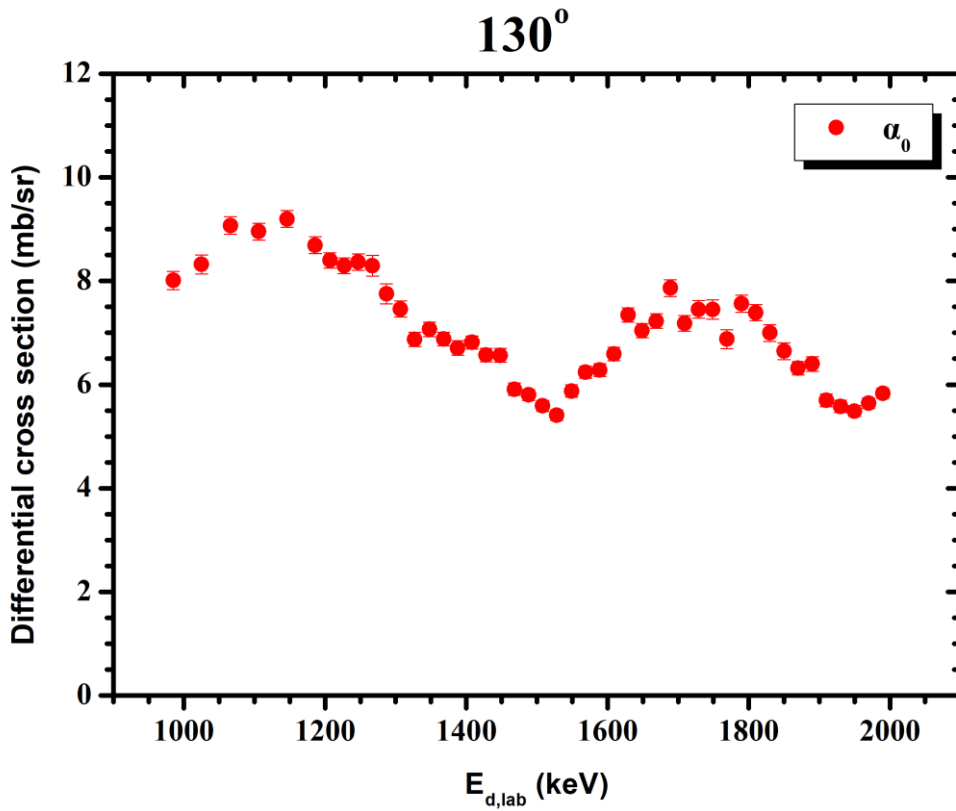
Εικόνα 3.1.8.4: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ , για γωνία αντίχτυσης  $150^\circ$ , σε σύγκριση με τα δεδομένα των J. L. Colaux et al.



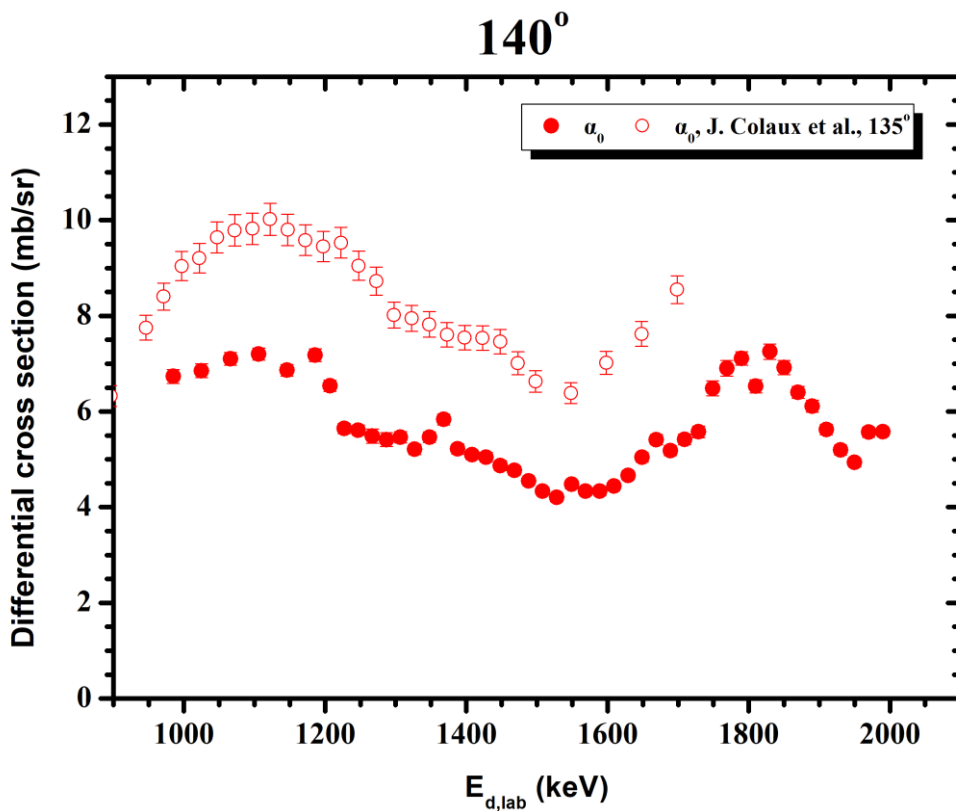
Εικόνα 3.1.8.5: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ , για γωνία ανίχνευσης  $170^\circ$ , σε σύγκριση με τις  $165^\circ$  των J. L. Colaux et al.



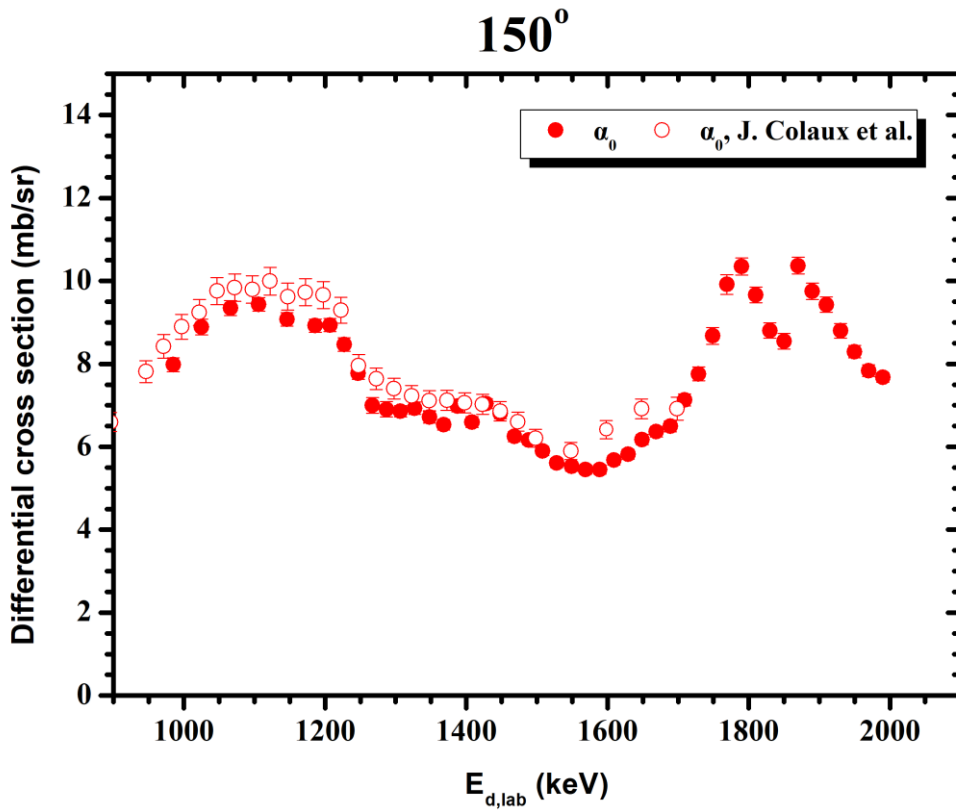
Εικόνα 3.1.8.6: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ , για γωνία ανίχνευσης  $120^\circ$



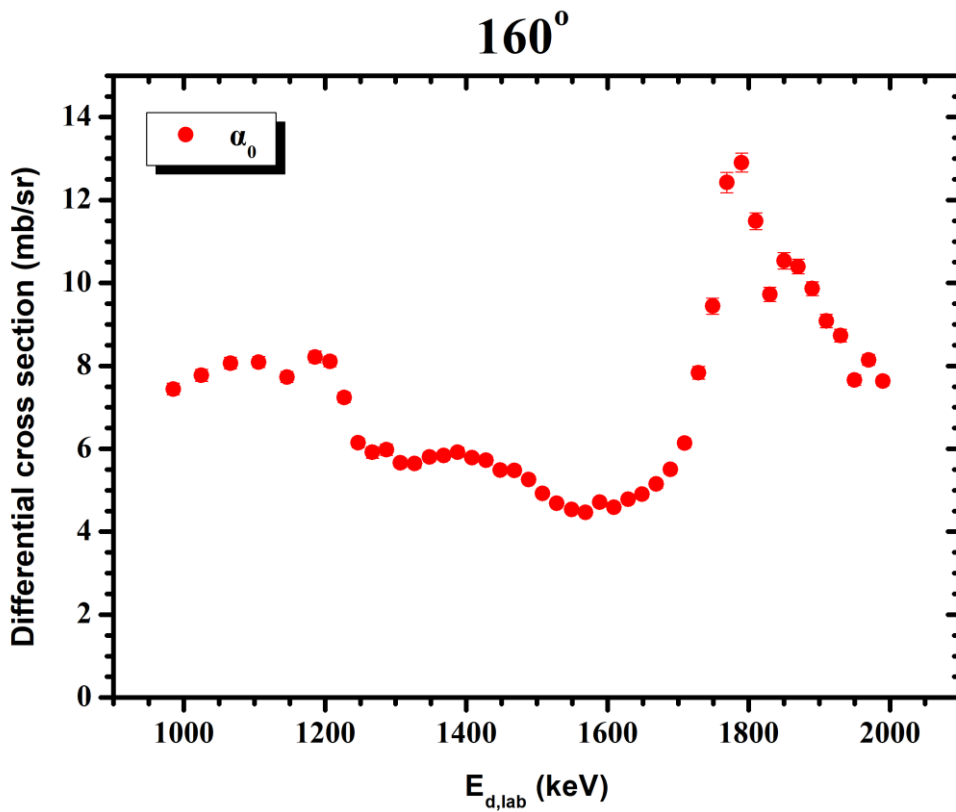
Εικόνα 3.1.8.7: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ , για γωνία αντίχνησης  $130^\circ$



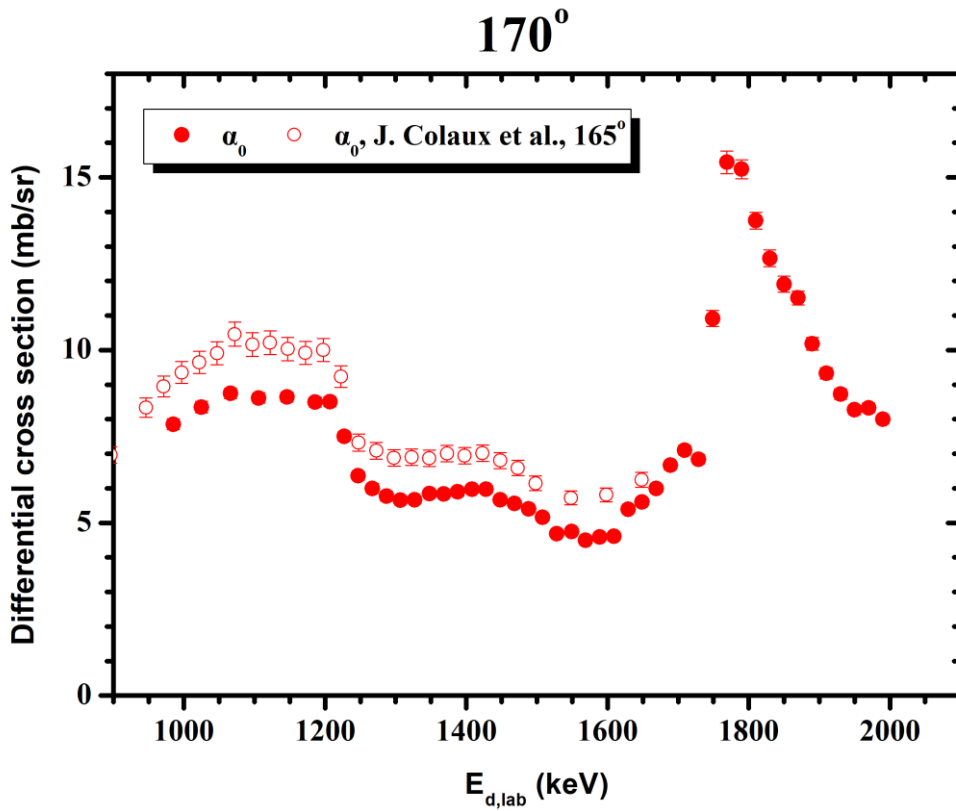
Εικόνα 3.1.8.8: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ , για γωνία αντίχνησης  $140^\circ$ , σε σύγκριση με τις  $135^\circ$  των J. L. Colaux et al.



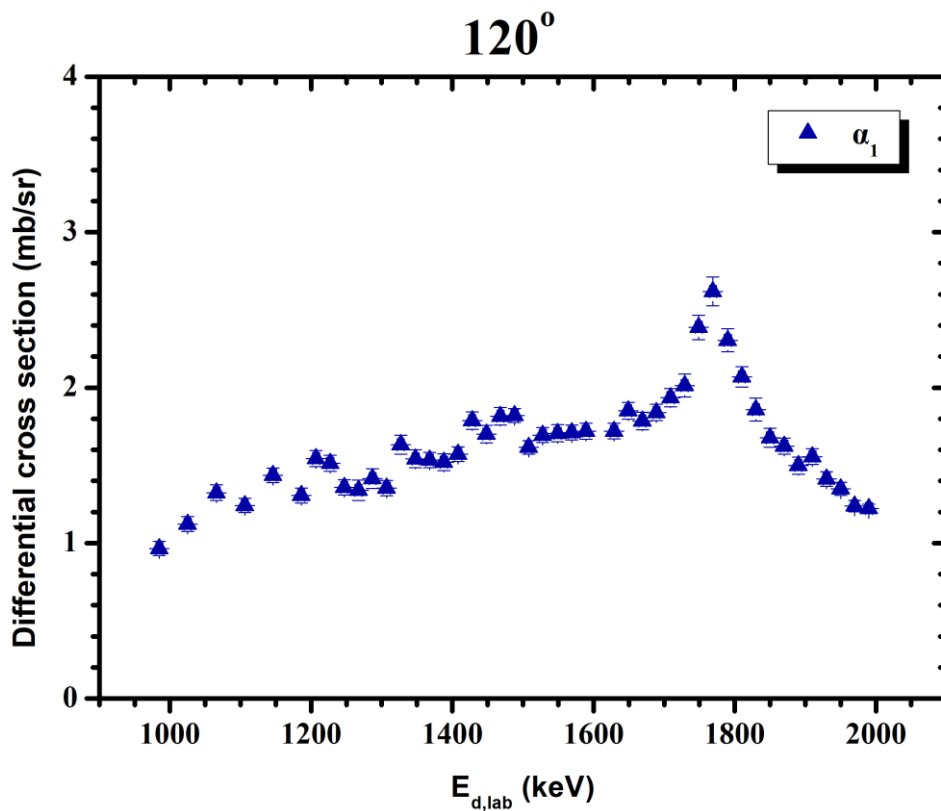
Εικόνα 3.1.8.9: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ , για γωνία ανίχνευσης  $150^\circ$ , σε σύγκριση με τα δεδομένα των J. L. Colaux et al.



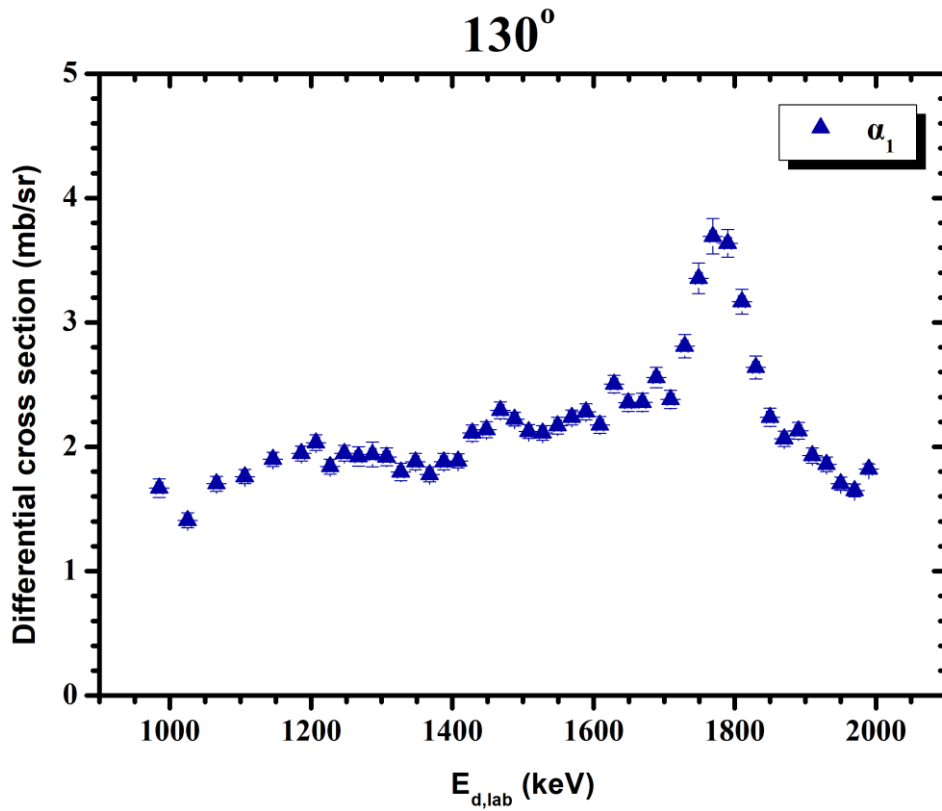
Εικόνα 3.1.8.10: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ , για γωνία ανίχνευσης  $160^\circ$



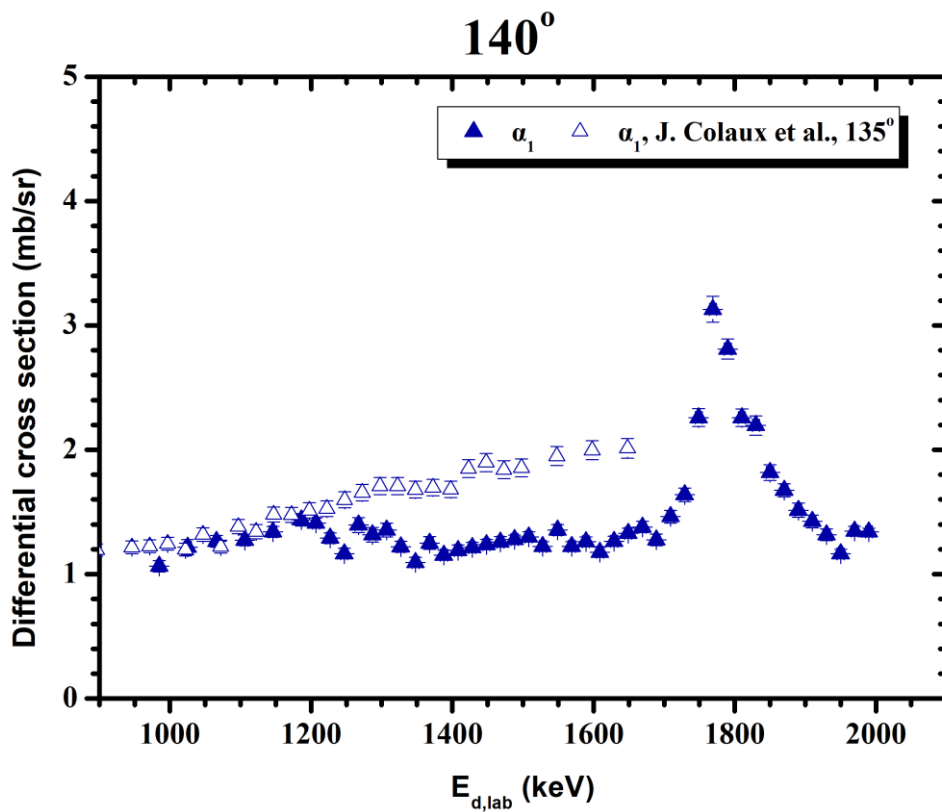
Εικόνα 3.1.8.11: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ , για γωνία αντίχτυσης  $170^\circ$ , σε σύγκριση με τις  $165^\circ$  των J. L. Colaux et al.



Εικόνα 3.1.8.12: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$ , για γωνία αντίχτυσης  $120^\circ$

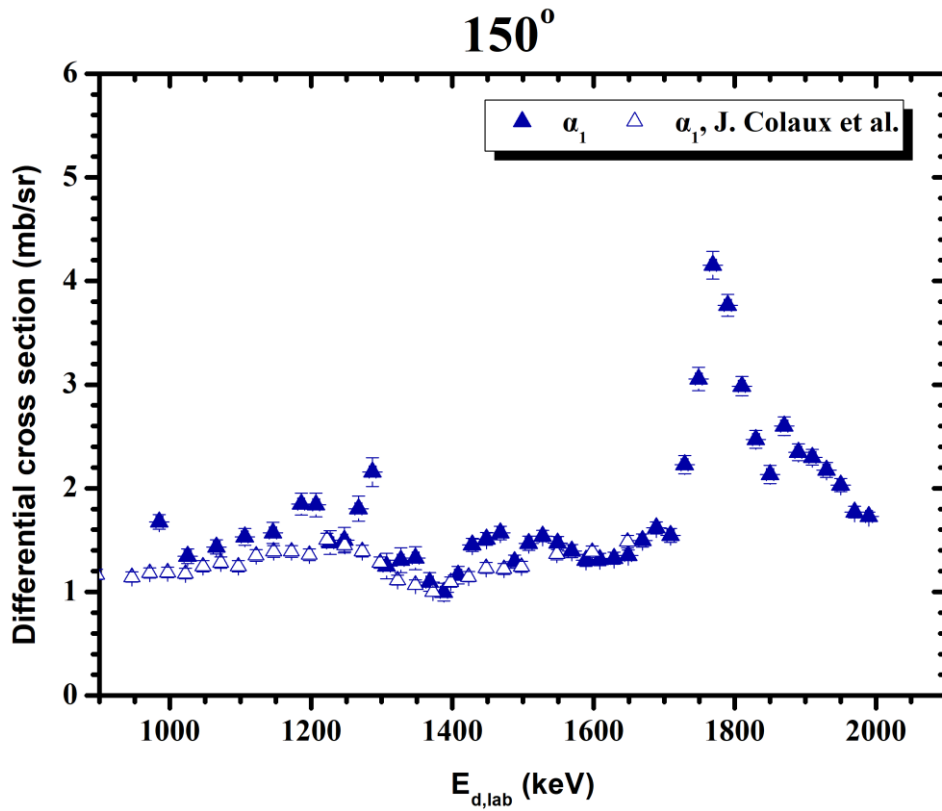


Εικόνα 3.1.8.13: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$ , για γωνία αντίχτυσης  $130^\circ$

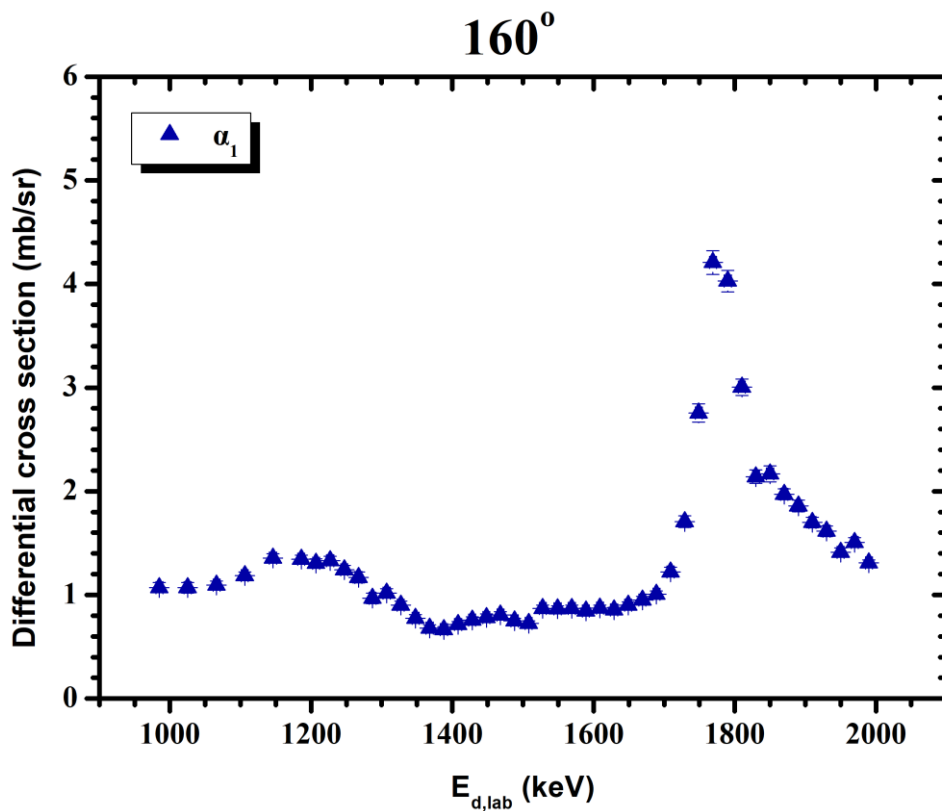


Εικόνα 3.1.8.14: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$ , για γωνία αντίχτυσης  $140^\circ$ , σε σύγκριση με τις  $135^\circ$  των J. L. Colaux et al.

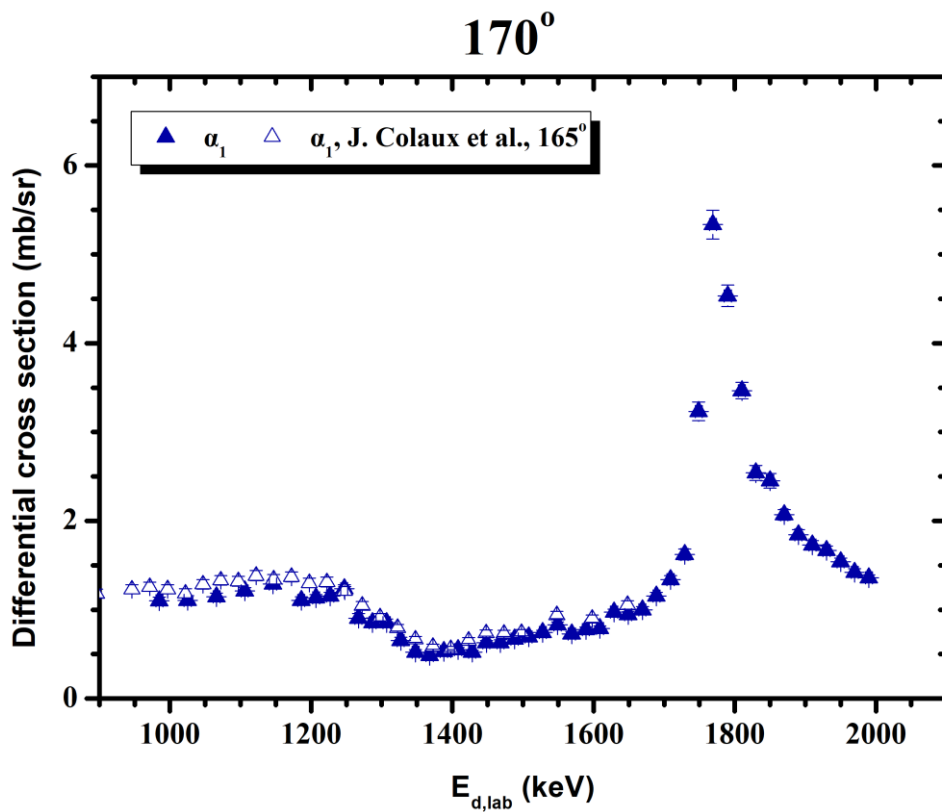




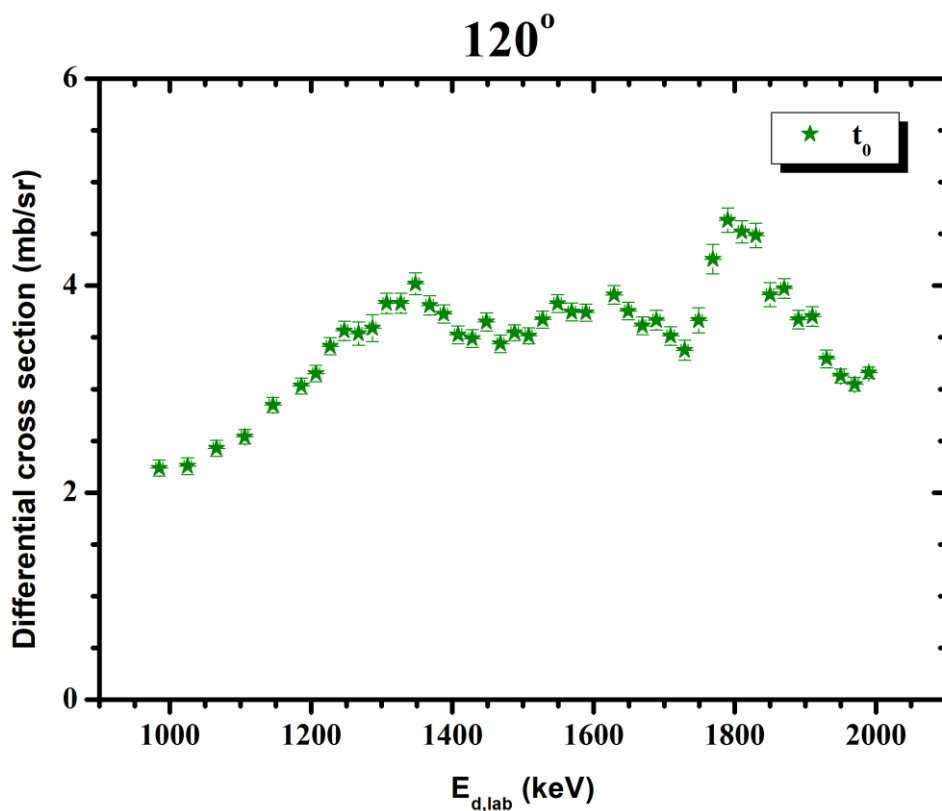
Εικόνα 3.1.8.15: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$ , για γωνία αντίχτυσης  $150^\circ$ , σε σύγκριση με τα δεδομένα των J. L. Colaux et al.



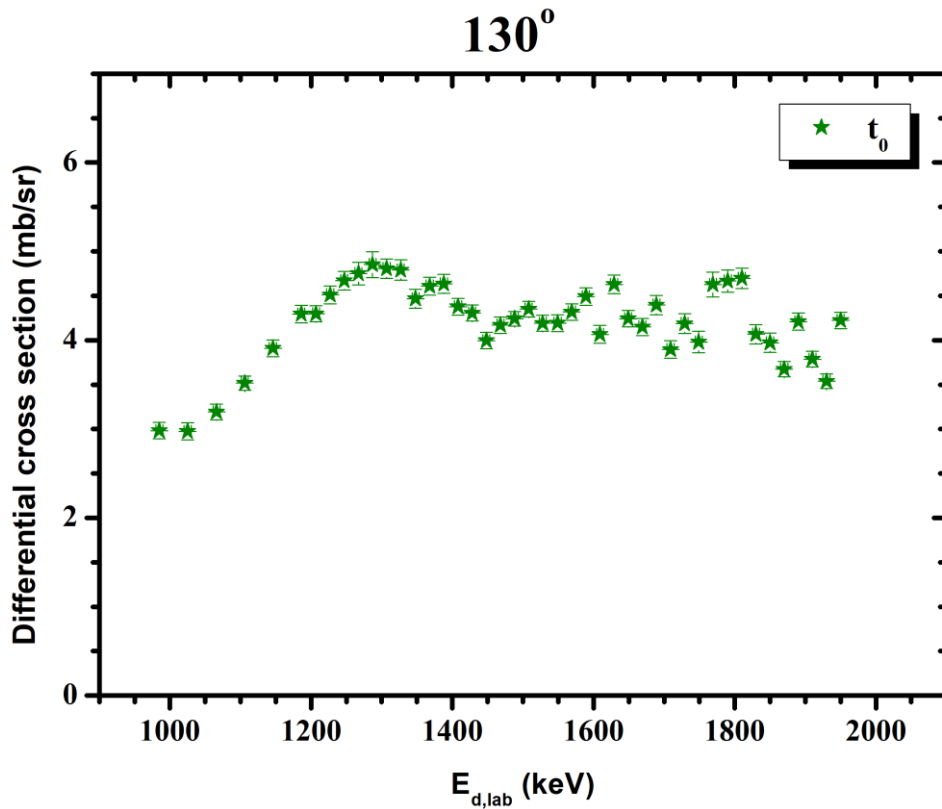
Εικόνα 3.1.8.16: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$ , για γωνία αντίχτυσης  $160^\circ$



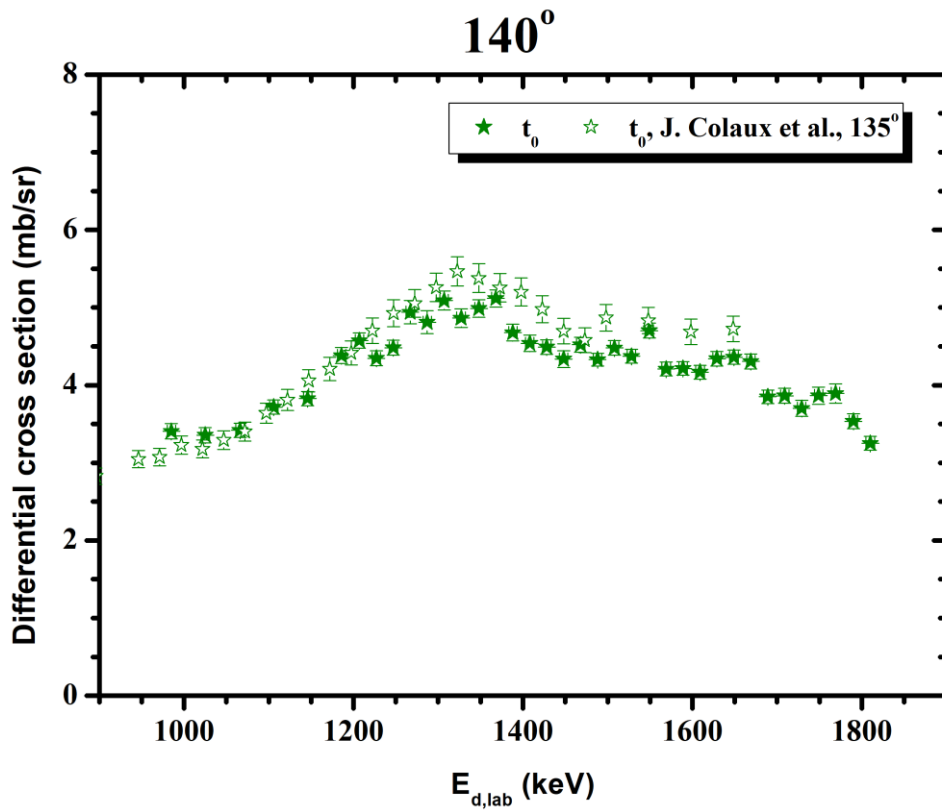
Εικόνα 3.1.8.17: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$ , για γωνία ανίχνευσης  $170^\circ$ , σε σύγκριση με τις  $165^\circ$  των J. L. Colaax et al.



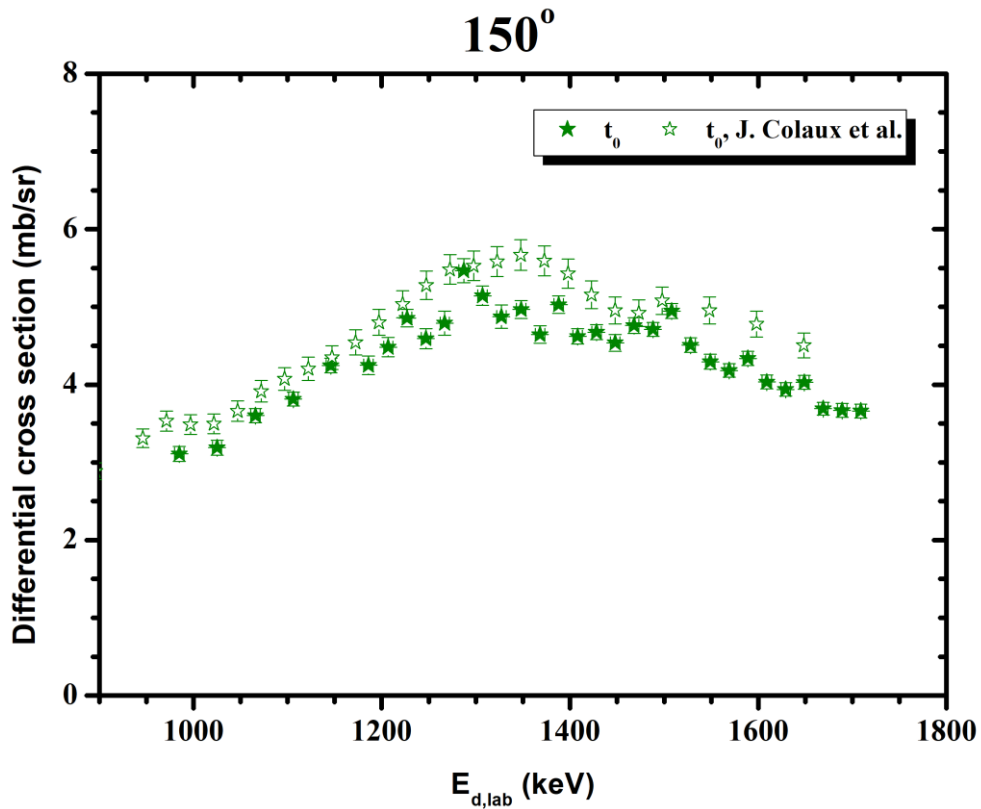
Εικόνα 3.1.8.18: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ , για γωνία ανίχνευσης  $120^\circ$



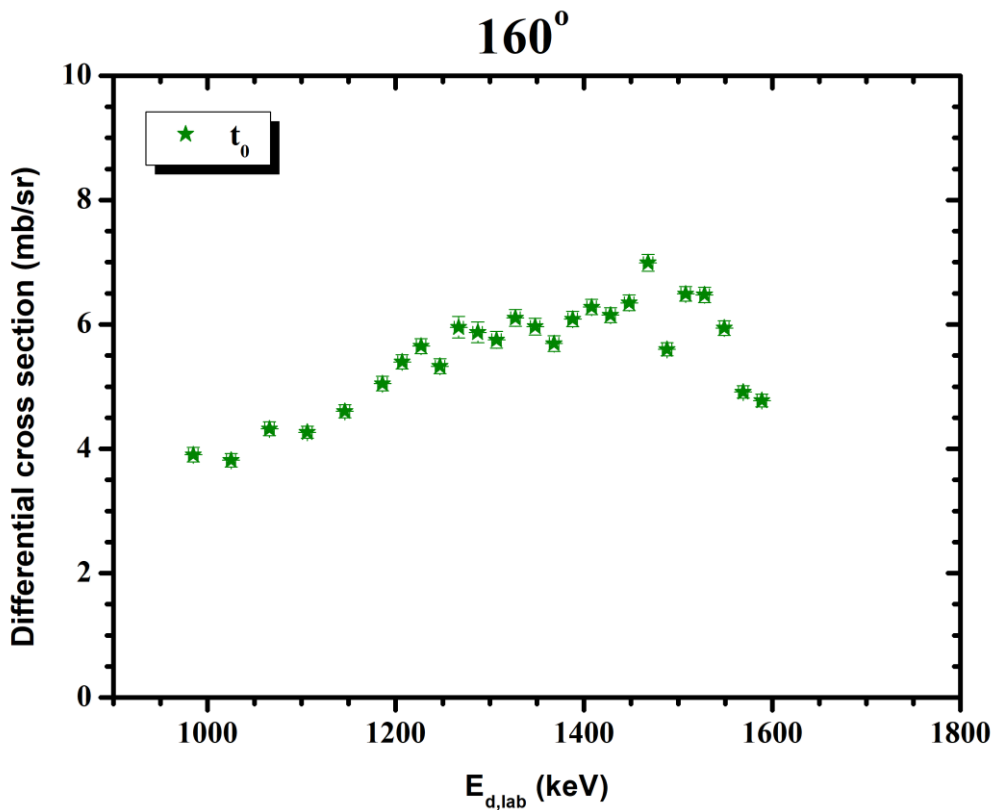
Εικόνα 3.1.8.19: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ , για γωνία ανίχνευσης  $130^\circ$



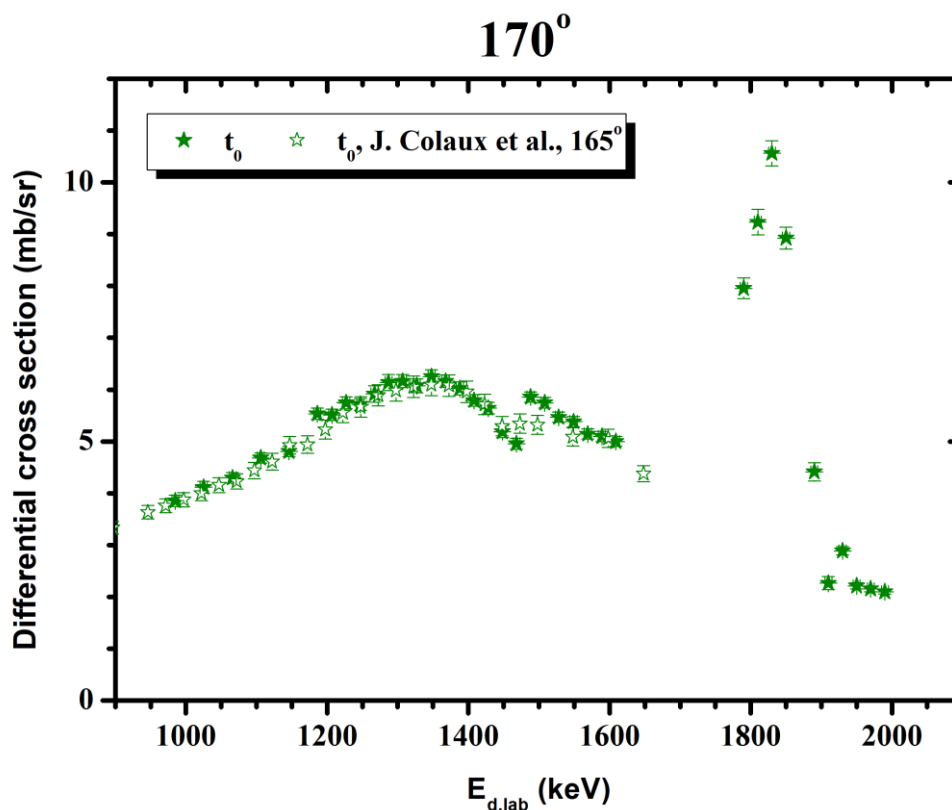
Εικόνα 3.1.8.20: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ , για γωνία ανίχνευσης  $140^\circ$ , σε σύγκριση με τις  $135^\circ$  των J. L. Colaux et al.



Εικόνα 3.1.8.21: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ , για γωνία αντίχτυσης  $150^\circ$ , σε σύγκριση με τα δεδομένα των J. L. Colaux et al.



Εικόνα 3.1.8.22: Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ , για γωνία αντίχτυσης  $160^\circ$



**Εικόνα 3.1.8.23:** Διαφορική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ , για γωνία ανίχνευσης  $170^\circ$ , σε σύγκριση με τις  $165^\circ$  των J. L. Colaux et al.

### 3.1.9 Σχολιασμός & σύγκριση αποτελεσμάτων

Αρχικά, βάσει των παραπάνω διαγραμμάτων των αποτελεσμάτων της διαφορικής ενεργού διατομής για τις αντιδράσεις  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$  παρατηρούνται τα εξής. Η μορφή των ενεργών διατομών είναι σχετικά ομαλή, χωρίς συντονιστική συμπεριφορά. Η απουσία συντονισμών ήταν αναμενόμενη, καθώς σύμφωνα με το ενεργειακό διάγραμμα του σύνθετου πυρήνα  $^{15}\text{N}$  (εικόνα 1.3.1) και τις στάθμες του που διεγείρονται, τα πλάτη των σταθμών αυτών δεν είναι μικρά. Άρα, δεν αναμέναμε να καταγράψουμε έντονους, στενούς συντονισμούς. Πράγματι, οι λίγοι συντονισμοί που εμφανίζονται στα διαγράμματα δεν είναι ούτε ισχυροί, ούτε λεπτοί.

Ακόμα, οι τιμές των διαφορικών ενεργών διατομών είναι σχετικά χαμηλές, γεγονός που δεν ευνοεί την χρήση τους για διάφορες εφαρμογές προφίλομετρίας σε βιολογικά δείγματα ή δείγματα πολιτιστικής κληρονομιάς. Πιο συγκεκριμένα, σταθερά οι υψηλότερες τιμές παρατηρούνται στην αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ , ακολουθούμενη, κατά σειρά, από την  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$  και τις  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$  και  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$ . Όπως προαναφέρθηκε, η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$  για γωνία ανίχνευσης  $160^\circ$  δεν υπολογίστηκε, λόγω αδυναμίας ολοκλήρωσης των κορυφών αυτών στα πειραματικά φάσματα.

Σημαντικό είναι, επίσης, να αναφερθεί ότι παρατηρείται ελαφριά γωνιακή εξάρτηση των διαφορικών ενεργών διατομών, ειδικότερα στους συντονισμούς. Για παράδειγμα στα

διαγράμματα της  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$  στις μεγαλύτερες γωνίες (εικόνες 3.1.8.9 – 3.1.8.11), παρατηρούμε στην κορυφή των συντονισμών, μία απόκλιση της τάξης του 8.5% ανά  $10^\circ$ .

Συγκρίνοντας τώρα τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας με τα δεδομένα της βιβλιογραφίας, αρχικά παρατηρούμε πως τα τρία σετ δεδομένων παρουσιάζουν αρκετά καλή συμφωνία στη μορφή της ενεργού διατομής. Δεύτερον, παρατηρείται μία γενική ικανοποιητική συμφωνία στις τιμές, με κάποιες εξαιρέσεις. Ειδικότερα, στην αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ , για τη γωνία ανίχνευσης  $150^\circ$  τα δύο σετ δεδομένων εμφανίζουν ικανοποιητική συμφωνία. Αντιθέτως, στις γωνίες ανίχνευσης  $140^\circ$  (σε σύγκριση με  $135^\circ$ ) και  $170^\circ$  (σε σύγκριση με  $165^\circ$ ), παρατηρείται μία πολύ σημαντική απόκλιση μεταξύ 20 – 40%.

Σίγουρα, στη σύγκριση των δεδομένων της εργασίας αυτής με τα δεδομένα της βιβλιογραφίας, αναμένονται αποκλίσεις, λόγω σύγκρισης με τιμές διαφορετικών γωνιών ανίχνευσης. Ωστόσο, τέτοιες μεγάλες αποκλίσεις δεν μπορούν να αιτιολογηθούν λόγω απόκλισης στη γωνία ανίχνευσης κατά  $5^\circ$ . Φυσικά, μία τόσο μεγάλη απόκλιση δεν μπορεί να αιτιολογηθεί ούτε μέσω συστηματικών σφαλμάτων, καθώς σε όλες τις υπόλοιπες αντιδράσεις παρατηρούνται σχετικά μικρές αποκλίσεις. Μελετώντας τη μέθοδο που ακολουθήθηκε στις μετρήσεις των J. L. Colaux et al. δεν παρατηρείται κάποιος παράγοντας που να εξηγεί μία τόσο μεγάλη υπερεκτίμηση της ενεργού διατομής. Έτσι, αναμένουμε να συγκρίνουμε τα αποτελέσματα με τις μετρήσεις αξιοπιστίας, ώστε να αποκτήσουμε μία καλύτερη εικόνα και να αποφανθούμε πιο ξεκάθαρα.

### 3.2 Μετρήσεις αξιοπιστίας (benchmarking)

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας πραγματοποιήθηκαν, επίσης, μετρήσεις αξιοπιστίας σε γωνίες ανίχνευσης οπισθοσκέδασης, και συγκεκριμένα στις  $120^\circ$ ,  $130^\circ$ ,  $140^\circ$ ,  $150^\circ$ ,  $160^\circ$  και  $170^\circ$  και σε ενέργειες  $E_{d,\text{lab}} = 1.20 - 2.00 \text{ MeV}$ , με βήμα  $\sim 200 \text{ keV}$ , με σκοπό τον έλεγχο αξιοπιστίας των αποτελεσμάτων των πειραματικά προσδιορισμένων διαφορικών ενεργών διατομών. Κάθε ενεργειακή μέτρηση έγινε σε 5 γωνίες ανίχνευσης ταυτόχρονα, καθώς η μία θέση στην πλακέτα ηλεκτρονικών (προενισχυτής και ενισχυτής), απασχολούνταν από το σύστημα chopper, το οποίο, όπως και ο δεύτερος ακτινοβολούμενος στόχος glassy carbon, χρησιμοποιήθηκε για την κανονικοποίηση του ρεύματος της μέτρησης.

#### 3.2.1 Έλεγχος αξιοπιστίας ενεργών διατομών

Ο έλεγχος αξιοπιστίας διαφορικών ενεργών διατομών (benchmarking) για τις διάφορες τεχνικές IBA είναι μία διαδικασία που ακολουθείται, έτσι ώστε να επικυρώνονται τα δεδομένα των διαφορικών ενεργών διατομών φορτισμένων σωματιδίων σε συγκεκριμένες γωνίες.

Ο έλεγχος αυτός επιτυγχάνεται συγκρίνοντας τα φάσματα που έχουν προκύψει από τα πειραματικά δεδομένα μετρήσεων αξιοπιστίας σε παχύ, ομοιόμορφο στόχο γνωστής σύστασης, με προσομοιώσεις φασμάτων από θεωρητικά δεδομένα που είναι βασισμένα στη θεωρία R – matrix [17] – [18] και είναι προσαρμοσμένα σε προϋπάρχουσες πειραματικές μετρήσεις (evaluated data). Τα δεδομένα αυτά παρέχονται στη διεθνή επιστημονική κοινότητα μέσω της βιβλιοθήκης IBANDL, υπό την αιγίδα της Διεθνούς Επιτροπής Ατομικής Ενέργειας (International Atomic Energy Agency – IAEA). Είναι σημαντικό, η διαδικασία του benchmarking να γίνεται

ακριβώς στις ίδιες συνθήκες που υφίστανται και σε μία διαδικασία μέτρησης ενός δείγματος άγνωστης στοιχειομετρίας, καθώς στην πλειοψηφία των περιπτώσεων, τα προς ανάλυση δείγματα είναι παχείς στόχοι που χρησιμοποιούνται στις τεχνικές IBA.

Σημαντικό ρόλο σε ένα πείραμα ελέγχου αξιοπιστίας έχει η σωστή επιλογή του στόχου. Το γεγονός ότι το πείραμα γίνεται με παχύ στόχο, όπως η παστίλια  $^{13}\text{C}$  που κατασκευάσαμε, παρέχει το πλεονέκτημα της σάρωσης μίας ευρείας ενεργειακής περιοχής, λόγω της απώλειας ενέργειας της δέσμης καθώς τα ιόντα εισχωρούν στο υλικό. Έτσι, σε αντίθεση με το πείραμα για τη μέτρηση της διαφορικής ενεργού διατομής, στην οποία η ενεργός διατομή μετράται αυστηρά και μόνο σε μία ενέργεια, η κάθε μέτρηση του benchmarking μπορεί να εξαγάγει συμπεράσματα για ένα εύρος ενεργειών από την ενέργεια δέσμης και περίπου για 200 keV λιγότερο.

Συμπεραίνουμε λοιπόν, ότι για να γίνει σωστά ένα πείραμα benchmarking χρειάζεται προσεκτικός σχεδιασμός και μελέτη, όπως και κάθε είδους πείραμα άλλωστε, για την αποφυγή προβλημάτων που σχετίζονται με τους χρησιμοποιημένους στόχους. Το πρόβλημα αυτό δεν χρειάστηκε να το αντιμετωπίσουμε στο συγκεκριμένο πείραμα, αφού ο στόχος κατασκευάστηκε κατά τη διάρκεια του πειράματος στο εργαστήριο του επιταχυντή του Ι.Π.Σ.Φ., στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος». Υπενθυμίζουμε πως ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε ήταν μία παχιά και συμπαγής παστίλια  $^{13}\text{C}$ , αποτελούμενη κατά 95% κατά βάρος από σκόνη υψηλής καθαρότητας  $^{13}\text{C}$  (99%) και κατά 5% από σελλουλόζη (cellulose –  $\text{C}_6\text{H}_{10}\text{O}_5$ ).

Τέλος, μέσω των μετρήσεων αυτών, που για πρώτη φορά πραγματοποιήθηκαν στον  $^{13}\text{C}$ , μπορούμε να ελέγξουμε και την αξιοπιστία των διαφορικών ενεργών διατομών που προσδιορίσαμε από τα πειραματικά μας δεδομένα.

### 3.2.2 Μέθοδος & Ανάλυση

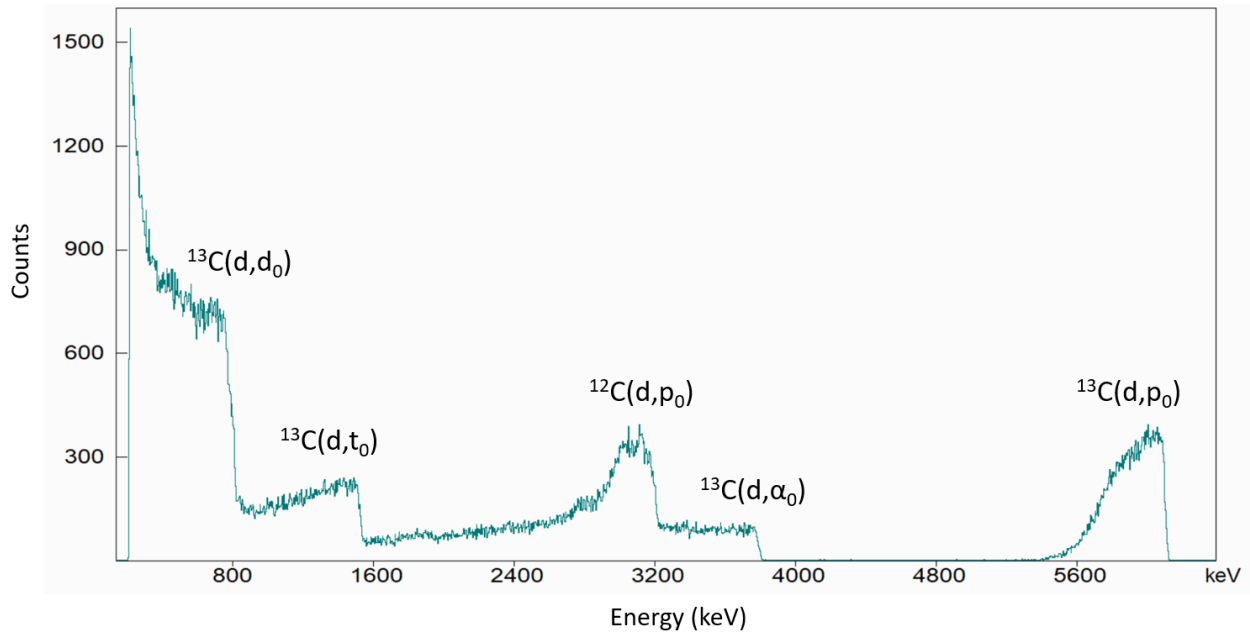
Συνολικά, αντλήσαμε 60 φάσματα, τα 10 από τα οποία αφορούσαν το chopper και τα υπόλοιπα τους στόχους. Τα φάσματα προς μελέτη ήταν τα 25 φάσματα της παστίλιας  $^{13}\text{C}$ . Τόσο τα φάσματα που αφορούσαν τον στόχο glassy carbon, όσο και τα φάσματα του chopper, αποτέλεσαν βοηθητικά στοιχεία στην ανάλυση των δεδομένων. Αυτά, χρησιμοποιήθηκαν προκειμένου να προσδιορίσουμε τους άγνωστους παράγοντες που υπεισέρχονται στο λογισμικό SIMNRA ως στοιχεία εισόδου, προκειμένου να πραγματοποιήσουμε προσομοιώσεις για να προσδιορίσουμε την απόκλιση των αποτελεσμάτων μας από τις πειραματικές μετρήσεις αξιοπιστίας.

Για την εκκίνηση της προσομοίωσης, είναι απαραίτητη η παροχή στο λογισμικό, κάποιων χαρακτηριστικών του πειράματος, όπως αυτά περιγράφονται στην παράγραφο 3.1.3. Από αυτά, οι ενεργές διατομές για τις εμπλεκόμενες αντιδράσεις είναι αυτές που προσδιορίσαμε προηγουμένως, ο στόχος είναι ο πολυστρωματικός στόχος που χρησιμοποιήθηκε στο πρώτο πειραματικό μέρος, η σύσταση του οποίου αναλύθηκε, και ο μόνος άγνωστος παράγοντας είναι το  $Q \cdot \Omega$ , τον οποίο προσδιορίζουμε μέσω των πειραματικών φασμάτων.

Συγκεκριμένα, υπολογίζουμε το λόγο των γεγονότων προς την ενεργό διατομή του χρυσού για κάθε γωνία ανίχνευσης, ως προς τη γωνία των  $170^\circ$ . Για παράδειγμα, για τη γωνία των  $120^\circ$  υπολογίζουμε το λόγο:  $\frac{120^\circ}{170^\circ} = \frac{Y}{\frac{d\sigma}{d\Omega}}$ . Έχοντας υπολογίσει το λόγο αυτό, για κάθε γωνία ανίχνευσης, προσδιορίζουμε τον παράγοντα  $Q \cdot \Omega$  για τις  $170^\circ$ . Αυτό επιτυγχάνεται μέσω κανονικοποίησης, με χρήση των γεγονότων της κορυφής του chopper για τις μετρήσεις του glassy carbon και των γεγονότων της κορυφής του chopper για τις μετρήσεις της παστίλιας  $^{13}\text{C}$ . Έπειτα,

χρησιμοποιώντας τους λόγους που προσδιορίσαμε νωρίτερα, υπολογίζουμε τον παράγοντα  $Q \cdot \Omega$  για όλες τις γωνίες ανίχνευσης στις μετρήσεις με την παστίλια.

Έχοντας πλέον όλα τα χαρακτηριστικά που θα λειτουργήσουν ως δεδομένα εισόδου για το λογισμικό SIMNRA, μπορούμε να ξεκινήσουμε τις προσομοιώσεις.

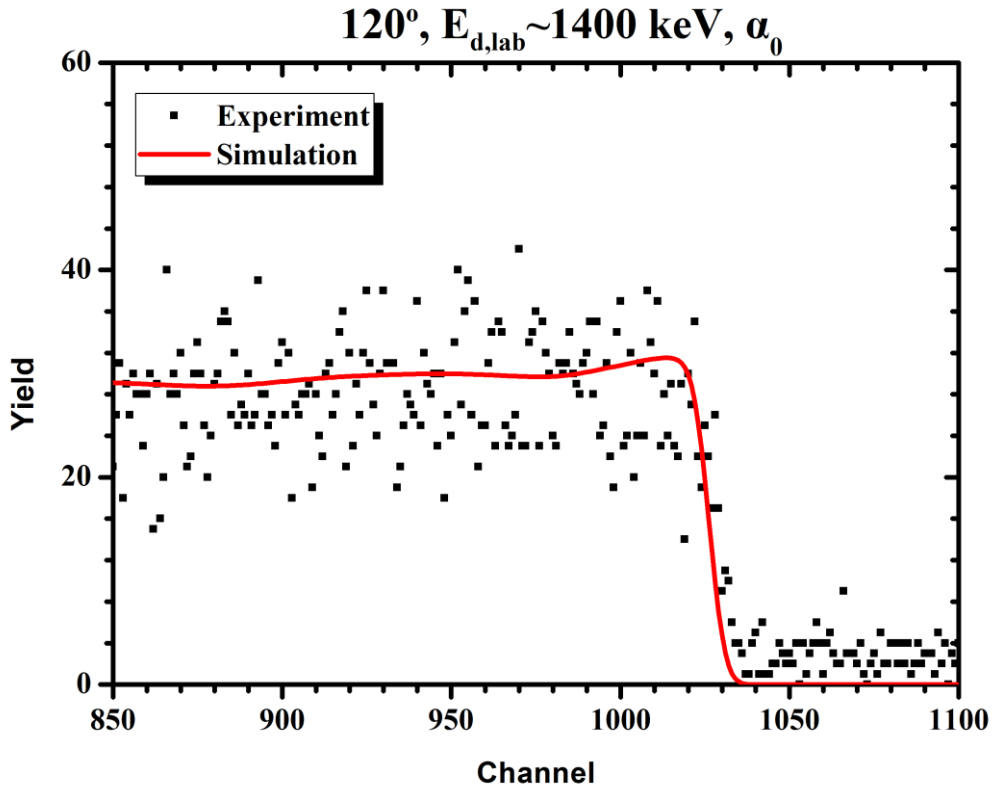


**Εικόνα 3.2.2.1:** Τυπικό φάσμα μετρήσεων αξιοπιστίας σε στόχο παστίλιας  $^{13}\text{C}$ , σε γωνία ανίχνευσης  $170^\circ$  και ενέργεια δευτερίων  $E_{d,\text{lab}} = 1400 \text{ keV}$

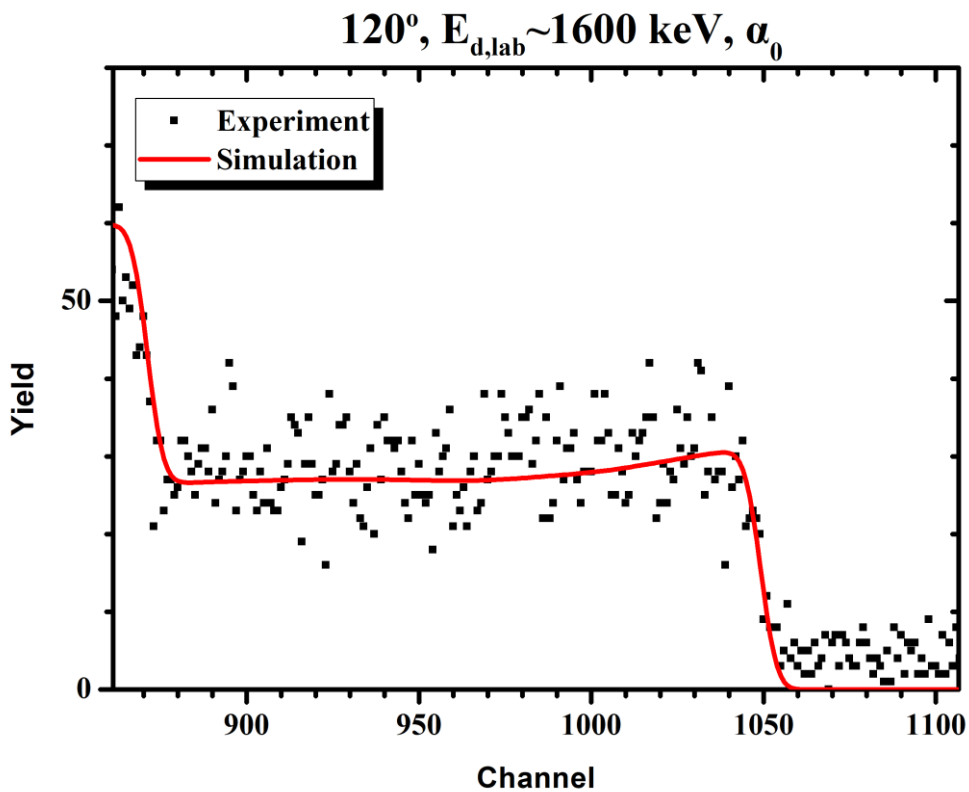
### 3.2.3 Αποτελέσματα μετρήσεων αξιοπιστίας

Οι πειραματικές μετρήσεις αξιοπιστίας που πραγματοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία, για οπισθοσκεδαζόμενες γωνίες ανίχνευσης  $120^\circ$ ,  $130^\circ$ ,  $140^\circ$ ,  $150^\circ$ ,  $160^\circ$  και  $170^\circ$  σε ενεργειακό εύρος  $E_{d,\text{lab}} = 1.20 - 2.00 \text{ MeV}$ , με βήμα από  $200 \text{ keV}$ , παρουσιάζονται στα ακόλουθα διαγράμματα.

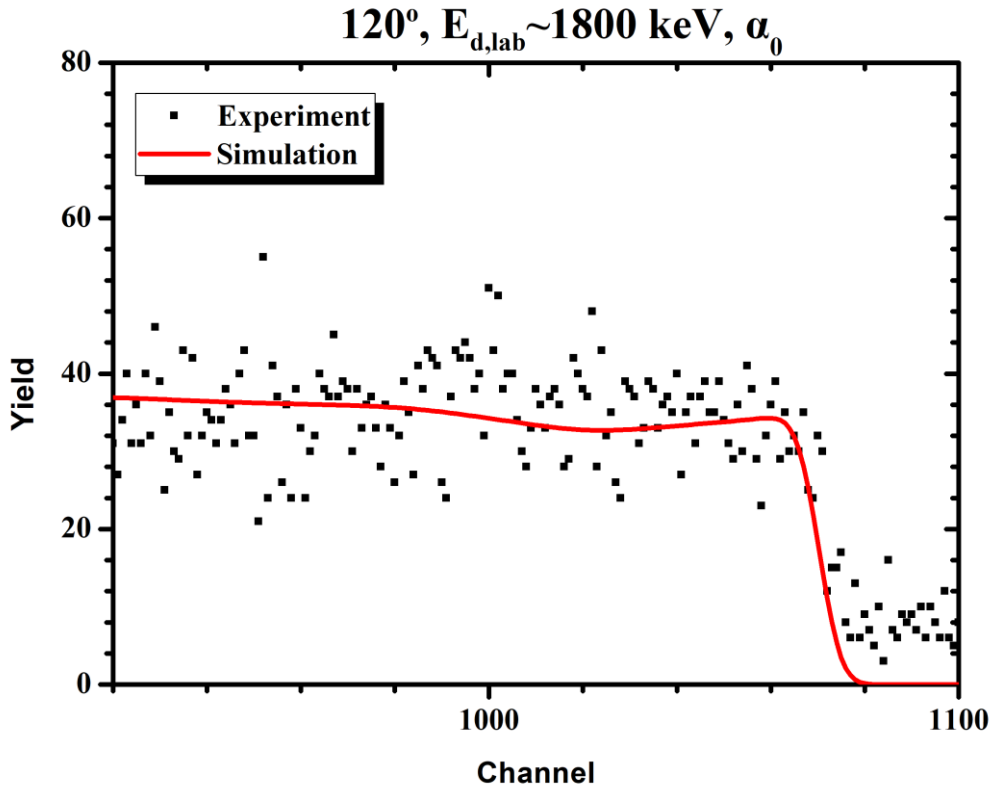




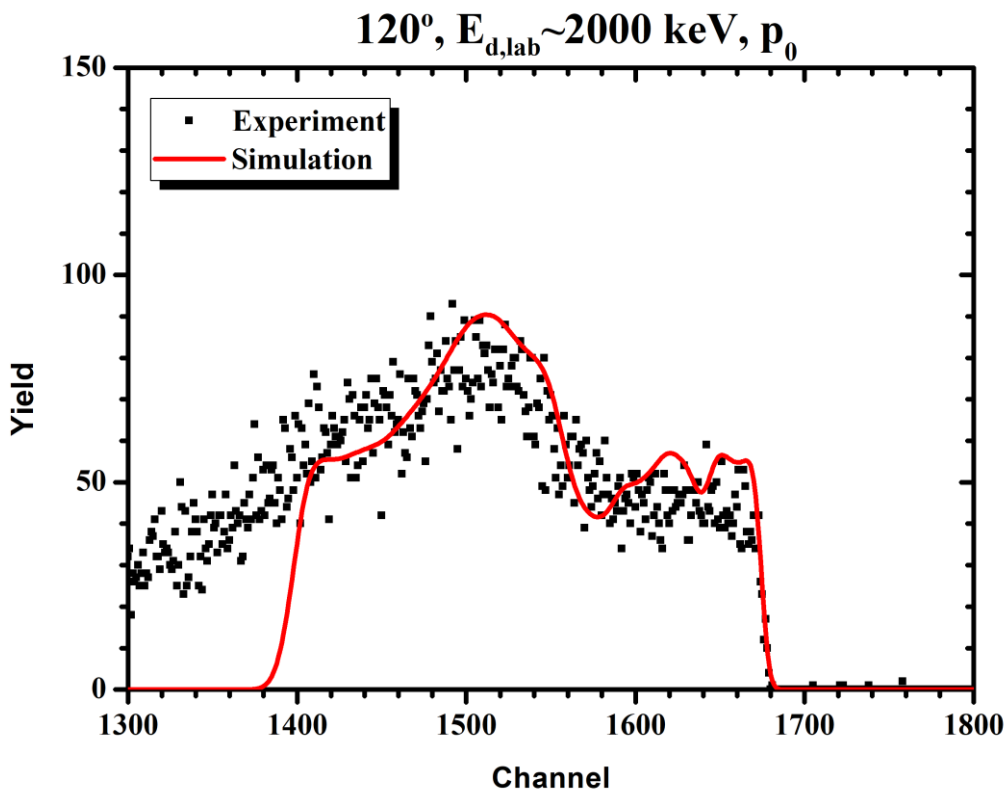
**Εικόνα 3.2.3.1:** Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία ανίχνευσης 120° και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1400$  keV, για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



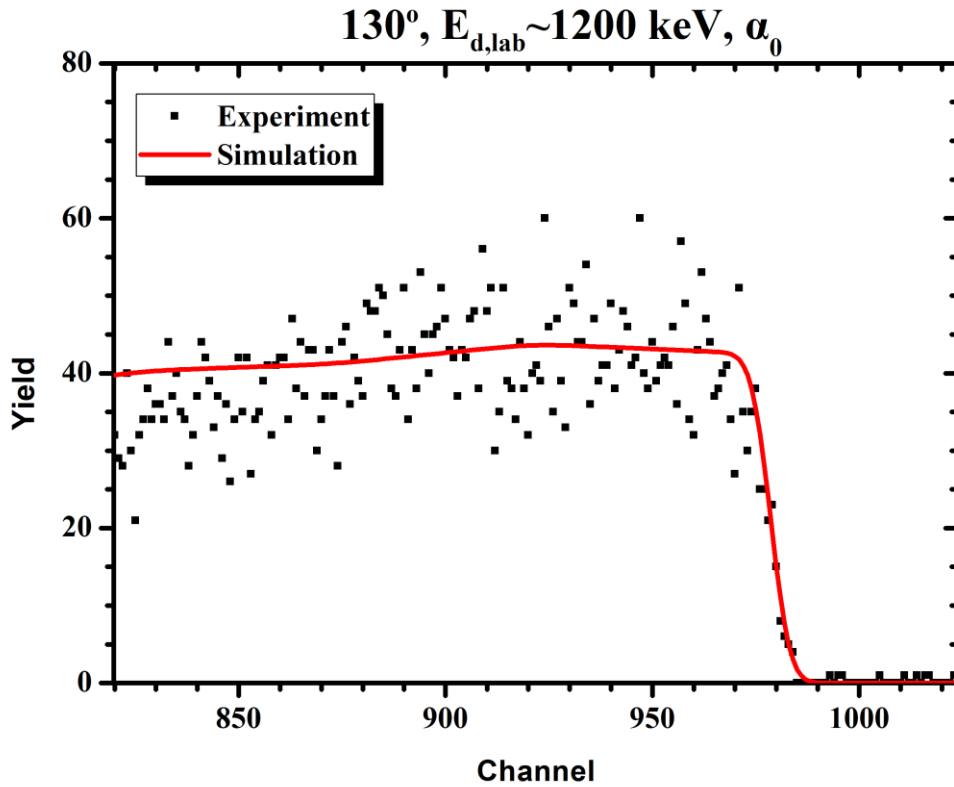
**Εικόνα 3.2.3.2:** Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία ανίχνευσης 120° και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1600$  keV, για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



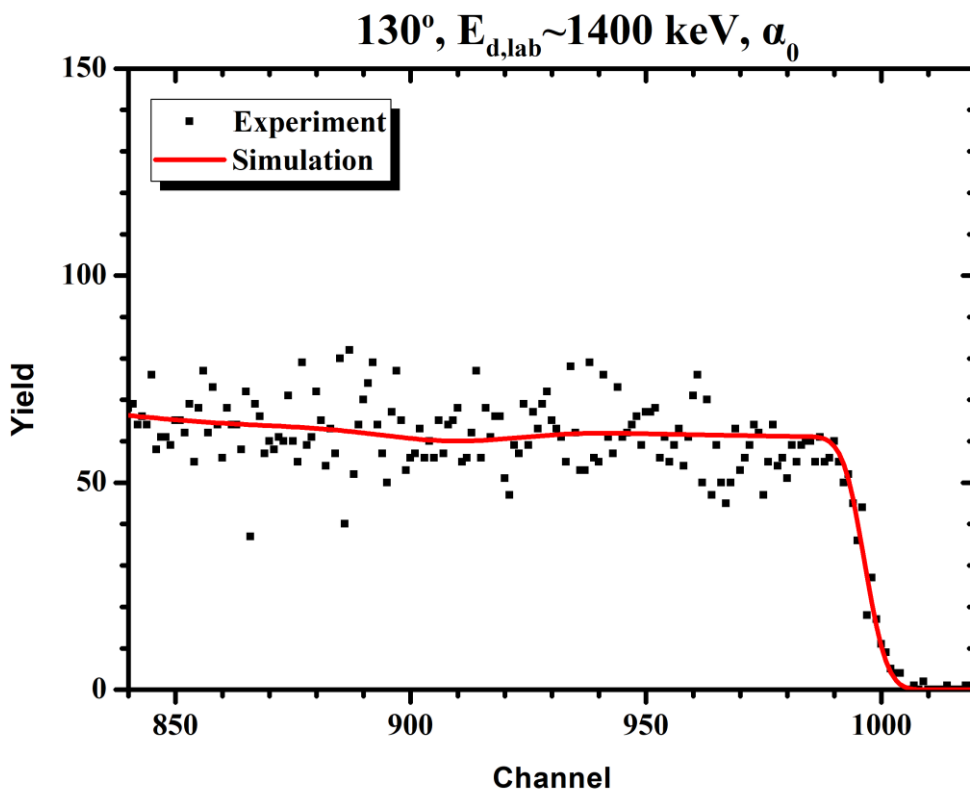
Εικόνα 3.2.3.3: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία ανίχνευσης 120° και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1800$  keV, για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha)^{11}\text{B}$



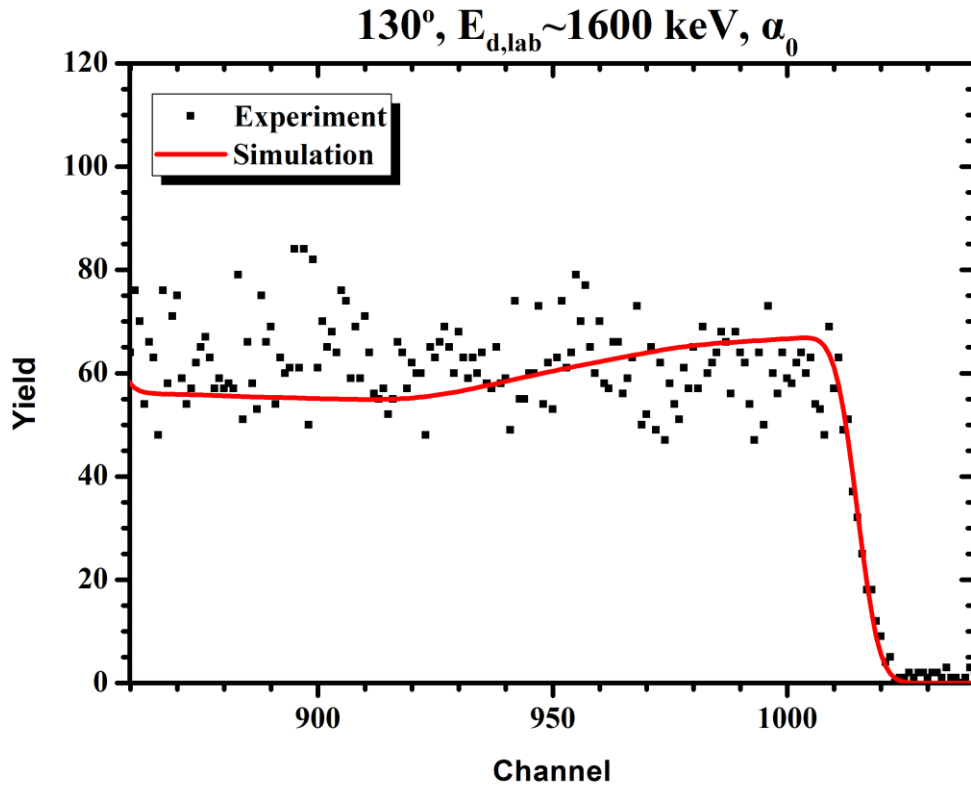
Εικόνα 3.2.3.4: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία ανίχνευσης 120° και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 2000$  keV, για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,p)^{14}\text{C}$



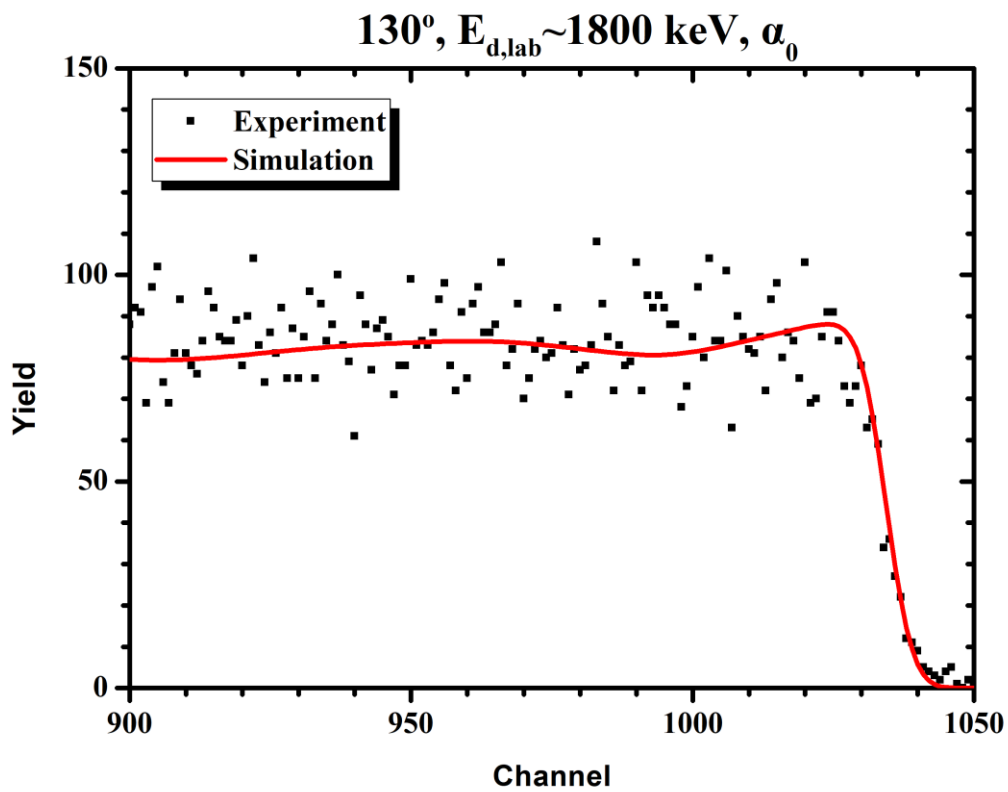
Εικόνα 3.2.3.5: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχνησης  $130^\circ$  και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1200 \text{ keV}$ , για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



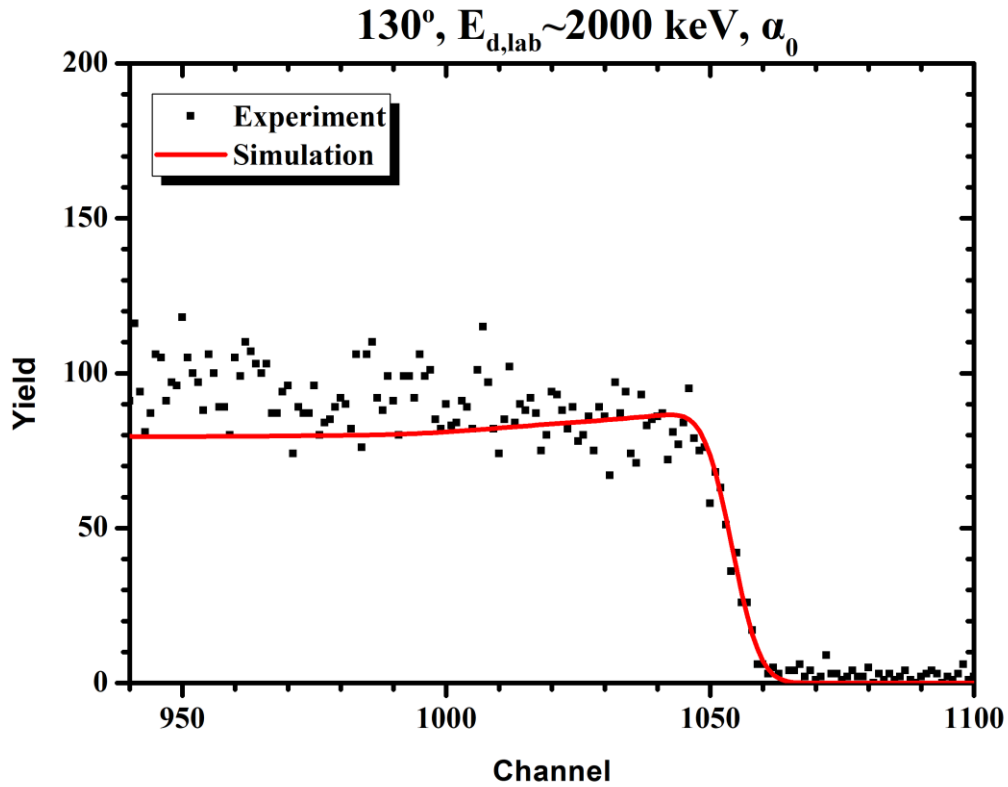
Εικόνα 3.2.3.6: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχνησης  $130^\circ$  και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1400 \text{ keV}$ , για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



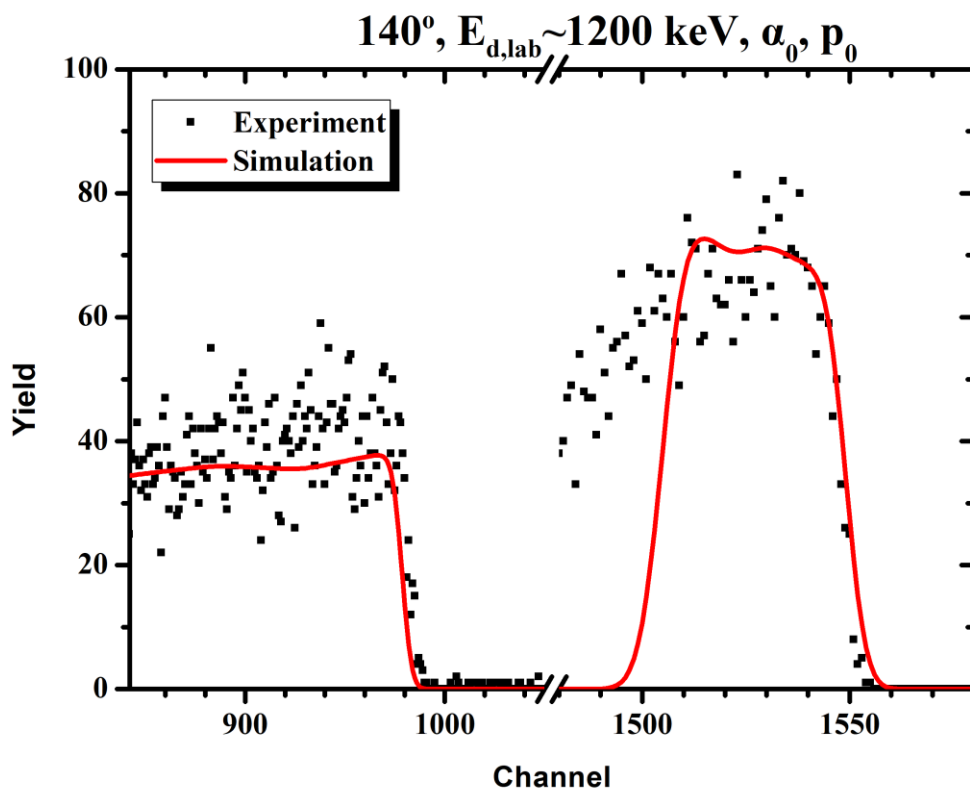
Εικόνα 3.2.3.7: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχνησης  $130^\circ$  και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1600 \text{ keV}$ , για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



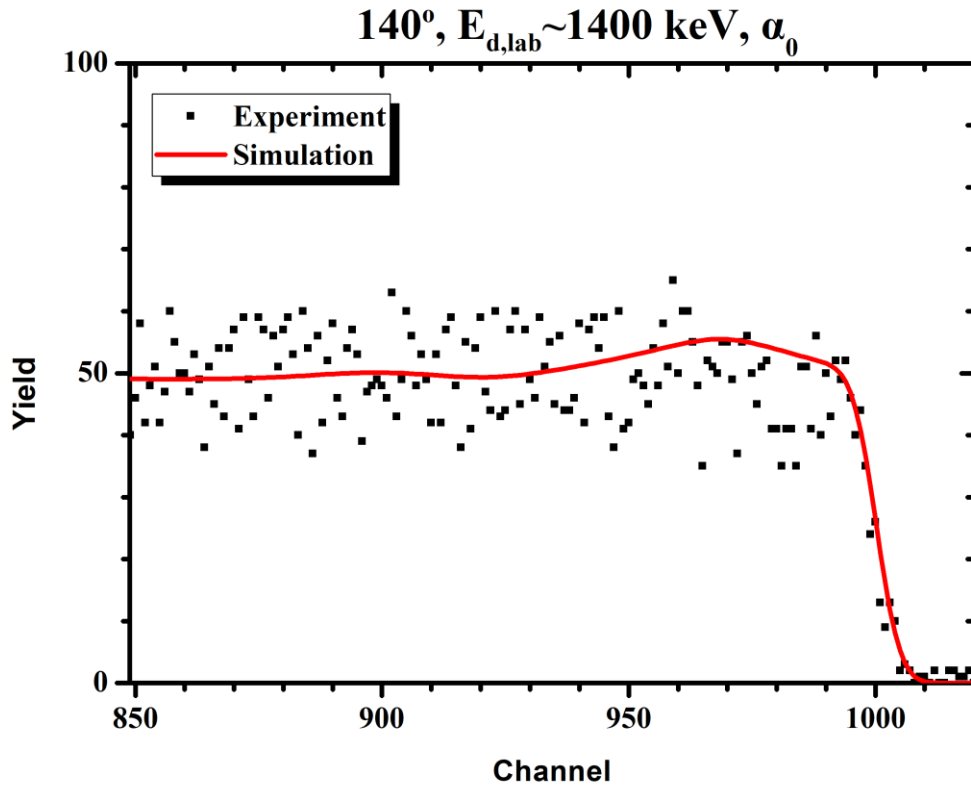
Εικόνα 3.2.3.8: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχνησης  $130^\circ$  και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1800 \text{ keV}$ , για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



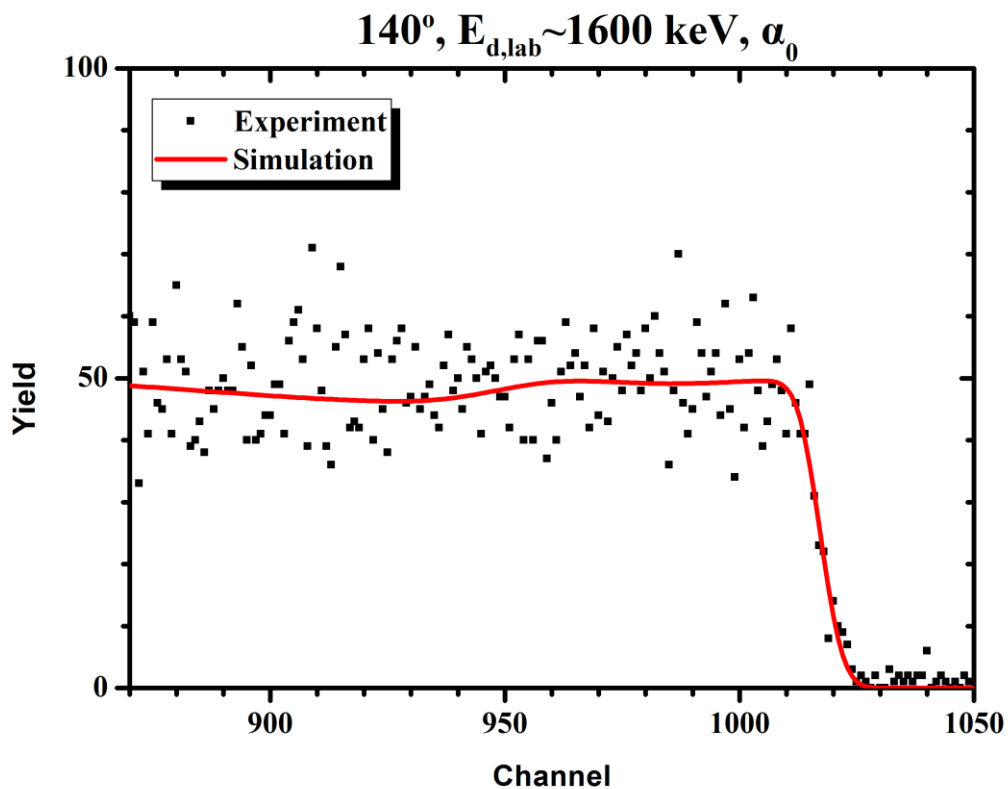
Εικόνα 3.2.3.9: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχνησης  $130^\circ$  και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 2000 \text{ keV}$ , για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



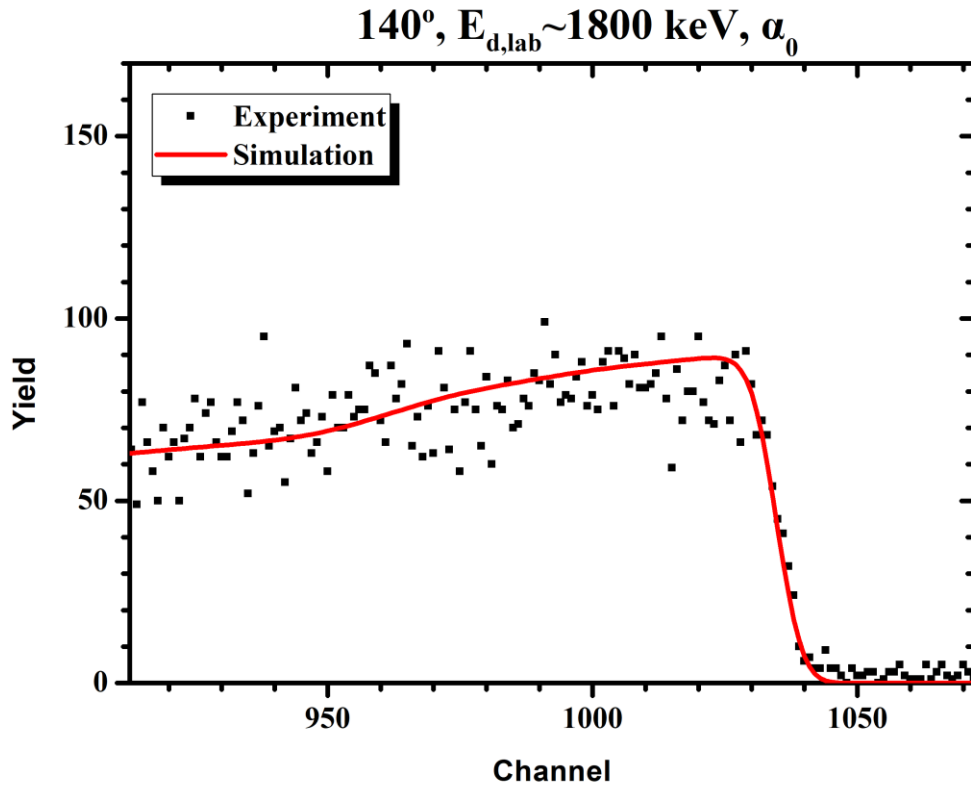
Εικόνα 3.2.3.10: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχνησης  $140^\circ$  και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1200 \text{ keV}$ , για τις αντιδράσεις  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$



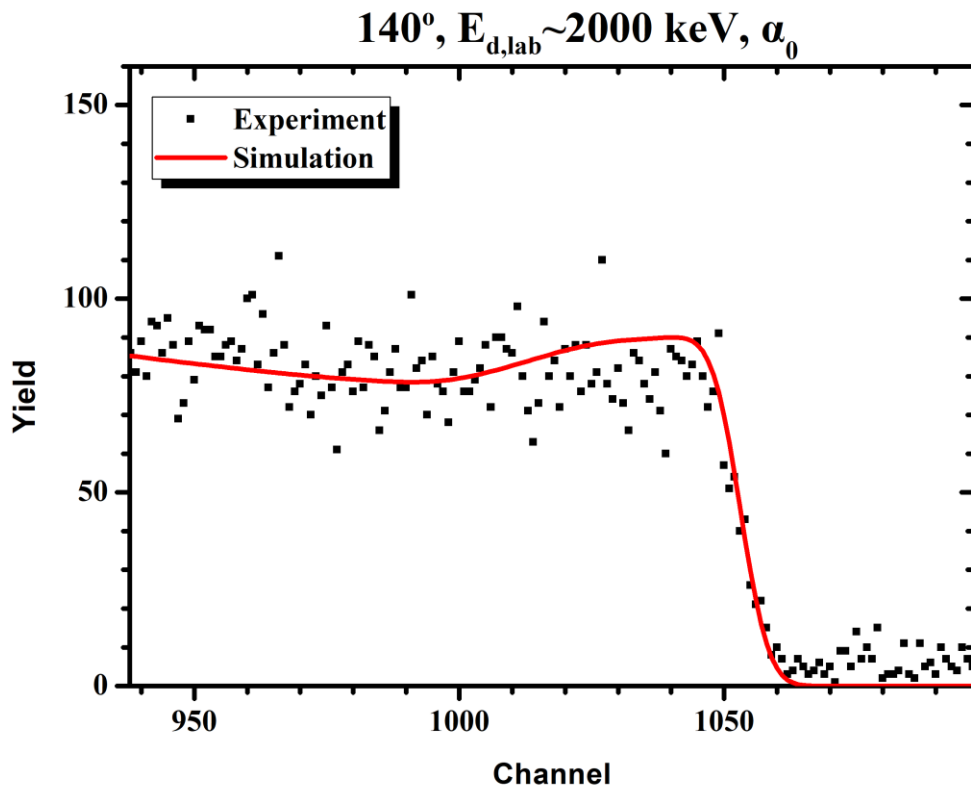
**Εικόνα 3.2.3.11:** Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχτυσης 140° και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1400$  keV, για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



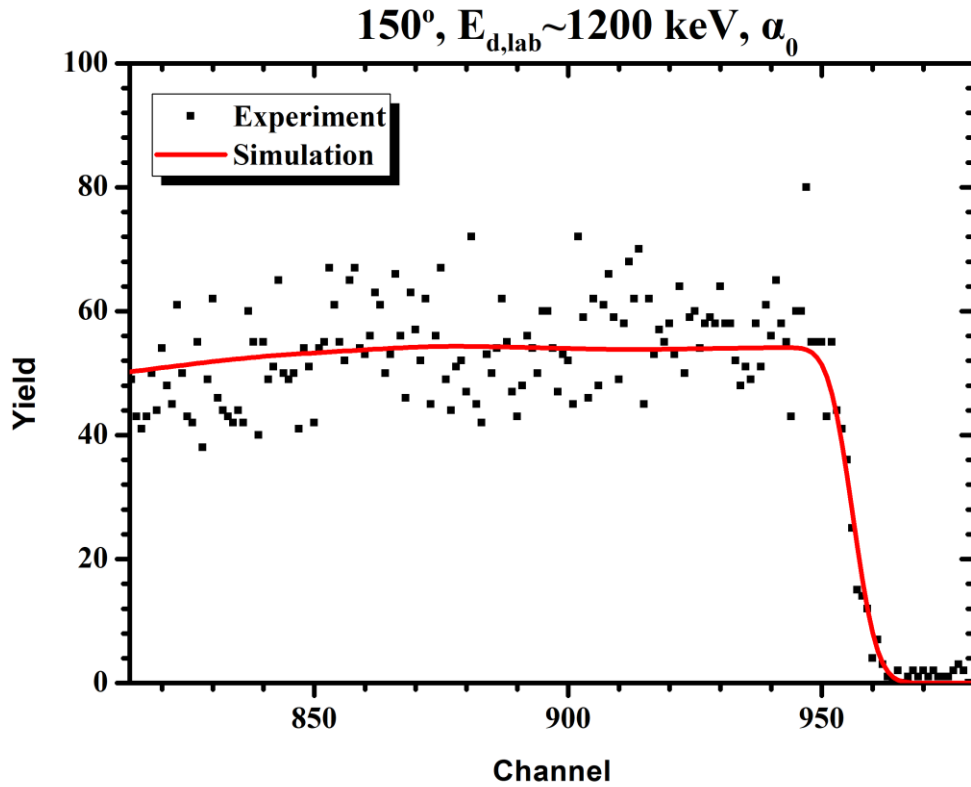
**Εικόνα 3.2.3.12:** Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχτυσης 140° και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1600$  keV, για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



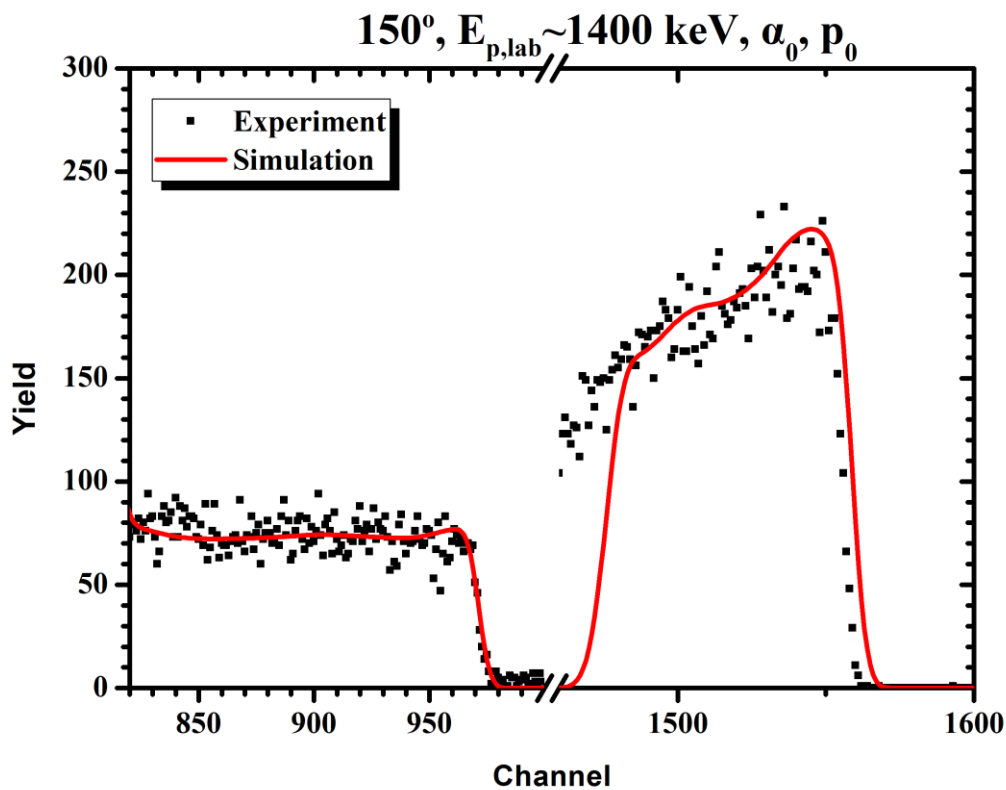
Εικόνα 3.2.3.13: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίδρασης  $140^\circ$  και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1800 \text{ keV}$ , για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



Εικόνα 3.2.3.14: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίδρασης  $140^\circ$  και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 2000 \text{ keV}$ , για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$

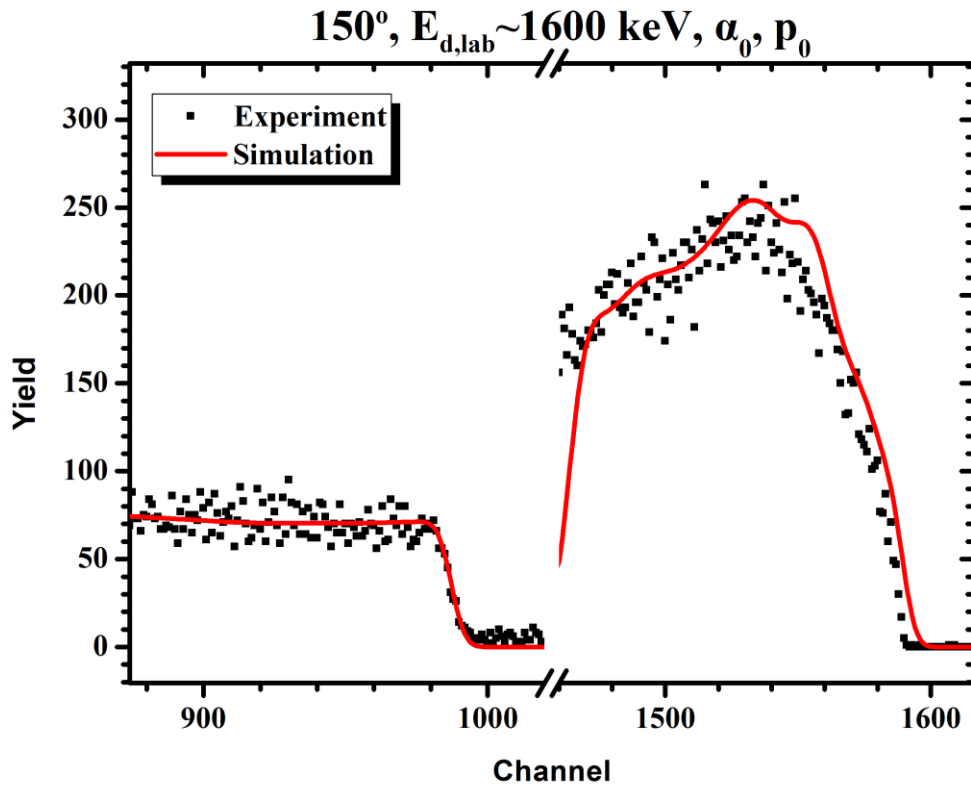


Εικόνα 3.2.3.15: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίγνευσης  $150^\circ$  και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1200 \text{ keV}$ , για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$

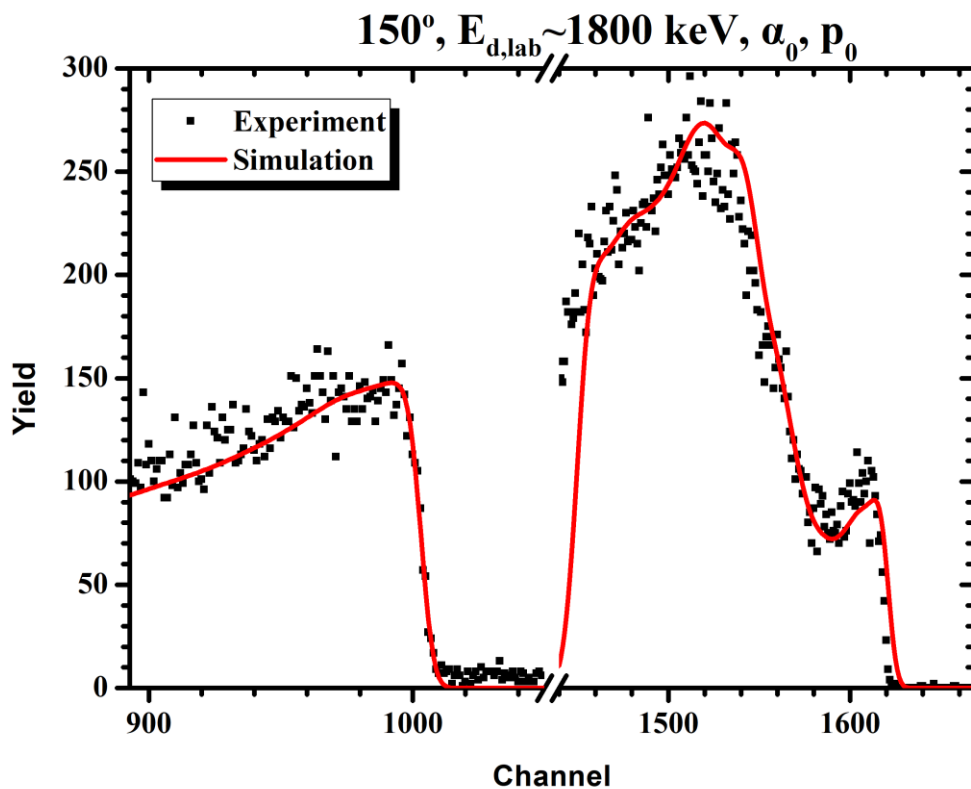


Εικόνα 3.2.3.16: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίγνευσης  $150^\circ$  και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1400 \text{ keV}$ , για τις αντιδράσεις  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$

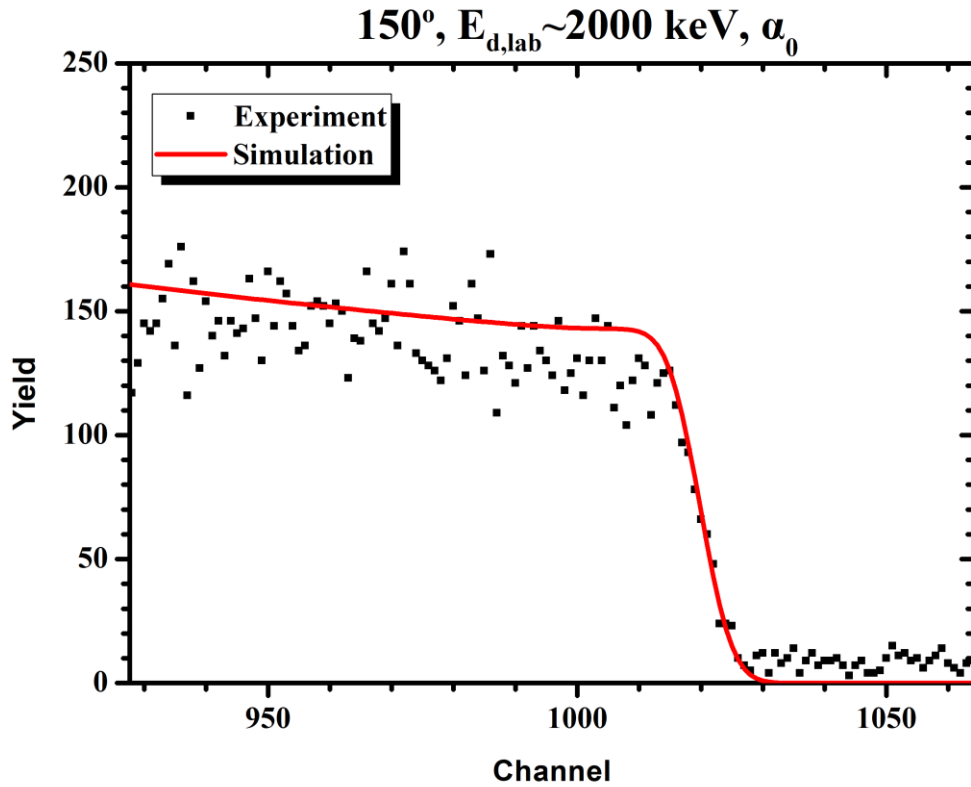




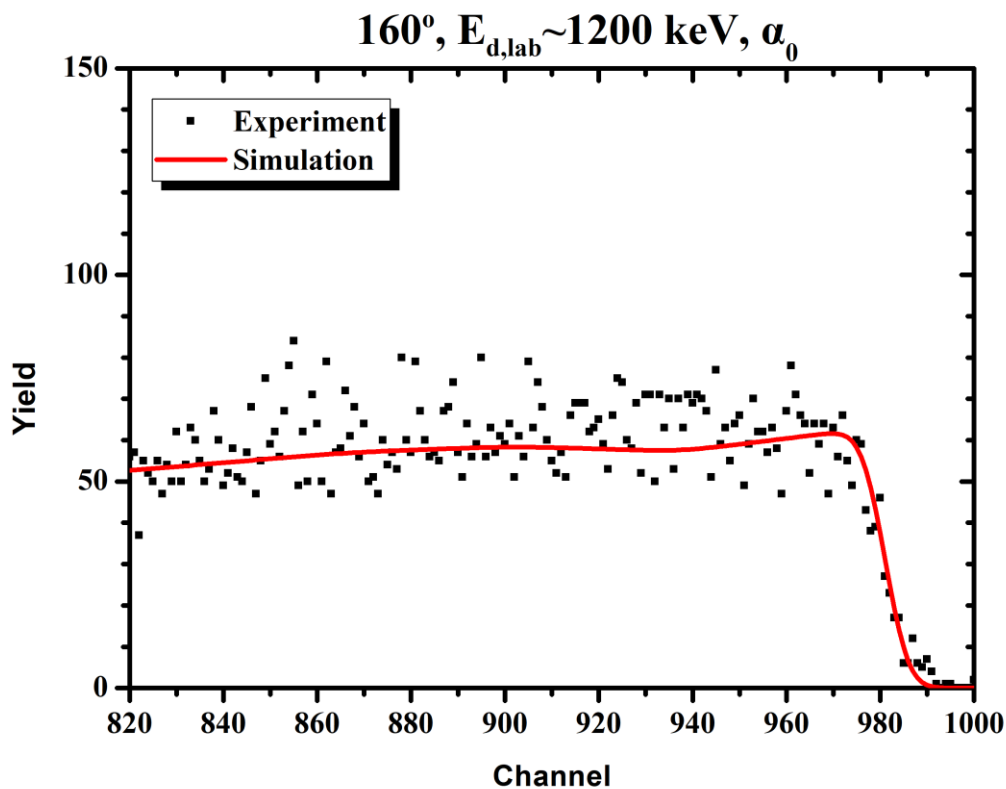
**Εικόνα 3.2.3.17:** Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχτυπου  $150^\circ$  και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1600 \text{ keV}$ , για τις αντιδράσεις  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$



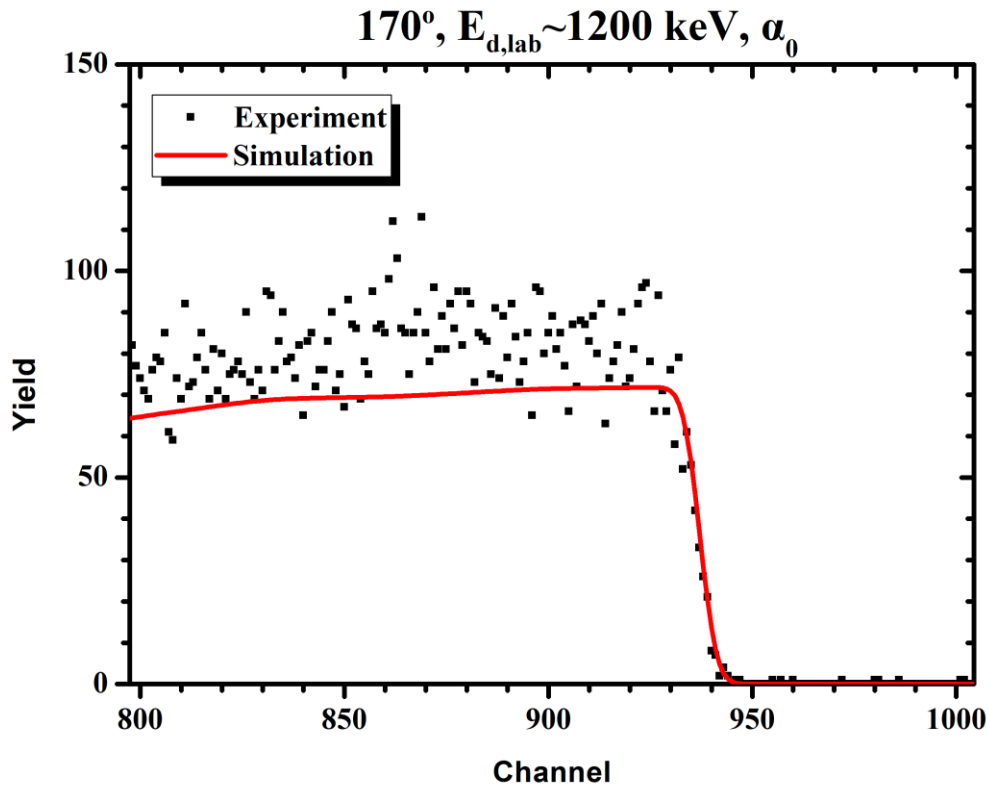
**Εικόνα 3.2.3.18:** Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχτυπου  $150^\circ$  και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1800 \text{ keV}$ , για τις αντιδράσεις  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$



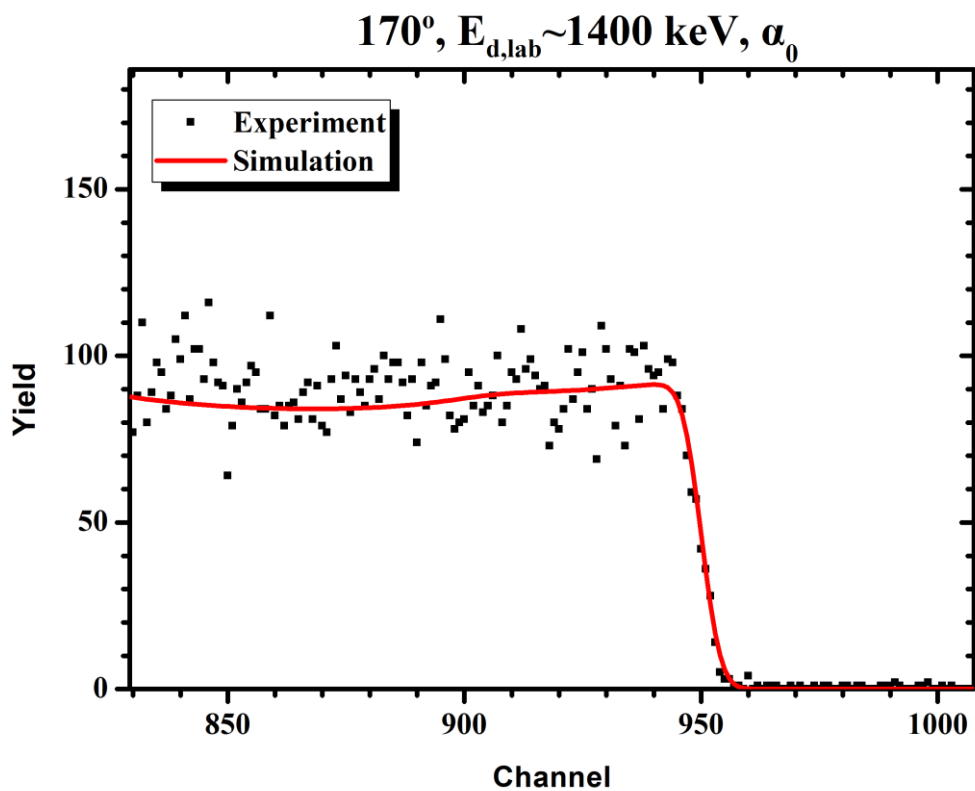
**Εικόνα 3.2.3.19:** Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχτυσης 150° και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 2000$  keV, για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



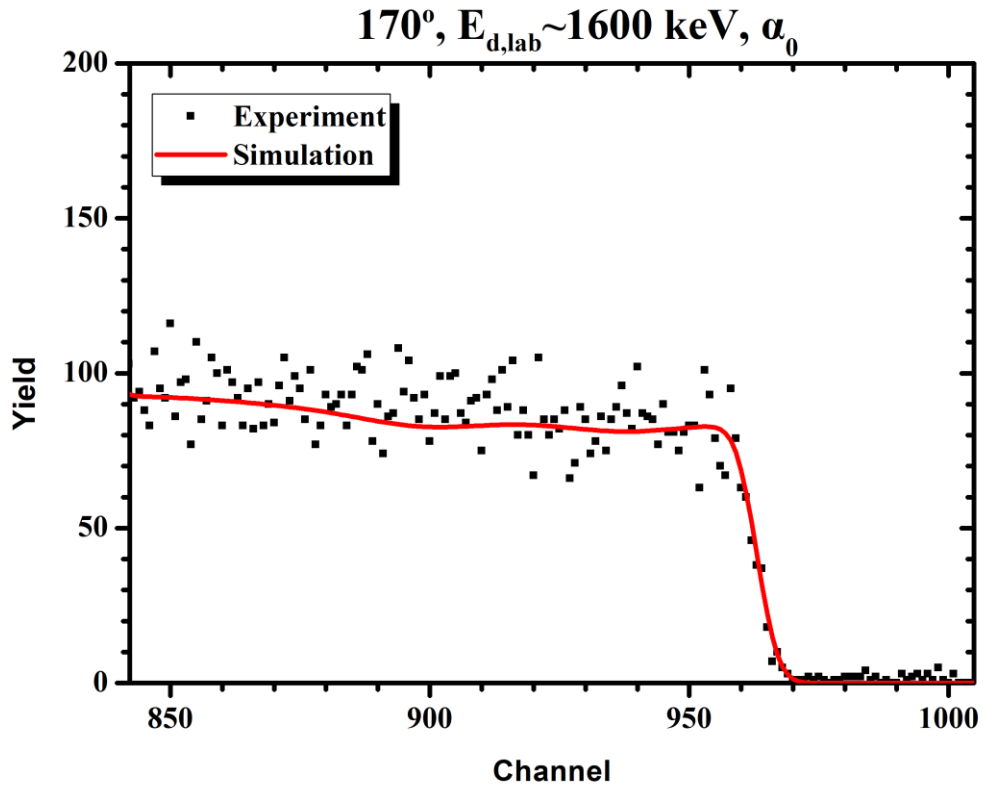
**Εικόνα 3.2.3.20:** Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχτυσης 160° και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1200$  keV, για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



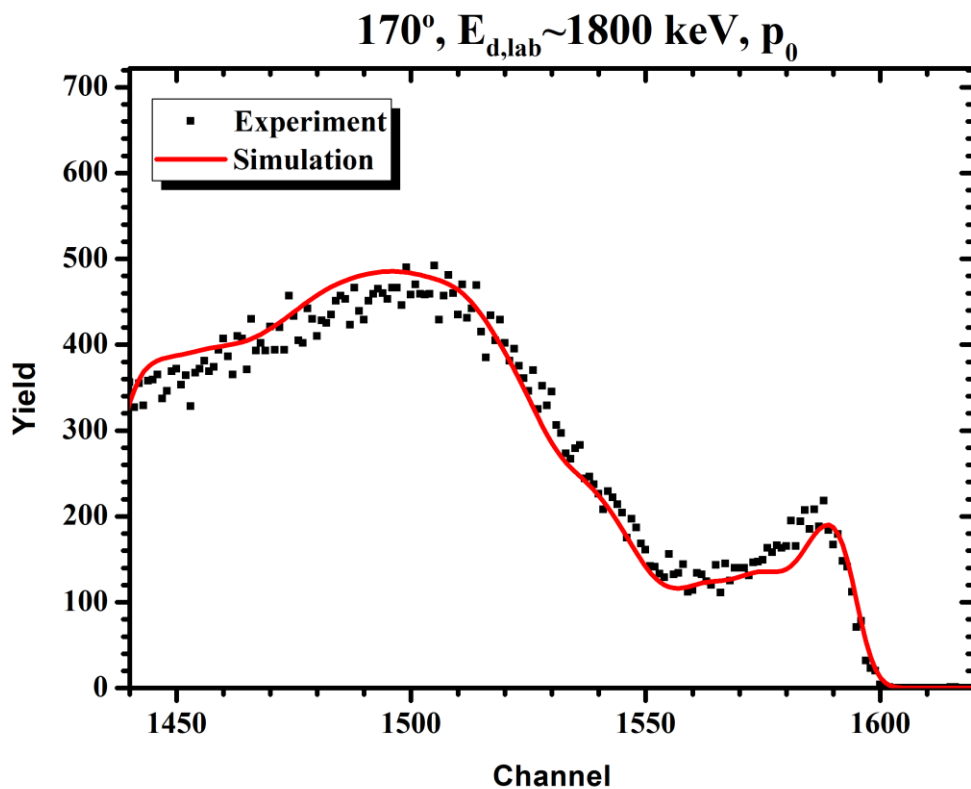
**Εικόνα 3.2.3.21:** Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχνησης 170° και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1200$  keV, για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



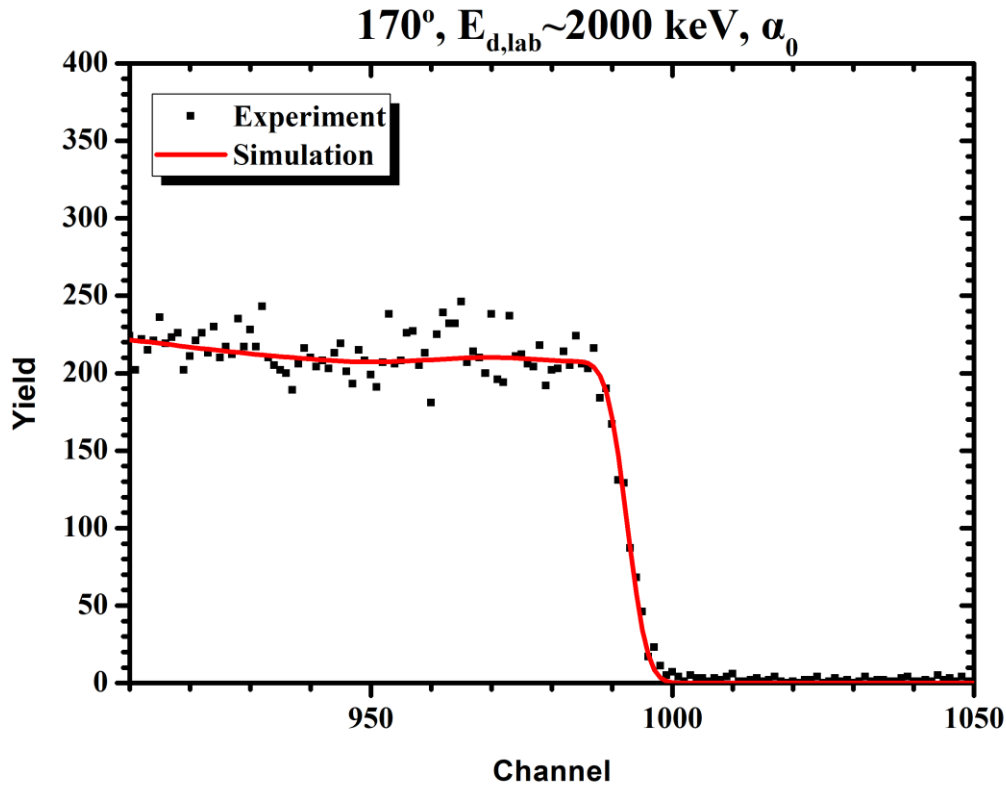
**Εικόνα 3.2.3.22:** Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχνησης 170° και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1400$  keV, για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



**Εικόνα 3.2.3.23:** Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχενωσης 170° και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1600$  keV, για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$



**Εικόνα 3.2.3.24:** Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία αντίχενωσης 170° και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 1800$  keV, για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$



Εικόνα 3.2.3.25: Σύγκριση πειραματικών δεδομένων μετρήσεων αξιοπιστίας με την προσομοίωση, για γωνία ανίχνευσης  $170^\circ$  και ενέργεια δέσμης δευτερίων  $E_{d,lab} \sim 2000 \text{ keV}$ , για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$

### 3.2.4 Σχολιασμός αποτελεσμάτων

Από τα διαγράμματα που παρουσιάστηκαν στην προηγούμενη παράγραφο, παρατηρούμε πως οι μετρήσεις, παρόλο που δεν έχουν πολύ καλή στατιστική ανά κανάλι, λόγω του μειωμένου χρόνου μέτρησης, παρουσιάζουν ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ των μετρήσεων αξιοπιστίας και των πειραματικά προσδιορισμένων διαφορικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$  και  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ . Επιπλέον, η στατιστική κατά την ολοκλήρωση σε ένα εύρος  $\sim 200 \text{ keV}$  από την επιφάνεια του δείγματος κρίνεται ως ικανοποιητική. Ακόμη, παρατηρείται μία ήπια μορφή ενεργών διατομών, με απουσία συντονισμών, όπως φάνηκε βέβαια και από τα προηγούμενα αποτελέσματα.

Πιο συγκεκριμένα, για την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$  στις διάφορες γωνίες και ενέργειες, παρατηρούμε αρκετά καλή συμφωνία στη μορφή, αλλά και στις τιμές της ενεργού διατομής, μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και της προσομοίωσης, ιδιαίτερα στις  $170^\circ$  και για  $E_{d,lab} \sim 1800 \text{ keV}$  (εικόνα 3.2.3.24), όπου έχουμε την καλύτερη στατιστική συγκριτικά με όλες τις υπόλοιπες μετρήσεις.

Όσον αφορά την αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ , επίσης παρατηρείται ικανοποιητική συμφωνία στη μορφή της ενεργού διατομής. Λόγω χαμηλής στατιστικής, είναι πιο δύσκολο να βγάλουμε κάποιο συμπέρασμα για τη συμφωνία ή μη στην τιμή της cross section, καθώς σε αρκετές περιπτώσεις υπάρχει μεγάλη διασπορά, αν και πάλι οι ολοκληρωμένες τιμές δείχνουν μια αρκετά ικανοποιητική συμφωνία στις περισσότερες περιπτώσεις.

Σε σχέση με τα υπάρχοντα δεδομένα στη διεθνή βιβλιογραφία, το αρχικό μας συμπέρασμα ότι οι μετρήσεις του J. L. Colaux et al είναι υπερεκτιμημένες, ιδιαίτερα στην αντίδραση  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ , επιβεβαιώνεται, καθώς τα δεδομένα της εργασίας αυτής έρχονται σε ικανοποιητική συμφωνία με τα πειραματικά σημεία των μετρήσεων αξιοπιστίας σε όλες τις γωνίες.

## 4 Συμπεράσματα και προοπτικές

---

Η παρούσα πειραματική μελέτη πραγματοποιήθηκε στα πλαίσια διπλωματικής εργασίας της Σχολής Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου και είχε ως θέμα την μέτρηση διαφορικής ενεργού διατομής των αντιδράσεων  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ , στα πλαίσια της τεχνικής NRA, καθώς επίσης και την πραγματοποίηση μετρήσεων αξιοπιστίας για τις ίδιες αντιδράσεις. Συνεπώς, πραγματοποιήθηκε συστηματική πειραματική μελέτη και υπολογίστηκε η διαφορική ενεργός διατομή αντιδράσεων δευτερίων με  $^{13}\text{C}$ , για ενεργειακό εύρος δέσμης δευτερίων  $E_{d,\text{lab}} = 1000 - 2000$  keV και για γωνίες οπισθοσκέδασης  $120^\circ$ ,  $130^\circ$ ,  $140^\circ$ ,  $150^\circ$ ,  $160^\circ$  και  $170^\circ$ . Επιπλέον, διεξήχθησαν πειραματικές μετρήσεις αξιοπιστίας για την επαλήθευση των πειραματικά προσδιορισμένων διαφορικών ενεργών διατομών, με χρήση της ίδιας διάταξης, για ενεργειακό εύρος δέσμης δευτερίων  $E_{d,\text{lab}} = 1200 - 2000$  keV. Το πείραμα πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο ηλεκτροστατικού επιταχυντή 5.5 MV T11/25 HVEC Tandem Van de Graaff του Ινστιτούτου Πυρηνικής και Σωματιδιακής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. «Δημόκριτος».

Οι προαναφερθείσες πειραματικές μετρήσεις, κατέστησαν δυνατή την παραγωγή συνεκτικών συνόλων δεδομένων διαφορικών ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{13}\text{C}(d,p_0)^{14}\text{C}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_0)^{11}\text{B}$ ,  $^{13}\text{C}(d,\alpha_1)^{11}\text{B}$  και  $^{13}\text{C}(d,t_0)^{12}\text{C}$ , σε γωνίες  $120^\circ - 170^\circ$  και ενεργειακό εύρος  $E_{d,\text{lab}} = 1.0 - 2.0$  MeV, επιτρέποντας την ακριβή ανίχνευση του σταθερού ισότοπου  $^{13}\text{C}$  σε μεγαλύτερα βάθη στα προς μελέτη δείγματα. Επίσης, έγινε σύγκριση των αποτελεσμάτων της παρούσας μελέτης με τα ήδη υπάρχοντα δεδομένα της διεθνούς βιβλιογραφίας, μέσω της οποίας διαπιστώθηκαν οι συγκλίσεις και οι αποκλίσεις σε ορισμένες γωνίες ανίχνευσης για συγκεκριμένα κανάλια αντιδράσεων.

Τέλος, για την συνέχιση της παρούσας εργασίας, θα μπορούσε να γίνει μια μελλοντική διαδικασία αξιολόγησης σε διαφορετικό εργαστήριο, με σκοπό τον πληρέστερο έλεγχο της αξιοπιστίας των τιμών των διαφορικών ενεργών διατομών που προσδιορίστηκαν στην παρούσα εργασία με σκοπό την αποφυγή πιθανών συστηματικών σφαλμάτων. Ακόμα, θα ήταν χρήσιμο να μελετηθούν οι ίδιες ενέργειες και γωνίες για το κανάλι της ελαστικής σκέδασης. Επιπλέον, σημαντικό θα ήταν, οι θεωρητικοί υπολογισμοί που έχουν ήδη γίνει [19], μέσω του κώδικα R-Matrix, για τα δεδομένα της βιβλιογραφίας, να επεκταθούν και στα νέα δεδομένα της εργασίας αυτής, δεδομένου ότι μετρήθηκαν παραπάνω γωνίες και σε μεγαλύτερες ενέργειες.

## Βιβλιογραφία

---

- [1] Π. Τσιντάρη, Διπλωματική Εργασία, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Ιούνιος 2017
- [2] [http://www.ujf.cas.cz/en/departments/department-of-neutron-physics/historie/methods/methods\\_rbs.html](http://www.ujf.cas.cz/en/departments/department-of-neutron-physics/historie/methods/methods_rbs.html)
- [3] J. B. Marion and G. Weber, Phys. Rev. 103, 167 (1956)
- [4] J. L. Colaux et al, Nucl. Instr. and Meth. B 254 (2007), 25 – 29
- [5] Π. Γαστής, Διπλωματική Εργασία, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Ιούνιος 2013
- [6] <https://www.rubion.rub.de/>
- [7] C. Kalfas, M. Axiotis, C. Tsabaris, Nucl. Instr. and Meth. A 830 (2016), 265 – 274
- [8] W.N Catford, “Catkin, v 2.02 the relativistic kinematics program”
- [9] M. Mayer, Nucl. Instr. and Meth. B 332 (2014), 176 – 180
- [10] A.F. Gurbich, Nucl. Instr. and Meth. B 371 (2016), 27 – 32
- [11] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark, The Stopping and Range of Ions in Solids, Vol. 1, The Stopping and Ranges of Ions in Matter, New York: Pergamon Press, (1985), 29 – 31, 82, 93 – 95, 102, 118
- [12] G. Konac, S. Kalbitzer, Ch. Klatt, D. Niemann, R. Stoll, Nucl. Instr. and Meth. B 136-138 (1998), 159
- [13] G. Konac, Ch. Klatt, S. Kalbitzer, Nucl. Instr. and Meth. B 146 (1998), 106
- [14] W. K. Chu, Phys. Rev. A 13 (1976), 2057-2060
- [15] Q. Yang, D.J. O’Connor, Z. Wang, Nucl. Instr. and Meth. B 61 (1991), 149
- [16] <https://www-nds.iaea.org/exfor/ibandl.htm>
- [17] R-MATRIX THEORY By Erich Vogt, TRIUMF, Vancouver, Canada (2004)
- [18] E. Vogt, Physics Letters B 389, Issue 4 (1996), 637-641
- [19] Ν. Κυρίτσης, Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία, Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές, Ιούλιος 2022