



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**Μελέτη του συστήματος $p+^{11}\text{B}$ σε ενέργειες πρωτονίων και γωνίες
ανίχνευσης κατάλληλες για EBS και NRA**

ΚΑΥΚΑΡΚΟΥ ΑΔΑΜΟΣ

Επιτροπή Εξέτασης:

Κόκκορης Μιχαήλ, Επ. Καθηγητής

Ζάννη - Βλαστού Ρόζα, Καθηγήτρια

Παπαδόπουλος Κώστας, Αν. Καθηγητής

Αθήνα, Μάρτιος 2011

“No amount of experimentation can ever prove me right; a single experiment can prove me wrong.”

Albert Einstein

Ευχαριστίες

Πριν ξεκινήσει η εργασία αυτή θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους όσοι βοήθησαν και με στήριξαν τεχνικά και ηθικά καθ' όλη τη διάρκεια εκπόνησης της παρούσας διπλωματικής. Ειδικότερα, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επίκουρο καθηγητή Ε.Μ.Π Δρ. Κόκκορη Μιχάλη, ο οποίος ήταν και ο επιβλέπων της παρούσας εργασίας, για την αμέριστη συμπαράσταση και τις γνώσεις που μου προσέφερε τόσο σε ζητήματα δουλειάς όσο και σε προσωπικά άλλα θέματα. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω την καθηγήτρια Ε.Μ.Π Δρ. Ζάννη – Βλαστού Ρόζα για την στήριξη και βοήθεια που μου προσέφερε καθ' όλο το διάστημα στο οποίο εργαζόμουν για την περάτωση της παρούσας εργασίας, καθώς και τον αναπληρωτή καθηγητή Ε.Μ.Π Δρ. Παπαδόπουλο Κώστα για την στήριξή του. Από την ομάδα του Ε.Μ.Π θα ήθελα τέλος να ευχαριστήσω την διδακτορική φοιτήτρια Διακάκη Μαίρη για την πολύτιμη βοήθειά της. Οφείλω επίσης ένα μεγάλο ευχαριστώ σε όλη την ομάδα του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε Δημόκριτος, που μου επέτρεψαν να εργαστώ στις εγκαταστάσεις των εργαστηρίων τους, για όλη την συμπαράσταση τους. Ειδικότερα, ευχαριστώ τον ερευνητή του Ινστιτούτου Δρ. Λαγογιάννη Τάσο για τις γνώσεις που μου προσέφερε σε τεχνικά ζητήματα και για την γενική του υποστήριξη. Από την ίδια ομάδα θα ήθελα να ευχαριστήσω τους διδακτορικούς φοιτητές Προβατά Γιώργο και Φωτεινού Βαρβάρα που με βοήθησαν στην κατασκευή των στόχων του πειράματος, καθώς και την μεταπτυχιακή φοιτήτρια Πανέτα Βαλεντίνα που συμμετείχε ενεργά σε όλα τα στάδια του πειράματος. Τέλος, θέλω να απευθύνω ένα μεγάλο ευχαριστώ στον καθηγητή του Αριστοτελείου Πανεπιστημίου Θεσσαλονίκης Δρ. Μισαηλίδη Παναγιώτη, που συμμετείχε στην διεξαγωγή των πειραμάτων, για όλη την στήριξη και καθοδήγηση.

Περιεχόμενα

Εισαγωγή	1
Introduction.....	3
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΤΟ ΣΤΟΙΧΕΙΟ ΒΟΡΙΟ ΚΑΙ Ο ΠΟΣΟΤΙΚΟΣ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΣΕ ΥΛΙΚΑ	5
1.1 Το Βόριο και η χρήση του στον ανεπτυγμένο κόσμο – Η ανάγκη ποσοτικού προσδιορισμού στα υλικά	5
1.2 Συμβατικές τεχνικές ανίχνευσης βορίου	7
1.3 Πυρηνικές τεχνικές ανίχνευσης βορίου – Προσδιορισμός χωρικού προφίλ.....	9
A. Φασματοσκοπία Οπισθοσκέδασης Rutherford (Rutherford Back Scattering - RBS)	11
B. Φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (Elastic Backscattering Spectroscopy- EBS)	14
C. Ανάλυση με ανίχνευση ελαστικά σκεδασθέντος πυρήνα (Elastic Recoil Detection Analysis - ERDA)	17
D. Εκπομπή ακτίνων – γ από πυρήνες που διεγείρονται σε συντονισμό με πρόσπτωση φορτισμένων σωματιδίων (Resonant – Particle Induced Gamma Emission, R - PIGE)	20
E. Ανάλυση μέσω πυρηνικών αντιδράσεων (Nuclear Reaction Analysis – NRA)	21
1.4 Άλλες πυρηνικές μέθοδοι ανίχνευσης βορίου	28
1.5 Κίνητρο και στόχος της διπλωματικής – Ενεργειακό διάγραμμα συστήματος $p+^{11}\text{B}$	30
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ.....	33
2.1 Ο στόχος βορίου.....	33
2.2 Η δέσμη και ο επιταχυντής.....	38
2.3 Θάλαμος Σκέδασης	38
2.4 Ανιχνευτική διάταξη	39
2.5 Η διαδικασία λήψης μετρήσεων	42
2.6 Ενεργειακή Βαθμονόμηση Δέσμης	43
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.....	46
3.1. Βαθμονόμηση Πειραματικών Φασμάτων	46
3.2. Υπολογισμός Απόδοσης Αντιδράσεων	49
3.3. Υπολογισμός Διακριτικής Ικανότητας Ανιχνευτών (Resolution) ..	51
3.4. Υπολογισμός $Q^*\Omega$	53
3.5. Υπολογισμός πάχους στόχου.....	65
3.6. Τελικός Υπολογισμός Ενεργών Διατομών Αντιδράσεων.....	77
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ – ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ	88
4.1. Συνοπτική Περιγραφή Φασμάτων.....	88

4.2. Περιγραφή Αποτελεσμάτων – Χρησιμότητα της μεθόδου για ανάλυση υλικών – Σύγκριση με δεδομένα βιβλιογραφίας.....	88
4.3. Ποιοτική Διερεύνηση των αποτελεσμάτων στην βάση της θεωρίας συντονισμών.....	90
4.4. Προτάσεις για το μέλλον.....	91
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α	93
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β	101
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ	105
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	114

Εισαγωγή

Η παρούσα εργασία αποσκοπεί στο να μελετήσει το σύστημα $p+^{11}\text{B}$ και συγκεκριμένα στο να συλλέξει δεδομένα για τις διαφορικές ενεργές διατομές των αντιδράσεων $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ και $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ για ένα ευρύ φάσμα ενεργειών και γωνιών κατάλληλο για ανάλυση υλικών. Το βόριο είναι ένα τεχνολογικά σημαντικό στοιχείο και χρησιμοποιείται ευρέως σε διάφορες περιοχές. Για παράδειγμα, χρησιμοποιείται στην τεχνολογία ημιαγωγών σαν πρόσμιξη σε μήτρες πυριτίου και γερμανίου, και επιπλέον είναι ένα πολύ σημαντικό συστατικό στις επιστρώσεις θωράκισης σε τοιχώματα θερμοπυρηνικών αντιδραστήρων. Για το λόγο αυτό, ο ποσοτικός προσδιορισμός του χωρικού προφίλ του βορίου σε βαριά και ελαφριά υποστρώματα είναι μεγάλης επιστημονικής και τεχνολογικής σημασίας.

Τα φορτισμένα σωματίδια και τεχνικές που βασίζονται στην αλληλεπίδραση τέτοιων σωματιδίων με την ύλη έχουν παραδοσιακά χρησιμοποιηθεί στην ανάλυση υλικών. Η ανάλυση υλικών με την χρήση πυρηνικών αντιδράσεων (Nuclear Reaction Analysis - NRA) και η φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (Elastic Backscattering Spectroscopy - EBS) είναι δύο από τις πιο ευρέως διαδεδομένες μεθόδους για IBA (Ion Beam Analysis), χάρη στις μεγάλες τιμές των ενεργών διατομών που εμπλέκονται, στη δυνατότητα ταυτόχρονης μελέτης πολλών στοιχείων στο ίδιο δείγμα, και στη μεγάλη ισοτοπική ευαισθησία. Δυστυχώς όμως, τα δεδομένα ενεργών διατομών που είναι κατάλληλα για αυτές τις τεχνικές και υπάρχουν στην διεθνή βιβλιογραφία είναι λίγα και σε πολλές περιπτώσεις ελλιπή, με αποτέλεσμα η χρησιμότητα των τεχνικών αυτών να είναι περιορισμένη. Την ίδια στιγμή, θεωρητικός υπολογισμός των ενεργών διατομών δεν είναι ακόμη δυνατός. Στο παρελθόν χρησιμοποιήθηκαν διάφορες αντιδράσεις στην ανάλυση του βορίου που στηρίζονταν σε δέσμες δευτερίων, όπως για παράδειγμα η $^{11}\text{B}(d,p)$ και η $^{11}\text{B}(d,\alpha)$, αλλά, θεωρητικά, οι τεχνικές με δέσμες πρωτονίων μπορούν να αποδειχτούν πιο αποτελεσματικές, λόγω της δυνατότητας διείσδυσης σε μεγαλύτερα βάθη στο υπό μελέτη υλικό. Επιπλέον, χρησιμοποιώντας δέσμες πρωτονίων μειώνουμε αυτόματα και την ανάγκη για λήψη αυστηρών μέτρων ακτινοπροστασίας. Δυστυχώς, μέχρι σήμερα, υπάρχουν πολύ λίγα δεδομένα στην διεθνή βιβλιογραφία τα οποία αφορούν τις αντιδράσεις $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ και $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ και μάλιστα στις περισσότερες περιπτώσεις υπάρχουν σοβαρές διαφωνίες μεταξύ δεδομένων που προέρχονται από διαφορετικά εργαστήρια. Έτσι, μέχρι τώρα, η χρήση αυτών των αντιδράσεων για ανάλυση ήταν αναποτελεσματική, και για τον λόγο αυτό αποφασίστηκε να μελετηθούν αυτές οι αντιδράσεις στην παρούσα εργασία.

Τα πειράματα διεξήχθησαν στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. Δημόκριτος, Αθήνα, Ελλάδα, χρησιμοποιώντας τον επιταχυντή τύπου TN11 Tandem 5.5MV του Ινστιτούτου Πυρηνικής Φυσικής. Τα πρωτόνια επιταχύνονταν σε ενέργειες από 2200keV ως 4200keV, στο σύστημα εργαστηρίου, και οδηγούνταν σε ένα μεγάλο θάλαμο σκέδασης ο οποίος βρισκόταν υπό κενό. Τέσσερις ανιχνευτές πυριτίου επιφανειακού φραγμού (πάχους 1000μm) τοποθετήθηκαν σε απόσταση 9-10cm από τον στόχο με σκοπό την συλλογή δεδομένων. Ο στόχος, ο οποίος είχε κατασκευαστεί στο Garching της Γερμανίας, αποτελείτο από ένα «λεπτό» στρώμα βορίου εμπλουτισμένο σε ^{11}B κατά 99.9% τοποθετημένο σε ένα «παχύ» υπόστρωμα τανταλίου. Το πάχος του

στόχου βορίου προσδιορίστηκε πειραματικά χρησιμοποιώντας δέσμη δευτερίων, καθώς επίσης, και μετρήσεις RBS (Rutherford Backscattering Spectroscopy) στο ταντάλιο και από τις δύο πλευρές του στόχου. Το φορτίο στο στόχο και η στερεά γωνία υπολογίστηκαν μαζί σαν γινόμενο ($Q \cdot \Omega$), από τα RBS φάσματα στο ταντάλιο, για να αποφευχθούν μεγάλες ανακρίβειες. Τέλος, χρησιμοποιήθηκαν δύο ξεχωριστοί αλγόριθμοι για ανάλυση και ολοκλήρωση των κορυφών καθώς και για την αφαίρεση υποβάθρου. Οι τιμές των διαφορικών ενεργών διατομών υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τη σχέση για απόλυτες μετρήσεις. Τα συνδυασμένα στατιστικά σφάλματα κυμαίνονταν περίπου μεταξύ 4-5% για την αντίδραση $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ και μεταξύ 5-7% για την αντίδραση $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$. Οι τιμές αυτές δεν περιλαμβάνουν το σφάλμα στον προσδιορισμό του πάχους του στόχου (~3.5%).

Από τα πειράματα αυτά, προσδιορίστηκαν ενεργές διατομές και για τις δύο αντιδράσεις στο ενεργειακό φάσμα που προαναφέρθηκε και για γωνίες ανιχνευτών μεταξύ 135° - 160° με βήμα 5° (υπολογίστηκαν και ενεργές διατομές για τις 165° και 170° αλλά τα αποτελέσματα αυτά ήταν προβληματικά και δεν δημοσιεύτηκαν) και παρουσιάζονται στις επόμενες σελίδες μαζί με περισσότερες λεπτομέρειες για το πείραμα και με συγκρίσεις των τιμών αυτών με άλλες που υπάρχουν στην διεθνή βιβλιογραφία. Κανένα πλατό δεν παρουσιάστηκε για τις ενεργές διατομές σε όλο το ενεργειακό φάσμα που μελετήθηκε και αυτό θέτει όρια στην αναλυτική δύναμη της μεθόδου. Παρόλα αυτά όμως, παρατηρήθηκε μια αργή και ομαλή μεταβολή με την ενέργεια (δεν υπάρχουν πολύ λεπτοί συντονισμοί) γεγονός που μπορεί να επιτρέψει αναλυτικές μετρήσεις. Και οι δύο αντιδράσεις που μελετήθηκαν μπορούν να χρησιμοποιηθούν ταυτόχρονα για μεγαλύτερη ακρίβεια. Στην παρούσα εργασία γίνεται επίσης μια προσπάθεια ποιοτικής εξήγησης των αποτελεσμάτων με βάση τη θεωρία συντονισμών. Τα αποτελέσματα (για τις γωνίες 135° - 160°) έχουν γίνει αποδεκτά για δημοσίευση στο NIM B με τον τίτλο “Differential cross sections for the $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ and $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ reactions, suitable for ion beam analysis” και είναι ήδη διαθέσιμα στην επιστημονική κοινότητα μέσω της IBANDL (Ion Beam Analysis Nuclear Data Library, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).

Introduction

The present work aims at studying the $p + {}^{11}\text{B}$ system and at acquiring data for the differential cross sections of the ${}^{11}\text{B}(p,p_0){}^{11}\text{B}$ and ${}^{11}\text{B}(p,\alpha_0){}^8\text{Be}$ reactions over a wide range of energies and detector angles suitable for material analysis. Boron is a very important technological element and is widely used in various areas. For example, it is used in the semiconductor industry as dopant for silicon and germanium substrates and, moreover, it is an essential ingredient in the hard coatings on the walls of thermonuclear plants. Thus, the quantitative determination of boron depth profiling in heavy and light substrates is of great scientific and technological importance.

Charged particles and techniques based on the interactions of such particles with matter have been traditionally used for material analysis. Nuclear Reaction Analysis (NRA) and Elastic Backscattering Spectroscopy (EBS) are two of the most widely used methods in Ion Beam Analysis (IBA) due to the high cross sections involved, the simultaneous study of various elements in the same sample and their high isotopic selectivity. However, the use of these techniques is impeded by the fact that differential cross section datasets of the reactions involved are generally sparse in literature and at the same time, a theoretical evaluation is still pending. In the past, several reactions have been implemented, like e.g. the ${}^{11}\text{B}(d,p)$ and ${}^{11}\text{B}(d,\alpha)$ reactions using deuterons, for several beam energies and detector angles. However, it is the author's belief that implementing a proton beam for material analysis could be – in principle – beneficial, since greater depths can be probed while at the same time the radiation safety issues are less demanding. Unfortunately, until now, there are only a few available data in literature concerning the ${}^{11}\text{B}(p,p_0){}^{11}\text{B}$ and ${}^{11}\text{B}(p,\alpha_0){}^8\text{Be}$ reactions and, furthermore, there are big discrepancies between different datasets, rendering their implementation in material analysis inefficient. For this reason, these two reactions have been studied in the present work.

The experiments were conducted at N.C.S.R. “Demokritos”, Athens, Greece, using the 5.5 MV TN11 Tandem accelerator. The protons were accelerated to $E_{p,\text{lab}}=2200\text{--}4200$ keV and were led to a large cylindrical scattering chamber which was kept in vacuum. Four Si surface barrier detectors (1000 μm thickness), set at a distance of 9-10 cm from the target, were implemented to collect the data. The target, manufactured in Garching, Munich, consisted of an isotopically enriched ($\sim 99.9\%$) ${}^{11}\text{B}$ layer, deposited on a thick tantalum backing. The thickness of the boron layer was experimentally verified with a deuteron beam, as well as, with low energy p-RBS measurements on both sides of the target. The charge on the target and the solid angle were experimentally determined together, as a product ($Q*\Omega$), by the RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) spectra, in order to avoid excessive uncertainties. Finally, two different algorithms were used for peak fitting/integration and background subtraction. The differential cross section values for each angle and energy were obtained using the formula for absolute measurements. The combined statistical uncertainty varied between $\sim 4\text{--}5\%$ for the ${}^{11}\text{B}(p,p_0){}^{11}\text{B}$ reaction and between $\sim 5\text{--}7\%$ for the ${}^{11}\text{B}(p,\alpha_0){}^8\text{Be}$ one. The above mentioned values do not include the error in the determination of the target thickness ($\sim 3.5\%$).

From these experiments, differential cross section values for both reactions in the already mentioned energy range, and for detector angles between 135° - 160° in steps of 5° have been determined (differential cross section values for detector angles 165° and 170° have also been determined but due to uncertainties these results were not published) and are presented in the next pages along with more details about the experiments and along with comparisons with already existing data. No “plateau” has been observed in the differential cross section values over the whole energy range studied, and this sets limits to the analyzing power of both reactions. However, there is a slow variation with angle and a rather smooth variation with energy (absence of strong, narrow resonances) which may facilitate analytical measurements. Both reactions could be used simultaneously for greater accuracy. An attempt to explain the results in the framework of the resonance mechanism is also presented. The results from this work have been accepted for publication in NIM B (for detector angles 135° - 160°), under the title “Differential cross sections for the $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ and $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ reactions, suitable for ion beam analysis”, and are available to the scientific community through IBANDL (Ion Beam Analysis Nuclear Data Library, <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>).

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

ΤΟ ΣΤΟΙΧΕΙΟ ΒΟΡΙΟ ΚΑΙ Ο ΠΟΣΟΤΙΚΟΣ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΤΟΥ ΣΕ ΥΛΙΚΑ

1.1. Το Βόριο και η χρήση του στον ανεπτυγμένο κόσμο – Η ανάγκη ποσοτικού προσδιορισμού στα υλικά

Το βόριο αποτελεί σήμερα ένα στοιχείο με πολλές και σημαντικές εφαρμογές σε διάφορους τομείς της επιστήμης και της τεχνολογίας. Σαν στοιχείο του περιοδικού συστήματος ανήκει στην κατηγορία των αμέταλλων στοιχείων και βρίσκεται στην 2^η σειρά και στην III_A(13^η) στήλη του περιοδικού πίνακα. Έχει ατομικό αριθμό 5 και ατομικό βάρος 10.81u, ενώ συμβολίζεται με το σύμβολο B. Μπορεί να εμφανιστεί είτε σε κρυσταλλική (κίτρινο – καφέ κρύσταλλος) είτε σε άμορφη φάση (μαύρο). Έχει υψηλά σημεία τήξεως και βρασμού, 2350°C και 3700°C αντίστοιχα, ενώ συνήθως στη φύση εμφανίζεται σε ενώσεις και όχι ελεύθερο. Οι κυριότερες μορφές με τις οποίες εμφανίζεται στη φύση είναι ο κερνίτης (ένα είδος βόρακα Na₂B₄O₇·10H₂O) και ο ουλεξίτης (NaCaB₅O₆(OH)₆·5H₂O).

Όσον αφορά στις ατομικές του ιδιότητες, το βόριο, έχει ατομική ακτίνα περίπου 1.17^oA και στον κρύσταλλό του διατάσσεται συνήθως σε ρομβοεδρική δομή. Η ηλεκτρονιακή του δομή είναι: 1s²2s²2p¹. Από τη σκοπιά της πυρηνικής παρουσιάζει 13 ισότοπα (B-7...B-19) εκ των οποίων μόνο το βόριο 10 και 11 είναι σταθερά και εμφανίζονται στη φύση σε αναλογία 19.9% και 80.1% αντίστοιχα. Στο φλοιό της γης το φυσικό βόριο βρίσκεται σε συνολική αφθονία 950 ppm (parts per million). Το βόριο 10 έχει στη θεμελιώδη κατάσταση του πυρήνα του spin 3⁺ και εμφανίζει την πρώτη διεγερμένη του κατάσταση στα 0.7184 MeV με spin 1⁺. Αντίστοιχα το βόριο 11 έχει spin θεμελιώδους κατάστασης 3/2⁻ και η πρώτη διεγερμένη εμφανίζεται στα 2.125 MeV με spin 1/2⁻.

Όπως προαναφέρθηκε το βόριο βρίσκει σημαντικές εφαρμογές στην επιστήμη και την τεχνολογία. Μια πρώτη περιοχή στην οποία το βόριο εφαρμόζεται συστηματικά είναι η περιοχή της θερμοπυρηνικής σύντηξης. Συγκεκριμένα στρώματα βορίου επενδύουν τα τοιχώματα από γραφίτη που βρίσκονται στην περιοχή του πλάσματος για να αποτρέπουν την εισροή στο πλάσμα ανεπιθύμητων προσμίξεων μεγάλου Z, οι οποίες προκαλούν μείωση της ενέργειας του πλάσματος λόγω ακτινοβολίας. Στις εφαρμογές αυτές το βόριο συγκρατεί την εισροή οξυγόνου από και προς το πλάσμα με αποτέλεσμα την αποφυγή της οξειδωσης του άνθρακα. Επιπλέον επειδή το βόριο-10 παρουσιάζει μεγάλη ενεργό διατομή σε αντιδράσεις με θερμικά νετρόνια χρησιμοποιείται και σαν πρόσμιξη σε τοιχώματα θωράκισης από ακτινοβολία. Η γνώση της κατανομής του βορίου σε στρώματα άνθρακα και δομικών υλικών είναι επομένως καθοριστικής σημασίας στην μελέτη τέτοιων περιπτώσεων [Hin94].

Πέραν από την χρήση του βορίου ως δομικό συστατικό στα τοιχώματα αντιδραστήρων θερμοπυρηνικής σύντηξης και σχάσης, το ίδιο το βόριο μπορεί να χρησιμοποιηθεί, μελλοντικά, και ως καύσιμο σε αντιδράσεις σύντηξης. Συγκεκριμένα η ανετρονική αντίδραση σύντηξης $^1H + ^{11}B \rightarrow ^3He$ μπορεί να θεωρηθεί μια από τις πιο «καθαρές» αντιδράσεις για παραγωγή ενέργειας αφού από αυτή απουσιάζουν τα

δύσκολα σε θωράκιση νετρόνια και τα προϊόντα της αντίδρασης είναι μόνο σωματίδια α που μπορούν εύκολα να «σταματήσουν» σε λεπτά στρώματα διαφόρων υλικών. Η αντίδραση αυτή έχει τιμή $Q=8.7\text{MeV}$ που αν και σχετικά μικρή είναι ικανοποιητική αν ληφθεί υπόψη και η σχετικά μεγάλη τιμή της ενεργού διατομής της [Mar96]. Ο καθορισμός της περιεκτικότητας σε βόριο στα υλικά που θα συνιστούν το πυρηνικό καύσιμο θα είναι απαραίτητος.

Σημαντική είναι και η χρήση του βορίου στην τεχνολογία ημιαγωγών. Σαν τρισθενές στοιχείο χρησιμοποιείται σαν πρόσμιξη σε τετρασθενή στοιχεία (πυρίτιο και γερμάνιο) ώστε να δράσει σαν αποδέκτης ηλεκτρονίων και να δημιουργήσει ημιαγωγούς τύπου p. Κατά την παρασκευή φωτοβολταϊκών κυψελών τύπου p-i-n το βόριο εμπλουτίζεται σε βόριο-11 για να φτιαχτεί η περιοχή p γιατί το B-10 έχει μεγάλη ενεργό διατομή με τα θερμικά νετρόνια της κοσμικής ακτινοβολίας και προκαλείται αντίδραση ικανή να καταστρέψει την κυψέλη. Στην περίπτωση των ημιαγωγών η γνώση της επιφανειακής πυκνότητας των προσμίξεων βορίου είναι καθοριστική για την καλή πρόβλεψη των χαρακτηριστικών του ημιαγωγού.

Στην Ιατρική η ανεπιθύμητη αντίδραση της προηγούμενης εφαρμογής είναι η πλέον επιθυμητή για την θεραπεία BNCT (boron neutron capture therapy). Η θεραπεία στηρίζεται στη μεγάλη ενεργό διατομή (3838 barns) της αντίδρασης $n+^{10}\text{B} \rightarrow \alpha+^7\text{Li}$ καθώς και στην μικρή εμβέλεια των σωματιδίων α για την τοπική θεραπεία καρκίνου. Στον ασθενή χορηγείται μικρή ποσότητα βορίου φερόμενο από χημικές ουσίες που επιλεκτικά συσσωρεύονται σε καρκινικούς όγκους. Στη συνέχεια γίνεται ακτινοβολία του ασθενή με θερμικά νετρόνια ώστε να προκληθεί η αντίδραση και να παραχθούν τα σωματίδια α που λόγο μικρής εμβέλειας καταστρέφουν τον όγκο αλλά όχι τον υγιή ιστό που τον περιβάλλει. Πριν την ακτινοβολία όμως είναι συνήθως επιθυμητός ο καθορισμός της κατανομής του βορίου (10 ή 11) σε ένα βιοψικό δείγμα του καρκινικού ιστού ώστε να επιβεβαιωθεί η πλήρης απορρόφηση του βορίου από τον καρκινικό ιστό για αποφυγή καταστροφής υγιούς ιστού [And08]. Επομένως ανίχνευση βορίου σε δείγματα με άνθρακα, οξυγόνα, υδρογόνα κλπ. (οργανικά) είναι επιθυμητή.

Ακόμη το βόριο έχει προταθεί για να χρησιμοποιηθεί σαν πρόσμιξη σε άνθρακα κρυσταλλικής μορφής που χρησιμοποιείται για να φτιαχτεί η άνοδος στις μπαταρίες λιθίου με σκοπό να αυξηθεί η απόδοσή τους [Ger03]. Επιπλέον το βόριο χρησιμοποιείται σε υλικά όπως το ατσάλι για επίτευξη πρόσθετης σκληρότητας (υπέρ – σκληρά υλικά) καθώς και σαν πρόσμιξη σε κεραμικά και άλλα υλικά. Για παράδειγμα μαζί με τιτάνιο και βολφράμιο μπορεί να φτιάξει ελαφριά πυρίμαχα υλικά και γυαλιά. Τέλος υλικά με καρβίδιο του βορίου (B_4C) έχουν χρησιμοποιηθεί ως ελαφριές αλεξίσφαιρες επενδύσεις σε στρατιωτικά ελικόπτερα και ως θερμικές ασπίδες σε διαστημόπλοια.

Όπως φαίνεται λοιπόν από όλα τα προηγούμενα η ποιοτική και ποσοτική ανίχνευση του βορίου καθώς και ο καθορισμός της χωρικής του κατανομής σε διάφορα υλικά είναι απαραίτητα για μια πληθώρα εφαρμογών. Μάλιστα λόγω των πολύ μικρών συγκεντρώσεων βορίου που απαιτούνται σε μερικές εφαρμογές, απαιτούνται τεχνικές με πολύ μεγάλη ανιχνευτική ικανότητα. Για τους λόγους αυτούς έχουν αναπτυχθεί

διάφορες τεχνικές ανίχνευσης βορίου και στις επόμενες ενότητες γίνεται μια περιληπτική παρουσίαση μερικών από αυτές. Έμφαση θα δοθεί κυρίως στις πυρηνικές μεθόδους που υπάρχουν και ιδιαίτερα σ' αυτές που επιτρέπουν προσδιορισμό χωρικής κατανομής.

1.2. Συμβατικές τεχνικές ανίχνευσης βορίου

Με τον όρο συμβατικές τεχνικές εδώ θα εννοούμε τις μη πυρηνικές μεθόδους. Αυτές περιλαμβάνουν κυρίως τις φασματοφωτομετρικές μεθόδους απορρόφησης και φθορισμού, τις ιονομετρικές, τη φασματοσκοπία ατομικής εκπομπής και απορρόφησης, τις τεχνικές ανίχνευσης με τη χρήση πλάσματος, το NMR και το EELS. Ακολουθεί μια σύντομη περιγραφή των μεθόδων αυτών [Sah97].

- **Φασματοφωτομετρική Ανάλυση (Spectrophotometric Analysis):** Η τεχνική αυτή στηρίζεται στην χημική επεξεργασία του δείγματος που περιέχει βόριο αφού πρώτα το δείγμα μετατραπεί σε διάλυμα. Συγκεκριμένα με πρόσθεση διαφόρων χημικών ουσιών επιδιώκεται η εμφάνιση σύμπλοκων ενώσεων του βορίου (π.χ. ροσοκυανίνη), στο διάλυμα, που απορροφούν φως συγκεκριμένου μήκους κύματος. Με ακτινοβολία του δείγματος με «λευκό» φως και με μέτρηση του φωτός που διαπερνά το δείγμα μπορούμε να εξάγουμε συμπεράσματα για την ποσότητα βορίου. Απαιτείται βαθμονόμηση των διατάξεων ανάλυσης με δείγματα γνωστής συγκέντρωσης βορίου και μια τυπική ακρίβεια τέτοιων μεθόδων είναι της τάξης των ppm (μόρια βορίου (σύμπλοκα) σε εκατομμύρια μορίων δ/τος). Η τεχνική αυτή είναι χρονοβόρα καταστρεπτική και το σήμα από το βόριο μπορεί να επηρεάζεται από σήματα άλλων στοιχείων (π.χ Al, Cu, Fe,...).
- **Φασματοσκοπία Φθορισμού (Fluorimetric Method):** Η μέθοδος αυτή μοιάζει με την προηγούμενη μόνο που στην παρούσα περίπτωση μέσω χημικής διαδικασίας επιδιώκεται ο σχηματισμός φθορίζουσών ουσιών του βορίου και μέτρηση της ακτινοβολίας φθορισμού μετά από διέγερση με φως. Γενικά η μέθοδος «υποφέρει» από τα ίδια μειονεκτήματα με την προηγούμενη.
- **Ιονομετρική Μέθοδος (Ionometric Methods):** Σ' αυτές τις μεθόδους επιδιώκεται ο διαχωρισμός του βορίου από τις ενώσεις του με χημική διεργασία και ο σχηματισμός ριζών BF_4^- με προσθήκη HF. Οι ρίζες αυτές συλλέγονται με επιλεκτικό ηλεκτρόδιο και ενδεικτικά όρια ανίχνευσης είναι της τάξης των ng/mL.
- **Φασματοσκοπία Ατομικής Εκπομπής/Απορρόφησης (Atomic Emission/Absorption Spectroscopy-AES/AAS):** Στις τεχνικές αυτές το βόριο διαχωρίζεται χημικά από τις ενώσεις του και είτε διεγείρονται τα ατομικά ηλεκτρόνια μετρώντας το εκπεμπόμενο φως από την αποδιέγερση είτε μετρώντας το φως που απορροφάται για τη διέγερση. Στην μέθοδο αυτή το βόριο μετά την χημική διεργασία βρίσκεται σε απλές ανόργανες ενώσεις και τα χαρακτηριστικά μήκη κύματος αναφέρονται σε αυτές (π.χ BO_2^- που εκπέμπει στα 548nm). Για το λόγο αυτό παρεμβολές από άλλες ενώσεις μπορούν να υπάρχουν.
- **Ανίχνευση με τη χρήση πηγών πλάσματος:** Πηγές πλάσματος μπορούν να χρησιμοποιηθούν για επίτευξη μεγαλύτερης ακρίβειας σε κάποιες φασματοσκοπικές μεθόδους. Μια περίπτωση είναι αυτή της AES με πηγή πλάσματος (Plasma Source-

AES) κατά την οποία το δείγμα σε μορφή υγρού διαλύματος περνάει από το πλάσμα όπου πλέον λόγω υψηλών θερμοκρασιών οι ενώσεις στις οποίες βρίσκεται το βόριο «σπάνε» και πλέον έχουμε διέγερση ατόμων και όχι ριζών ή ανόργανων ενώσεων με αποτέλεσμα καλύτερη ακρίβεια. Τυπικά ανιχνευτικά όρια είναι της τάξης των 10-15μg B/L αλλά και στην περίπτωση της μεθόδου αυτής έχουν παρατηρηθεί παρεμβολές των φασματικών γραμμών του βορίου με άλλα στοιχεία. Συγκεκριμένα σε δείγματα βορίου με υψηλές συγκεντρώσεις σιδήρου οι γραμμές του βορίου (249.773 nm και 249.678 nm) εμπλέκονται με αυτές του σιδήρου (249.782nm και 249.653nm). Παρόμοια φαινόμενα έχουν παρατηρηθεί και παρουσία άλλων στοιχείων (π.χ Si).

Μια άλλη τεχνική που εκμεταλλεύεται πηγές πλάσματος είναι η Φασματοσκοπία Μάζας με Πηγή Πλάσματος (Plasma Source Mass Spectrometry (M.S)). Στη μέθοδο αυτή, που είναι από τις ακριβέστερες της ενότητας αυτής, το δείγμα περνάει από πηγή πλάσματος και αφού ιονιστεί τα άτομα περνούν μέσα από διάταξη μαγνητών και τετραπόλων με αποτέλεσμα να γίνει εφικτή η μέτρηση του m/z όλων των ατόμων που αποτελούν το δείγμα ταυτόχρονα. Με τον τρόπο αυτό καθορίζεται και ο λόγος $^{10}\text{B}/^{11}\text{B}$ ο προσδιορισμός του οποίου όμως μπορεί να επηρεαστεί από την ύπαρξη μεγάλων ποσοτήτων ^{12}C στο δείγμα. Γενικά η μέθοδος αυτή έχει ανιχνευτικά όρια της τάξης των ppb. Φασματοσκοπία μάζας μπορεί να διεξαχθεί χρησιμοποιώντας κι' άλλες μεθόδους ιονισμού αντί πηγών πλάσματος.

- Φασματοσκοπία Ενεργειακής Απώλειας Ηλεκτρονίων (Electron Energy Loss Spectroscopy - EELS): Πρόκειται για μια αρκετά ευαίσθητη τεχνική που μπορεί να δώσει και κάποιο χωρικό προφίλ με χωρική διακριτική ικανότητα κάτω από μm. Στο [Dou90] περιγράφεται η χρήση της σε συνδυασμό με ένα ηλεκτρονικό μικροσκόπιο διέλευσης (Transmission Electron Microscope), για εντοπισμό βορίου σε βιολογικά δείγματα, καθώς και η αρχή λειτουργίας της. Γενικά μια δέσμη ηλεκτρονίων γνωστής ενέργειας και σχεδόν μονοενεργειακή οδηγείται εντοπισμένα στο δείγμα, το οποίο πρέπει να είναι αρκετά λεπτό ώστε η δέσμη να το διαπερνά, και καταγράφεται η απώλεια ενέργειας της δέσμης. Η απώλεια ενέργειας μπορεί να οφείλεται και σε σκεδάσεις αλλά κυρίως σε ιονισμό των ατόμων του δείγματος από τα ηλεκτρόνια της δέσμης. Αν τα ηλεκτρόνια που εγκαταλείπουν τα άτομα είναι από εσωτερικές στιβάδες τότε η ενέργεια που έχει διατεθεί από τη δέσμη έχει συγκεκριμένη τιμή ΔΕ που είναι χαρακτηριστική και μοναδική για το κάθε στοιχείο. Έτσι μπορεί να γίνει ταυτοποίηση στοιχείων με πολύ καλή ακρίβεια. Αν τώρα μετρήσουμε τον αριθμό των ηλεκτρονίων που έχουν απώλειες συγκεκριμένου ΔΕ μπορούμε να εξάγουμε συμπεράσματα για την ποσότητα του συγκεκριμένου στοιχείου στο δείγμα και κατ' επέκταση να φτιαχτεί ένας «χάρτης» του στοιχείου στο δείγμα. Γενικά η τεχνική αυτή είναι πολύ ευαίσθητη για άτομα μικρού Z.

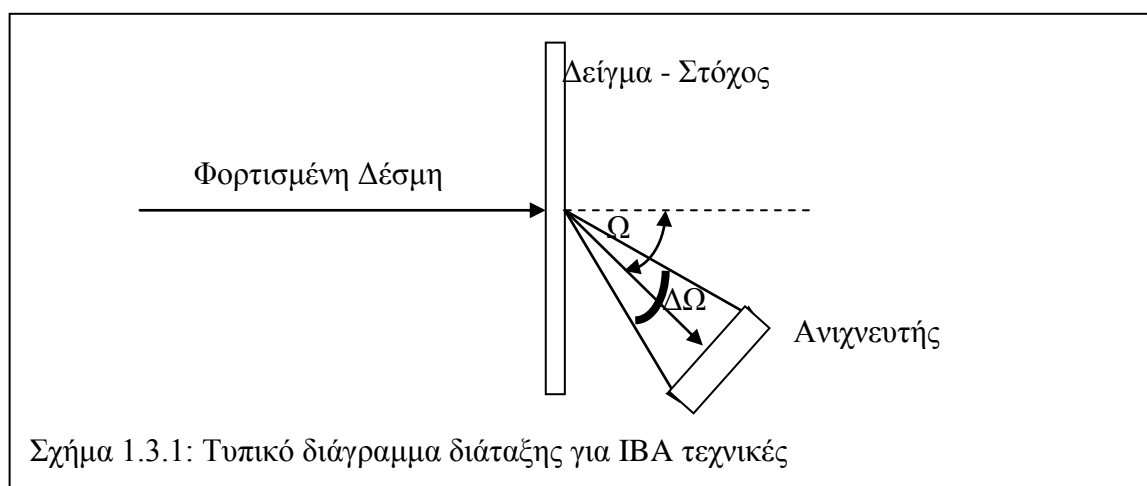
- Φασματοσκοπία Πυρηνικού Μαγνητικού Συντονισμού (Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy-NMR): Σαν τελευταία συμβατική μέθοδος που θα αναφερθεί εδώ είναι το γνωστό NMR, που παρά το όνομά του, είναι μια συμβατική μέθοδος αφού δεν πραγματοποιείται κάποια πυρηνική αντίδραση. Οι αρχές και η εφαρμογή της μεθόδου είναι γνωστά και περιγράφονται στο [And08]. Στο [Dou90] αναφέρεται ότι το NMR μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για φασματοσκοπία και για

απεικόνιση σε βιολογικά δείγματα και ότι προτιμάται το πιο ισχυρό σήμα από το ^{11}B παρά το ^{10}B . Ένα μειονέκτημα της μεθόδου για να μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε απεικόνιση ζωντανών οργανισμών είναι ο μικρός χρόνος ηρεμίας spin-spin. Στο NMR το σήμα είναι ανάλογο της συγκέντρωσης του βορίου και έτσι η μέθοδος είναι ποσοτική αλλά ακατάλληλη για βιολογικά δείγματα στα οποία το βόριο βρίσκεται σε μακρομόρια μεγάλου μοριακού βάρους.

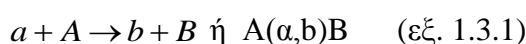
Οι τεχνικές που περιγράφηκαν πιο πάνω, εκτός από τις τελευταίες δύο, είναι καταστρεπτικές τεχνικές στις οποίες το δείγμα χρειάζεται ειδική χημική διεργασία πριν την εφαρμογή τους. Είναι γενικά χρονοβόρες τεχνικές και σε πολλές περιπτώσεις απαιτούν, εκτός από ειδικό εξοπλισμό, την ύπαρξη επικίνδυνων χημικών ουσιών όπως ισχυρά οξέα. Επιπλέον έχουν «φτωχή» ακρίβεια, υποφέρουν από παρεμβολές του σήματος του βορίου με σήματα άλλων στοιχείων και δεν παρέχουν χωρικό προσδιορισμό της κατανομής βορίου στο δείγμα. Οι τελευταίες δύο αν και συγκριτικά καλύτερες από τις προηγούμενες παρουσιάζουν και αυτές τις αδυναμίες που αναφέρθηκαν στην περιγραφή τους και επομένως είναι εμφανής η ανάγκη ύπαρξης και άλλων τεχνικών.

1.3. Πυρηνικές τεχνικές ανίχνευσης βορίου – Προσδιορισμός χωρικού προφίλ

Στην ενότητα αυτή θα αφιερωθεί το μεγαλύτερο μέρος του πρώτου κεφαλαίου μιας και η εργασία, όπως έχει αναφερθεί στην εισαγωγή, γίνεται στα πλαίσια δύο από τις μεθόδους αυτές. Συνολικά υπάρχουν 5 τεχνικές που περιλαμβάνονται σ' αυτή την κατηγορία οι οποίες ονομαστικά είναι: a) RBS, b) EBS, c) ERDA, d) R-PIGE και e) NRA (η σημασία των συμβόλων δίνεται παρακάτω όταν περιγράφεται η κάθε τεχνική). Οι τεχνικές αυτές ανήκουν στην ευρύτερη κατηγορία των IBA (Ion Beam Analysis – Ανάλυση με τη χρήση δεσμών φορτισμένων σωματιδίων) και η εφαρμογή τους απαιτεί την χρήση επιταχυντικών διατάξεων και συστημάτων κενού. Μια τυπική διάταξη για την εφαρμογή μιας τέτοιας τεχνικής φαίνεται διαγραμματικά πιο κάτω (Σχ.1.3.1). Γενικά η φορτισμένη δέσμη οδηγείται στο προς ανάλυση δείγμα μέσα σε σύστημα κενού και με την πρόσπτωση γίνεται κάποια αντίδραση (σκέδαση, σύντηξη κλπ.) της οποίας τα «προϊόντα» ανιχνεύονται από το σύστημα ανίχνευσης. Η θέση και το είδος του ανιχνευτή εξαρτάται από το είδος της μεθόδου που χρησιμοποιείται.



Πριν ξεκινήσει η περιγραφή της κάθε μεθόδου είναι αναγκαίο να αναφερθούν εδώ δύο έννοιες πολύ σημαντικές για τις πυρηνικές μεθόδους ανάλυσης και για τις πυρηνικές αντιδράσεις γενικότερα. Η πρώτη έννοια είναι η έννοια της τιμής Q (Q -value) που εκφράζει την φυσικά διαθέσιμη ενέργεια για να συμβεί μια πυρηνική αντίδραση (αντιστοιχεί στη διαφορά μάζας μεταξύ προϊόντων και αντιδρώντων) και χρησιμοποιείται για την περιγραφή της κινηματικής μιας αντίδρασης. Αν σκεφτούμε ότι στο προηγούμενο διάγραμμα (σχ. 1.3.1) ο στόχος αποτελείται από ένα μόνο στοιχείο έστω A , ότι η δέσμη αποτελείται από ιόντα a και ότι η αντίδραση έχει δύο προϊόντα B και b τότε μπορούμε να παραστήσουμε την αντίδραση με την εξής σύμβαση:



και

$$Q = (m_a + m_A - m_b - m_B)c^2 \quad (\text{εξ. 1.3.2})$$

Αν η αντίδραση αυτή έχει $Q > 0$ τότε είναι μια εξώθερμη αντίδραση και θεωρητικά μπορεί να γίνει χωρίς την επιτάχυνση των a . Αντίθετα για $Q < 0$ η αντίδραση είναι ενδοθερμική και για να γίνει χρειάζεται τα a να επιταχυνθούν και να αποκτήσουν ενέργεια πάνω από ένα κατώφλι. Η σημασία του Q συνίσταται στο ότι γνωρίζοντας το από τη διαφορά των μαζών και εφαρμόζοντας διατήρηση ορμής και ενέργειας στο σύστημα μπορούμε να υπολογίσουμε την αναμενόμενη ενέργεια των προϊόντων όπως περιγράφεται στο [Asi05] στο κεφάλαιο 9. Η γνώση της ενέργειας αυτής από την κινηματική της αντίδρασης είναι όπως θα δούμε στη συνέχεια πολύ χρήσιμη κατά την ανάλυση πειραματικών δεδομένων.

Η δεύτερη απαραίτητη έννοια είναι αυτή της ενεργού διατομής. Η ενεργός διατομή αποτελεί μια ένδειξη της πιθανότητας να συμβεί μια συγκεκριμένη αντίδραση και έχει διαστάσεις επιφάνειας αφού στην πραγματικότητα αποτελεί την επιφάνεια των πυρήνων του στόχου που είναι διαθέσιμη για αντίδραση με τα σωματίδια της δέσμης [Asi05 (κεφ. 9)]. Με βάση τον ορισμό αυτό μπορεί εύκολα να γραφεί η σχέση:

$$\sigma = \frac{Y}{Q(Nt)} \quad (\text{εξ. 1.3.3})$$

Στην εξ. 1.3.3 Y είναι το σύνολο των γεγονότων συγκεκριμένης αντίδρασης που συμβαίνουν σε κάποιο χρονικό διάστημα (αν ανιχνεύουμε π.χ τα b της εξ. 1.3.1 τότε Y θα είναι το σύνολο των b συγκεκριμένης ενέργειας που ανιχνεύθηκαν για συγκεκριμένη ενέργεια των a στη διάρκεια της ακτινοβολήσης). Το Q αναφέρεται στο συνολικό πλήθος των a που «έπληξαν» τον στόχο στη διάρκεια της ακτινοβολήσης και το $Nt[at/cm^2]$ αποτελεί την ατομική επιφανειακή πυκνότητα (καταχρηστικά πάχος) του στόχου. Η συνήθης μονάδα μέτρησης για την ενεργό διατομή είναι το barn για το οποίο ισχύει: $1b = 1barn = 10^{-24}cm^2$. Συνήθως μας ενδιαφέρει η διαφορική ενεργός διατομή για μια συγκεκριμένη ενέργεια δέσμης και σε μια συγκεκριμένη γωνία θ του ανιχνευτή ως προς τη διεύθυνση πρόσπτωσης της δέσμης (βλ. σχ. 1.3.1) που μετριέται σε b/sr και δίνεται από την εξ. 1.3.4 (όπου Ω η στερεά γωνία του ανιχνευτή ως προς τον στόχο):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{Y}{Q\Omega(Nt)} \quad (\text{εξ. 1.3.4})$$

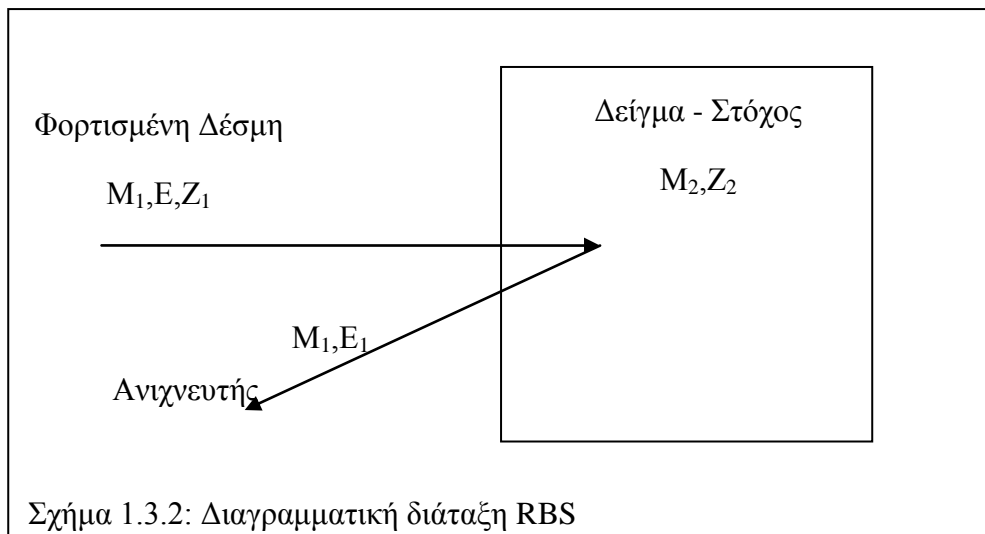
Μπορεί τώρα να γίνει μια περιγραφή των 5 μεθόδων που προαναφέρθηκαν.

A. Φασματοσκοπία Οπισθοσκέδασης Rutherford (Rutherford Back Scattering - RBS)

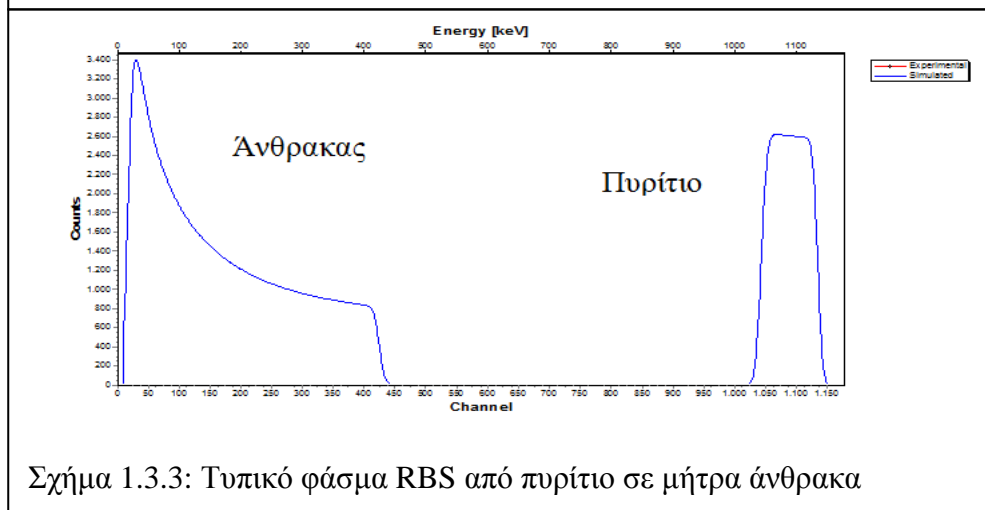
Η τεχνική αυτή είναι από τις πρώτες που χρησιμοποιήθηκε και στηρίζεται στην σκέδαση των σωματιδίων της δέσμης από το δυναμικό Coulomb των πυρήνων του στόχου, δηλαδή αντίδραση τύπου $A(\alpha, \alpha)A$. Στην περίπτωση αυτή γίνεται ανίχνευση των οπισθοσκεδασθέντων ιόντων της δέσμης μιας και η ενεργός διατομή στις γωνίες αυτές είναι μεγαλύτερη. Ένα από τα μεγάλα πλεονεκτήματα της μεθόδου είναι ότι η ενεργός διατομή της σκέδασης Rutherford μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά από την θεωρία χρησιμοποιώντας τον ορισμό της ενεργού διατομής και την σχέση υπολογισμού της δύναμης Coulomb:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega}(\theta, E) = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \times \frac{4 \left[(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_2 \cos \theta \right]^2}{M_2 \sin^4 \theta (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \quad (\text{εξ. 1.3.5})$$

Η σχέση αυτή δίνεται στα [Jos95] και [Chu78] όπου περιγράφονται και οι βασικές αρχές της σκέδασης Rutherford και της τεχνικής αυτής. Τα σύμβολα Z αναφέρονται στον ατομικό αριθμό ιόντων δέσμης (1) και στόχου (2), τα M στις μάζες και E στην ενέργεια της δέσμης. Διαγραμματικά η σκέδαση μπορεί να περιγραφεί με το σχήμα 1.3.2 ενώ στο σχήμα 1.3.3 φαίνεται ένα τυπικό φάσμα από οπισθοσκέδαση Rutherford σωματιδίων α σε στόχο πυριτίου επιφανειακά τοποθετημένου σε άνθρακα.



Σχήμα 1.3.2: Διαγραμματική διάταξη RBS



Σχήμα 1.3.3: Τυπικό φάσμα RBS από πυρίτιο σε μήτρα άνθρακα

Αν υποθέσουμε ότι σωματίδια δέσμης με μάζα M_1 και ενέργεια E προσπέσουν σε πυρήνες του στόχου με μάζα M_2 και οπισθοσκεδαστούν με ενέργεια E' τότε από την κινηματική της αντίδρασης θα πρέπει να ισχύει η σχέση 1.3.6:

$$\frac{E'}{E} = \left[\frac{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2} \right]^2 \quad (\text{εξ. 1.3.6})$$

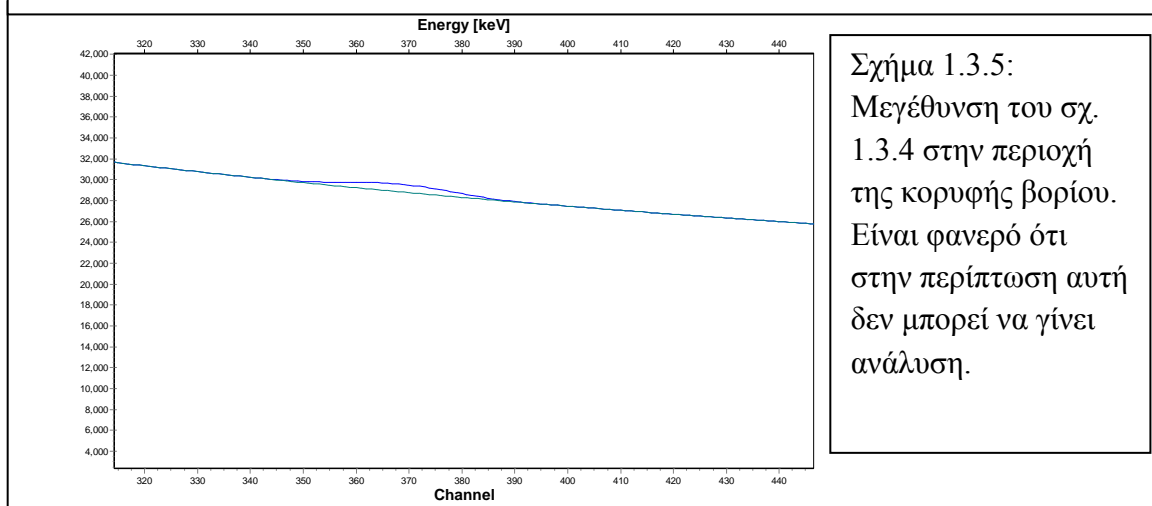
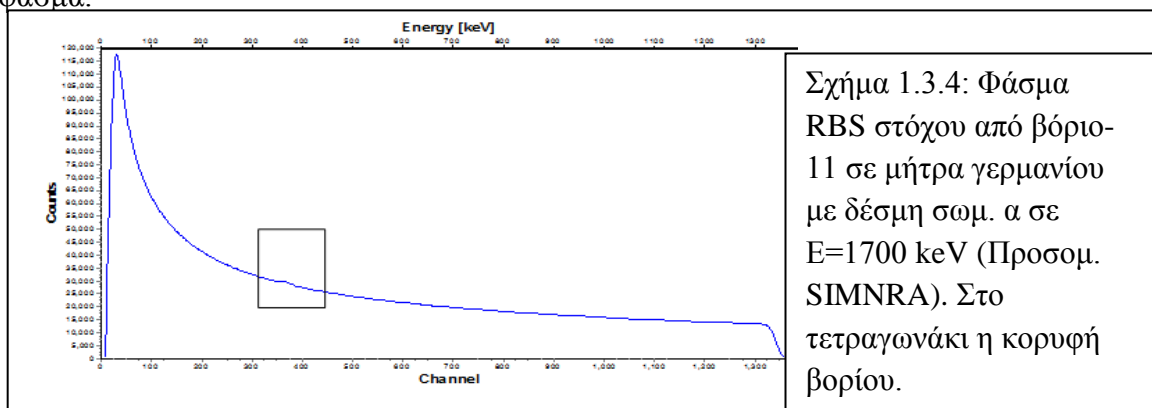
Επομένως είναι φανερό ότι μετρώντας την ενέργεια E' των οπισθοσκεδασθέντων σε μια συγκεκριμένη γωνία και γνωρίζοντας το M_1 και E της δέσμης μπορούμε με την εξ. 1.3.6 να υπολογίσουμε το M_2 και κατ' επέκταση να ταυτοποιήσουμε το στοιχείο στο στόχο. Στο φάσμα του σχήματος 1.3.3 η ταυτοποίηση του πυριτίου θα μπορούσε να γίνει από την ενέργεια που αντιστοιχεί στο δεξιά τμήμα της κορυφή του πυριτίου αφού αυτό αναφέρεται σε σκεδάσεις από άτομα της επιφάνειας του στόχου και τα φαινόμενα ενεργειακών απωλειών στον στόχο δεν επηρεάζουν την ταυτοποίηση. Καθώς τα σωματίδια της δέσμης ταξιδεύουν στο στόχο χάνουν ενέργεια και οι σκεδάσεις μέσα στο στόχο γίνονται με $E < E_{\text{επιφάνειας}}$ και επομένως τα οπισθοσκεδασθέντα ιόντα από το εσωτερικό του στόχου έχουν και αυτά μικρότερη ενέργεια από τα αντίστοιχα στην επιφάνεια. Η διαδικασία αυτή έχει ως αποτέλεσμα η κορυφή που αντιστοιχεί σε ένα στοιχείο, σε ένα φάσμα RBS, να έχει ενεργειακό εύρος ανάλογο με το πάχος του στόχου και έτσι γίνεται δυνατή η εύρεση του πάχους. Εξ' άλλου αφού γίνει δυνατή η ταυτοποίηση του στοιχείου μπορούμε από την εξ. 1.3.5 να γνωρίζουμε την τιμή της ενεργού διατομής Rutherford και ολοκληρώνοντας και την κορυφή στο φάσμα για να βρούμε το Y μπορούμε από το την εξ. 1.3.4 να βρούμε το πάχος. Στην πραγματικότητα ο υπολογισμός του πάχους γίνεται με προγράμματα προσομοίωσης (π.χ το SIMNRA που θα συζητηθεί στη συνέχεια) που χρησιμοποιούν επαναληπτικούς κώδικες για μεγαλύτερη ακρίβεια.

Όπως μπορεί να φανεί από τα προηγούμενα η αύξηση της μάζας του στόχου αυξάνει την ενέργεια των οπισθοσκεδασθέντων σωματιδίων και άρα σ' ένα φάσμα οι κορυφές στα δεξιά θα αντιστοιχούν συνήθως σε βαριούς πυρήνες στους στόχους. Αν πρόκειται να αναλύσουμε δείγματα με βαριά στοιχεία στην επιφάνεια ελαφριών μητρών (π.χ πυρίτιο σε άνθρακα) τότε η κορυφή των ελαφριών στοιχείων που είναι στα αριστερά του φάσματος υποχωρεί ακόμη αριστερότερο αφού τα σωματίδια χάνουν και ενέργεια από τα μπροστινά «βαριά» στρώματα. Δυστυχώς το αντίθετο συμβαίνει σε περιπτώσεις ελαφριών στοιχείων σε βαριές μήτρες και η μέθοδος παρουσιάζει μειωμένη ευαισθησία σε τέτοιες περιπτώσεις. Η ευαισθησία μπορεί να αυξηθεί με χρήση βαρύτερων ιόντων σαν βλήματα αλλά τότε έχουμε μικρή εμβέλεια στο στόχο (λόγω μεγαλύτερων απωλειών) και άρα περιορισμένο βάθος στο οποίο μπορούμε να αναλύσουμε. Επιπλέον βαρύτερες δέσμες μπορεί να μην είναι διαθέσιμες σε πολλά εργαστήρια και να προκαλούν προβλήματα στους ανιχνευτές και τον ίδιο το στόχο. Γενικά μπορούν να αναλυθούν στόχοι με προσμίξεις πάχους μέχρι και τάξης μm με χωρική διακριτική ικανότητα 10-30nm.

Όπως έχει προαναφερθεί η μέθοδος αυτή είναι από τις πρώτες που έχουν χρησιμοποιηθεί και ένας λόγος για το γεγονός αυτό ήταν και το ότι η ενεργός διατομή είναι αναλυτικά υπολογίσιμη. Παρ' όλα αυτά για να γίνει χρήση της μεθόδου πρέπει η σκέδαση να είναι Rutherford δηλαδή να γίνεται από το δυναμικό Coulomb του

πυρήνα και να μην επηρεάζεται από το πυρηνικό δυναμικό ή από άλλους παράγοντες. Δυστυχώς όμως για πολύ βαριά στοιχεία ή για δέσμες χαμηλής ενέργειας η ενεργός διατομή μπορεί να επηρεάζεται από σκίαση του φορτίου του πυρήνα από τα ηλεκτρόνια ή αντίθετα για ελαφριούς πυρήνες ή μεγάλες ενέργειες δέσμης η ενεργός διατομή της οπισθοσκέδασης μπορεί να επηρεάζεται από το πυρηνικό δυναμικό. Για το βόριο-11 οι ενεργές διατομές για τυπικές ελαφριές δέσμες αποκλίνουν από τη Rutherford ήδη από πολύ χαμηλές ενέργειες (λόγω πυρηνικού δυναμικού) εκτός από την περίπτωση της δέσμης σωματιδίων α με ενέργειες κάτω από 2MeV. Επομένως αν θέλουμε να εφαρμόσουμε RBS χρησιμοποιώντας δέσμη σωματιδίων α θα πρέπει να περιοριστούμε σε ενέργειες το πολύ μέχρι 2 MeV.

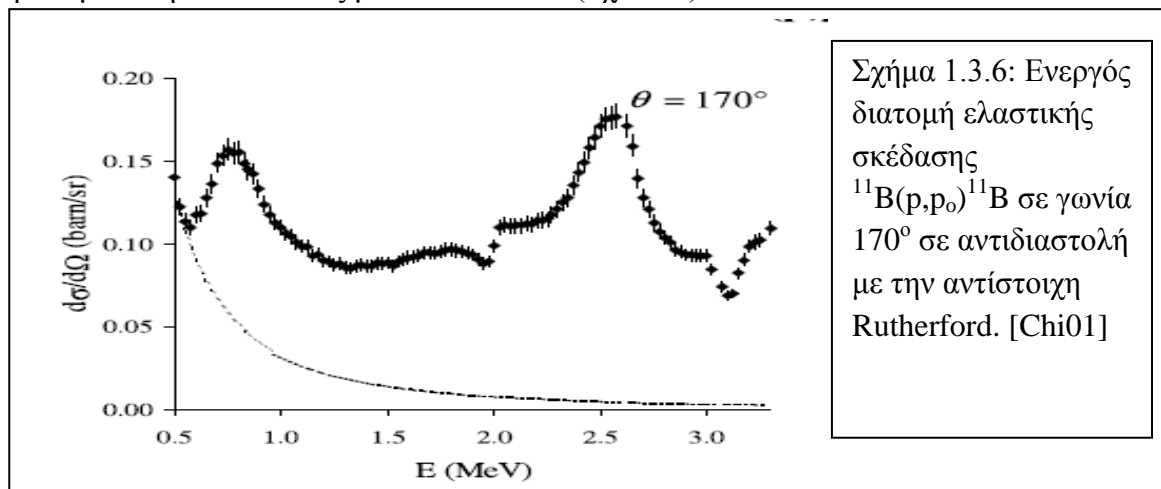
Τέλος κλείνοντας την περιγραφή για την RBS υπενθυμίζεται ότι η τεχνική παρουσιάζει πλεονεκτήματα όταν πρόκειται για ανάλυση βαριών στοιχείων στην επιφάνεια ελαφριών μητρών ενώ γίνεται προβληματική στην αντίθετη περίπτωση. Με τη χρήση δέσμης σωματιδίων α , για να αποφεύγονται καταστροφές από δέσμες βαρύτερων ιόντων, η ενεργός διατομή για το βόριο είναι Rutherford για ενέργειες < 2 MeV. Όμως το βόριο είναι ένα από τα ελαφρύτερα στοιχεία και δεν υπάρχουν πολλές τεχνολογικές εφαρμογές στις οποίες να φιλοξενείται σε ελαφρύτερη μήτρα οπότε η RBS δεν είναι ιδιαίτερα χρήσιμη. Στα σχήματα 1.3.4 και 1.3.5 φαίνεται η αδυναμία της μεθόδου να αναλύσει ένα στόχο αποτελούμενο από βόριο σε μήτρα γερμανίου σε ένα φάσμα RBS με δέσμη σωματιδίων α με $E=1700\text{keV}$. Το φάσμα προέρχεται από προσομοίωση με τον κώδικα SIMNRA και όπως φαίνεται στην μεγέθυνση στο σχ. 3.1.5 το βόριο δεν μπορεί να αναλυθεί από το συγκεκριμένο φάσμα.

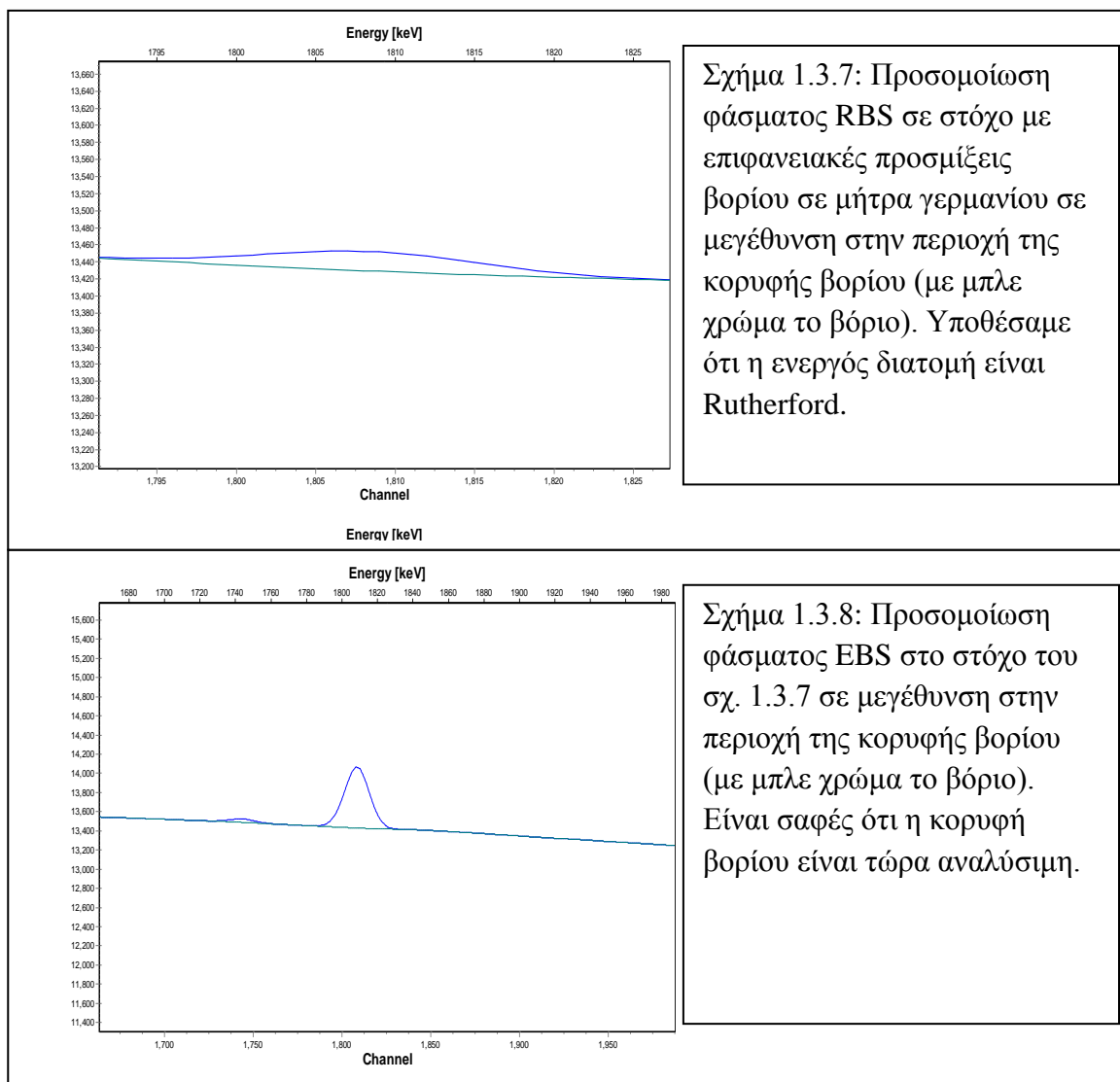


B. Φασματοσκοπία ελαστικής οπισθοσκέδασης (Elastic Backscattering Spectroscopy- EBS)

Στην περιγραφή της RBS είδαμε ότι για δέσμες με ενέργεια μεγαλύτερη από κάποιες τιμές τα σωματίδια της δέσμης μπορούν να «δουν» το πυρηνικό δυναμικό και η ενεργός διατομή να διαφέρει σημαντικά από την Rutherford. Αυτό από τη μια σημαίνει ότι δεν μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την αναλυτική σχέση υπολογισμού της ενεργού διατομής αλλά από την άλλη σημαίνει επίσης ότι είναι δυνατό να υπάρχουν σημαντικά αυξημένες τιμές της ενεργού διατομής έναντι της Rutherford λόγω συντονισμών. Για να γίνει κατανοητό αυτό ας πάρουμε την περίπτωση του ^{11}B που «βομβαρδίζεται» με πρωτόνια ενέργειας μεγαλύτερης από 1000keV. Η ενέργεια αυτή είναι αρκετή ώστε τα πρωτόνια να διαπεράσουν το φράγμα Coulomb και να μπουν στον πυρήνα προκαλώντας αντίδραση σύντηξης και παραγωγή του πυρήνα $^{12}\text{C}^*$ σε διεγερμένη κατάσταση. Ένα πιθανό κανάλι αποδιέγερσης του πυρήνα αυτού είναι, όπως θα δούμε και στο τέλος του κεφαλαίου αυτού, και η εκπομπή ενός πρωτονίου με τέτοια ενέργεια ώστε να αφήνει τον καινούριο πυρήνα ^{11}B σε θεμελιώδη στάθμη. Η αντίδραση αυτή μπορεί να συμβολισθεί ως $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$. Επειδή όμως ο πυρήνας του άνθρακα αποτελείται από διακριτές ενεργειακές στάθμες, κατά τα γνωστά, θα υπάρχουν μόνο συγκεκριμένες ενέργειες πρωτονίων για τις οποίες θα «ευνοείται» ο σχηματισμός του άνθρακα-12 με αποτέλεσμα μια αύξηση της πιθανότητας σχηματισμού του και μια αύξηση της ενεργού διατομής για τις ενέργειες αυτές. Η αύξηση αυτή μπορεί πολλές φορές να είναι σημαντική και να οδηγήσει στον διαχωρισμό των στοιχείων σε βαριά υποστρώματα που πριν δεν ήταν εφικτός.

Ένα παράδειγμα συντονιστικής συμπεριφοράς της ενεργού διατομής φαίνεται στο σχήμα 1.3.6 στο οποίο παρουσιάζεται η διαφορική ενεργός διατομή της $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ σε γωνία οπισθοσκέδασης 170° σε αντιδιαστολή με την ενεργό διατομή της σκέδασης Rutherford [Chi01]. Όπως μπορούμε να δούμε από το σχήμα 1.3.6 η ενεργός διατομή παρουσιάζει ένα έντονο συντονισμό για ενέργεια πρωτονίων γύρω στα 2600keV και είναι περίπου κατά 20 φορές μεγαλύτερη από την Rutherford. Στα σχήματα 1.3.7 και 1.3.8 παρουσιάζεται μια περίπτωση στόχου παρόμοια με πριν (επιφανειακές προσμίξεις βορίου-11 σε μήτρα γερμανίου) σε προσομοίωση. Είναι χαρακτηριστικό το πόσο πιο ευδιάκριτη και εύκολα αναλύσιμη γίνεται η κορυφή στην ενέργεια συντονισμού στην προσομοίωση με ελαστική (σχ.1.3.8) σε σχέση με την προσομοίωση υποθέτοντας μόνο Rutherford (σχ.1.3.7).





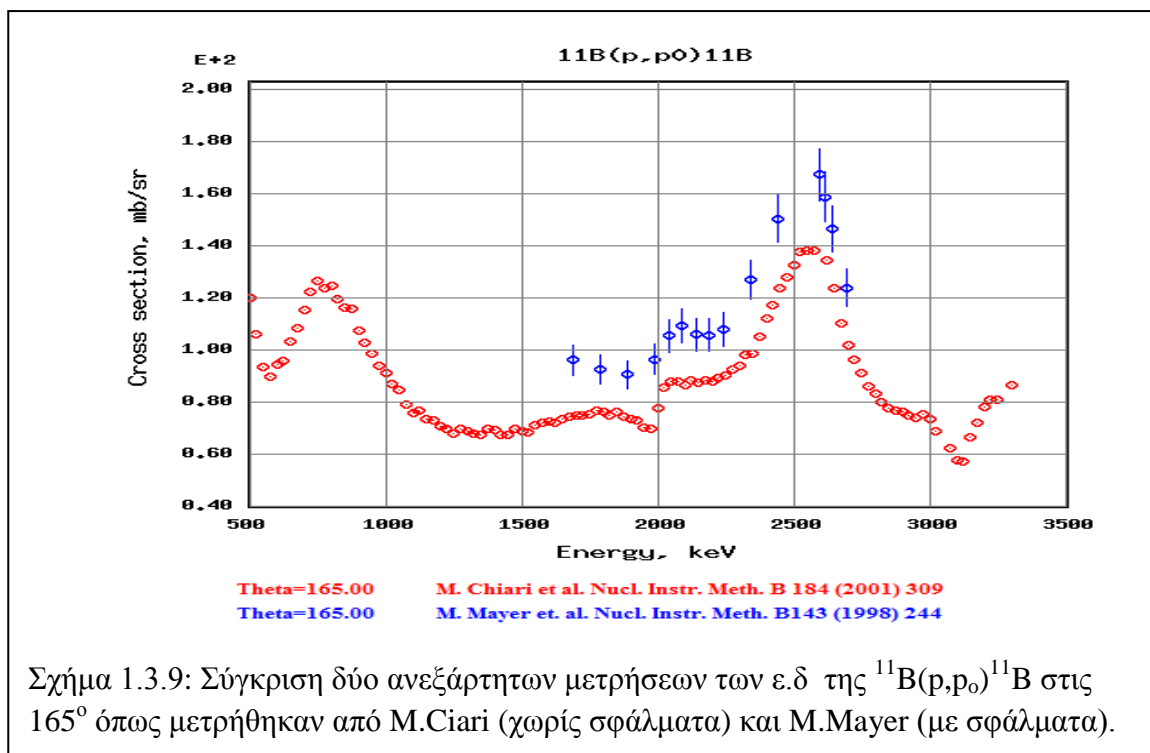
Σχήμα 1.3.7: Προσομοίωση φάσματος RBS σε στόχο με επιφανειακές προσμίξεις βορίου σε μήτρα γερμανίου σε μεγέθυνση στην περιοχή της κορυφής βορίου (με μπλε χρώμα το βόριο). Υποθέσαμε ότι η ενεργός διατομή είναι Rutherford.

Σχήμα 1.3.8: Προσομοίωση φάσματος EBS στο στόχο του σχ. 1.3.7 σε μεγέθυνση στην περιοχή της κορυφής βορίου (με μπλε χρώμα το βόριο). Είναι σαφές ότι η κορυφή βορίου είναι τώρα αναλύσιμη.

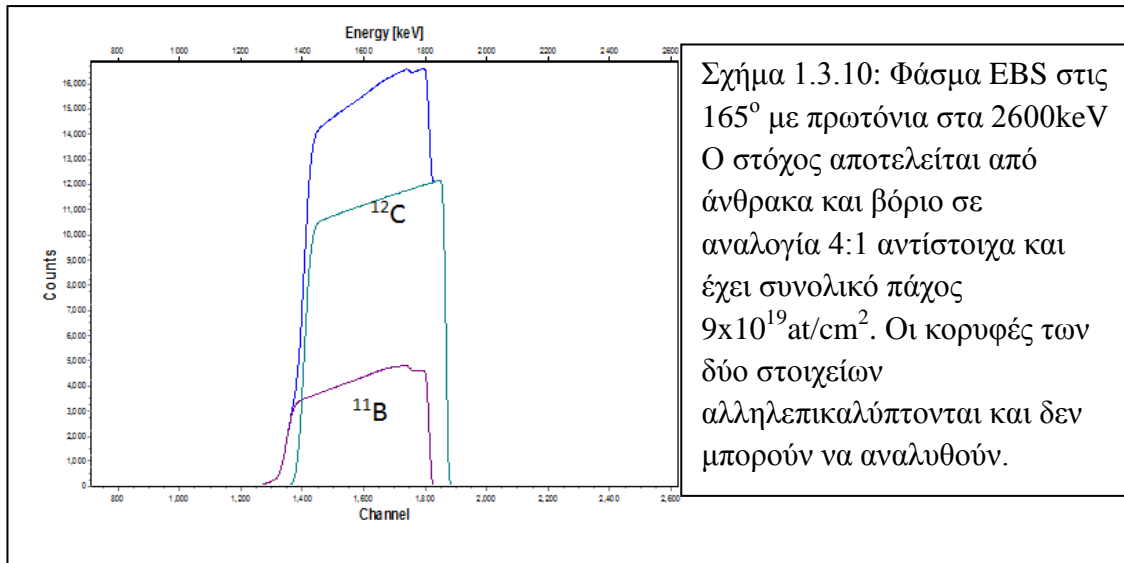
Από τα προηγούμενα έγινε σαφές ότι η EBS μπορεί να είναι χρήσιμη διαδικασία αφού μπορεί να αναλύσει στοιχεία σε κάποια βαριά υποστρώματα και επιτρέπει και κάποια πολύστοιχειακή ανάλυση ελαφρών στοιχείων σε περιπτώσεις λεπτών στόχων ώστε οι κορυφές τους να μην αλληλεπικαλύπτονται. Για το βόριο εκτός από την EBS με πρωτόνια υπάρχουν στην [IBANDL] (διεθνής ηλεκτρονική βιβλιοθήκη ενεργών διατομών για ανάλυση υλικών με πυρηνικές μεθόδους) και δημοσιευμένες ενεργές διατομές για την αντίδραση $^{11}\text{B}(a, a_0)^{11}\text{B}$ σε διάφορες γωνίες που παρουσιάζουν αυξημένες τιμές σε κάποιες ενέργειες σε σχέση με την αντίστοιχη RBS ([Mon90], [McInt92], [Liu96], [Ott72], [Ram72]). Επίσης, στην [EXFOR] υπάρχουν και εργασίες για ελαστική σκέδαση με δέσμη ^3He , αλλά σε αυτές οι ε.δ. είναι μετρημένες σε αρκετές γωνίες σε μια ή δύο μόνο ενέργειες και επομένως είναι ακατάλληλες για IBA (π.χ. [Par69]).

Δυστυχώς όμως, για το βόριο και η EBS παρουσιάζει κάποια προβλήματα και αποτυγχάνει σε κάποιες περιπτώσεις. Παρόλο που με την χρήση πρωτονίων και σωματιδίων α μπορεί να επιτευχθεί και χωρικός προσδιορισμός του βορίου, εντούτοις σε βαριές μήτρες με στοιχεία μεγάλης ενεργού διατομής μικρές ποσότητες βορίου μπορεί να εξακολουθούν να μην φαίνονται γεγονός που περιορίζει την ακρίβεια της

μεθόδου. Το μεγαλύτερο όμως πρόβλημα της μεθόδου αυτής για το βόριο είναι η έλλειψη δεδομένων ενεργών διατομών στις παγκόσμιες βιβλιοθήκες. Όπως μπορεί να φανεί από την [IBANDL] τα δεδομένα για δέσμη σωματιδίων α είναι για πολύ λίγες γωνίες, πολλά από αυτά αρκετά παλιά και χωρίς να υπάρχουν δύο μετρήσεις για την ίδια γωνία από ανεξάρτητα εργαστήρια που να επιβεβαιώνουν η μια την άλλη. Όσο για τα δεδομένα με χρήση δέσμης πρωτονίων στο [Chi01] δίνονται οι ενεργές διατομές σε ένα ευρύ ενεργειακό και γωνιακό φάσμα το οποίο περιλαμβάνει κάποιους ισχυρούς συντονισμούς. Παρόλα αυτά όμως σε κάποιες γωνίες, ενεργές διατομές (ε.δ) που μετρήθηκαν από άλλα ανεξάρτητα εργαστήρια δείχνουν να διαφωνούν με αυτές στο [Chi01] γεγονός που γεννάει περισσότερες αβεβαιότητες. Για παράδειγμα στο [May98] η ενεργός διατομή που δίνεται στις 165° στην περιοχή του συντονισμού των 2600keV είναι κατά 20%, περίπου, μεγαλύτερη από την αντίστοιχη στο [Chi01] όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.3.9. Για το λόγο αυτό μια από τις ενεργές διατομές που μετρήθηκε στην παρούσα εργασία, όπως φαίνεται και στην εισαγωγή, ήταν αυτή της $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ ως μια ανεξάρτητη μέτρηση για να ελέγξουμε κατά πόσο συμφωνούμε με τις ήδη υπάρχουσες δουλειές. Πληροφοριακά αναφέρουμε ότι ενεργές διατομές για την ελαστική σκέδαση πρωτονίων (κατάλληλες για IBA) μπορούμε να βρούμε και στα [Rih77], [Seg65], [Sym63], [Mas75] και [Tau56] τα οποία είναι διαθέσιμα στην [IBANDL] αλλά γενικά υποφέρουν από τις ασυμφωνίες που προαναφέρθηκαν.



Τέλος, κλείνοντας την περιγραφή της EBS στο σχήμα 1.3.10 δίνεται μια περίπτωση στην οποία η μέθοδος αδυνατεί να ξεχωρίσει το βόριο από τον άνθρακα όταν αυτό βρεθεί σε μήτρα από γραφίτη λόγω αλληλοεπικάλυψης των κορυφών. Στην προσομοίωση χρησιμοποιήθηκαν πρωτόνια ενέργειας 2600keV και ανιχνευτής στις 165°.

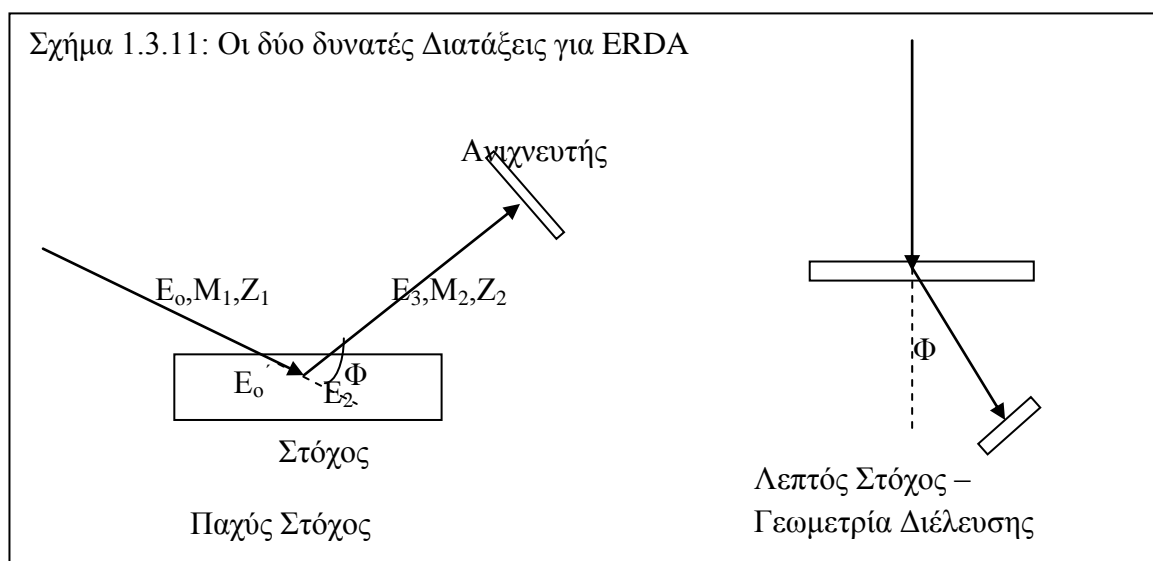


C. Ανάλυση με ανίχνευση ελαστικά σκεδασθέντος πυρήνα (Elastic Recoil Detection Analysis - ERDA)

Όπως δηλώνεται και από το όνομα της, η μέθοδος στηρίζεται στην ανίχνευση ανακρουόμενου πυρήνα που ανήκει στον στόχο. Η φυσική που κρύβεται πίσω από την τεχνική αυτή είναι η ίδια με αυτή της RBS μόνο που στην συγκεκριμένη περίπτωση επιδιώκεται η χρήση δέσμης σωματιδίων με μάζα μεγαλύτερη της μάζας των πυρήνων του προς ανάλυση δείγματος (στην σύμβαση που υιοθετήθηκε πιο πάνω $M_1 > M_2$). Λόγο ακριβώς της βαρύτερης δέσμης υπάρχει η δυνατότητα εξαγωγής από τον στόχο πυρήνων και ανίχνευσης αυτών. Η απώλεια ενέργειας των «σωματιδίων – βλημάτων» και των ανακρουόμενων σωματιδίων του στόχου στο δείγμα επιτρέπει την κατά βάθος ανάλυση συγκεκριμένου στοιχείου όπως ακριβώς συμβαίνει και στην RBS (η κορυφή ενός στοιχείου σε φάσμα ERDA έχει ένα εύρος ανάλογο με το πάχος του στόχου). Μια διαφορά όμως των φασμάτων της ERDA με αυτά της RBS έγκειται στο ότι βαριά στοιχεία δεν είναι απαραίτητο να έχουν τις κορυφές τους δεξιότερα (μεγαλύτερες ενέργειες) από τα ελαφρύτερα στοιχεία. Αυτό συμβαίνει γιατί στην ERDA το ανιχνευόμενο σωματίδιο είναι διαφορετικό από το προσπίπτον και η μάζα του και το φορτίο του επηρεάζουν πολύ την απώλεια ενέργειας στον στόχο. Για το λόγο αυτό βαρύτερα στοιχεία μπορούν να εμφανίζουν κορυφές, σε ένα φάσμα ERDA, αριστερότερα από άλλα ελαφρύτερα.

Από την αρχή της μεθόδου τίθεται και ένας περιορισμός στην γεωμετρία μιας διάταξης ERDA. Επειδή ανιχνεύεται ο ανακρουόμενος πυρήνας του στόχου και όχι το ανακρουόμενο σωματίδιο που προσπίπτει είναι φανερό από την κινηματική ότι η διαδικασία αυτή θα ευνοείται σε μπροστινές γωνίες. Επομένως αν ο στόχος είναι «παχύς» δεν μπορεί η δέσμη να προσπίπτει κάθετα στον στόχο γιατί τότε τα σωματίδια του στόχου θα ωθούνται προς το εσωτερικό του και δεν θα μπορούν να ανιχνευτούν. Για το λόγο αυτό σε παχύ στόχο η δέσμη είναι αναγκαίο να πέφτει υπό μεγάλη γωνία σε σχέση με την επιφάνεια του στόχου ώστε τα σωματίδια που σκεδαζονται να μπορούν να εγκαταλείψουν τον στόχο. Σε εξαιρετικές περιπτώσεις όπου ο στόχος είναι πολύ λεπτός και τα σκεδαζόμενα σωματίδια μπορούν να εγκαταλείψουν το στόχο από την αντίθετη πλευρά από αυτή που προσπίπτει η δέσμη,

η τελευταία μπορεί να προσπίπτει κάθετα και οι ανιχνευτές να τοποθετηθούν πίσω από τον στόχο. Η γεωμετρία αυτή ονομάζεται γεωμετρία διέλευσης και η τεχνική ERDA διέλευσης (transmission - ERDA). Στο σχήμα 1.3.11 φαίνονται οι δύο δυνατές διατάξεις.



Όπως έχει ειπωθεί η ERDA είναι παρόμοια με την RBS και στηρίζονται στις ίδιες φυσικές αρχές της ελαστικής σκέδασης. Δεδομένου ότι η βαριά δέσμη έχει την κατάλληλη ενέργεια ώστε η σκέδαση που θα γίνει να είναι Rutherford η αναλυτική μορφή της ενεργού διατομής Rutherford μπορεί να χρησιμοποιηθεί στους υπολογισμούς. Αξίζει όμως να σημειωθεί ότι σε περιπτώσεις που η ενέργεια και το είδος της δέσμης είναι τέτοια που η ενεργός διατομή να διαφοροποιείται από την ε.δ Rutherford ενεργές διατομές για την αντίδραση πρέπει να μετρηθούν. Όσο για τη ταυτοποίηση των στοιχείων, αυτή μπορεί, ανάλογα με την RBS, να γίνει από τις κορυφές του φάσματος εκμεταλλευόμενοι πάλι την σκέδαση από την επιφάνεια του στόχου χρησιμοποιώντας όμως τώρα την συμπληρωματική κινηματική σχέση, η οποία αν υιοθετήσουμε τον συμβολισμό του σχήματος 1.3.11 και αν E είναι η ενέργεια των ανακρουόμενων από την επιφάνεια του στόχου, έχει τη μορφή της εξίσωσης 1.3.7 [Jos95].

$$\frac{E}{E_0} = \frac{4M_1M_2 \cos^2 \phi}{(M_1 + M_2)^2} \quad (\text{εξ. 1.3.7})$$

Η μέθοδος ERDA έχει γενικά τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματά της. Κατ' αρχήν θετικό είναι το γεγονός ότι επιτρέπει ταυτόχρονη πολυστοιχειακή ανάλυση, θεωρητικά για όλα τα στοιχεία τα ελαφρύτερα της δέσμης που υπάρχουν στον στόχο, αφού για το κάθε στοιχείο θα σκεδάζεται διαφορετικό σωματίδιο σε διαφορετική ενέργεια. Επιπλέον η τεχνική αυτή αποτελεί συμπληρωματική της RBS υπό την έννοια ότι ενώ η RBS μπορεί να κάνει ανάλυση βαριών στοιχείων η ERDA μπορεί να αναλύσει καλύτερα ελαφριά στοιχεία. Επίσης όπως είναι φανερό από την γεωμετρία διάταξης της ERDA, για λεπτούς στόχους τα φάσματα των δύο τεχνικών μπορούν να καταγράφονται ταυτόχρονα από ανιχνευτές σε διαφορετικές γωνίες. Ακόμα όμως και

για «παχείς» στόχους οι δύο τεχνικές μπορούν επίσης να εφαρμόζονται μαζί στον ίδιο θάλαμο και στις ίδιες συνθήκες, αν και ίσως όχι ταυτόχρονα, αν οι πειραματικές διατάξεις επιτρέπουν περιστροφή του στόχου. Αν προσπαθήσουμε τώρα να δούμε τα μειονεκτήματα της τεχνικής αυτής δύο είναι τα σημαντικότερα στα οποία πρέπει να σταθούμε. Το πρώτο μειονέκτημα έναντι άλλων τεχνικών έγκειται στο ότι η ευαισθησία της τεχνικής, η χωρική διακριτική ικανότητα και η διακριτική ικανότητα μάζας, εξαρτώνται πολύ από τις ατέλειες στην επιφάνεια του στόχου. Αυτό συμβαίνει για στόχους μεγάλου πάχους γιατί εκεί η δέσμη πρέπει να «πέφτει» στον στόχο υπό μεγάλη γωνία ως προς την επιφάνεια και έτσι το ίχνος της δέσμης (beam spot) είναι μεγαλύτερο από ότι στην κάθετη πρόσπτωση. Επομένως η δέσμη μπορεί να «δει» τις ατέλειες στην επιφάνεια και να έχουμε μειωμένη χωρική ευαισθησία. Το δεύτερο μειονέκτημα ονομάζεται αβεβαιότητα μάζας – βάθους και αναφέρεται στο φαινόμενο κατά το οποίο σωματίδια που σκεδάζονται από το βάθος του στόχου καθώς διασχίζουν το στόχο για να φτάσουν στον ανιχνευτή χάνουν ενέργεια και αποκτούν ενέργεια ίση με αυτή άλλων σωματιδίων που σκεδάζονται από την επιφάνεια του στόχου. Ο ανιχνευτής, συνήθως πυριτίου επιφανειακού φραγμού, ως γνωστό δεν μπορεί να διακρίνει διαφορετικού είδους σωματίδια και επομένως αυτό οδηγεί σε αδυναμία διάκρισης μεταξύ δύο διαφορετικών στοιχείων του δείγματος και μικρή χωρική διακριτική ικανότητα. Το φαινόμενο αυτό αντιμετωπίζεται εν μέρει εκμεταλλευόμενοι την διαφορετική απώλεια ενέργειας διαφορετικών σωματιδίων στο ίδιο υλικό με το να τοποθετήσουμε μπροστά από τον ανιχνευτή ένα φύλλο από κάποιο υλικό (απορροφητή). Μια καλύτερη λύση για το φαινόμενο αυτό είναι η χρήση συστημάτων ToF (Time of Flight) για τη διάκριση των διαφορετικών σωματιδίων.

Γενικά η ERDA είναι μια μέθοδος τα προβλήματα της οποίας μπορεί να χρειάζονται ειδικές διατάξεις για να επιλυθούν και επίσης η ίδια η χρήση της μεθόδου για ανίχνευση στοιχείων όπως το βόριο απαιτεί την χρήση επιταχυντών που να μπορούν να δώσουν δέσμες βαρέων ιόντων σε ικανοποιητικές ενέργειες. Τέτοιες ειδικές διατάξεις (π.χ ToF) και επιταχυντές που να δίνουν βαρέα ιόντα δεν είναι πάντα διαθέσιμοι σε όλα τα εργαστήρια. Στη βιβλιογραφία η τεχνική συναντάται συνήθως για ανίχνευση υδρογόνου και δευτερίου σε βαριές μήτρες (το υδρογόνο ως ελαφρύ στοιχείο μπορεί εύκολα να εκτοπιστεί από δέσμες σωματιδίων α που είναι εφικτές στα περισσότερα εργαστήρια). Για το βόριο στην βιβλιογραφία υπάρχουν περιπτώσεις ανάλυσης δειγμάτων με ERDA, κυρίως στην τεχνολογία ημιαγωγών όταν αυτό βρίσκεται σε βαριά υποστρώματα, όπως π.χ στο [Lei07] όπου έγινε ανάλυση προσμίξεων βορίου σε διαμάντι. Όμως σε δείγματα που περιέχουν βόριο μαζί με στοιχεία ίδιας περίπου μάζας, όπως π.χ άνθρακες (σε βιολογικά δείγματα και θερμοπυρηνικά εργοστάσια), η ανάλυση του βορίου αναμένεται να παρουσιάζει προβλήματα ανάλογα με αυτά της RBS που να μην μπορούν να επιλυθούν εύκολα και άρα καλό είναι να αποφεύγεται. Έτσι κι' αλλιώς η τεχνική αυτή σε σχέση με την NRA που αναλύεται στο Ε έχει μικρότερη ευαισθησία και χωρική διακριτική ικανότητα σε πολλές περιπτώσεις [Jos95].

D. Εκπομπή ακτίνων – γ από πυρήνες που διεγείρονται σε συντονισμό με πρόσπτωση φορτισμένων σωματιδίων (Resonant – Particle Induced Gamma Emission, R - PIGE)

Η τεχνική αυτή βασίζεται στην δημιουργία σύνθετου πυρήνα μετά από πρόσπτωση σωματιδίων και στην αποδιέγερσή του με εκπομπή ακτίνων γ κατά το μοντέλο $A(\alpha,\gamma)B$. Όταν ένα σωματίδιο προσπέσει σε ένα πυρήνα και διαπεράσει το δυναμικό Coulomb μπορεί κατά τα γνωστά να ενσωματωθεί σε αυτό δημιουργώντας ένα σύνθετο διεγερμένο πυρήνα ο οποίος στη συνέχεια μπορεί να αποδιεγείρεται με εκπομπή και ακτίνας γ . Η ακτινοβολία αυτή θα έχει ενέργεια ίση με τη διαφορά ενέργειας των καταστάσεων μεταξύ των οποίων έγινε η μετάβαση στον σύνθετο πυρήνα και σε πολλές περιπτώσεις (ειδικά όταν η μετάβαση γίνεται από τις πρώτες διεγερμένες καταστάσεις στην θεμελιώδη) η ενέργεια της ακτίνας αποτελεί αποτύπωμα του πυρήνα. Το φαινόμενο αυτό είναι γενικά παρόμοιο με την ακτινοβολία ακτίνων X από τις μεταβάσεις ηλεκτρονίων μεταξύ των φλοιών των ατόμων παρόλο που στην περίπτωση των πυρήνων και λόγω της μεγαλύτερης πολυπλοκότητας των ενεργειακών καταστάσεων υπάρχει μεγαλύτερη περίπτωση δύο γ από διαφορετικά στοιχεία να έχουν πολύ κοντινές ενέργειες. Στηριζόμενοι λοιπόν σε αυτά και εκτός από τις περιπτώσεις αλληλοεπικάλυψης μεταξύ δύο γ μπορούμε χρησιμοποιώντας τις μεγάλης απόδοσης ακτίνες γ από την $1^{\text{η}}$ διεγερμένη των πυρήνων στην θεμελιώδη να αναλύσουμε την σύσταση ενός δείγματος. Η διάταξη τέτοιων πειραμάτων μοιάζει με τις προηγούμενες μόνο που τώρα χρησιμοποιούνται ανιχνευτές ακτίνων γ συνήθως γερμανίου. Μέχρι εδώ η μέθοδος αυτή, όπως θα δούμε και στην επόμενη ενότητα, ονομάζεται απλά PIGE και επιτρέπει τον ποιοτικό προσδιορισμό ενός δείγματος καθώς και τον ποσοτικό του αν γίνει πρώτα μια βαθμονόμηση με δείγματα γνωστής συγκέντρωσης.

Όσον αφορά την κατά βάθος ανάλυση γνωρίζουμε ότι οι ακτίνες γ δεν χάνουν ενέργεια καθώς διασχίζουν την ύλη και επομένως η απώλεια ενέργειας δεν είναι κάτι που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να εξαχθεί συμπέρασμα ως προς το πιο βάθος έγινε μια αντίδραση. Επιπλέον η ένταση της ακτινοβολίας αν και εξασθενεί κατά την διέλευση της ακτινοβολίας στην ύλη δεν είναι εύκολο να δώσει πληροφορία για το βάθος. Παρ' όλα αυτά στο σημείο αυτό εξετάζουμε την παραγωγή ακτίνων γ που οφείλονται στην διέγερση από φορτισμένα σωματίδια (και μάλιστα των ακτίνων που εκπέμπονται κατά την διάρκεια της ακτινοβόλησης “prompt – γ ” και όχι μετά από αυτή όπως στις τεχνικές ενεργοποίησης “activation techniques”) των οποίων η απώλεια ενέργειας τους στην ύλη μπορεί να χρησιμοποιηθεί για εξαγωγή χωρικής κατανομής. Για να γίνει όμως αυτό πρέπει να υπάρχει ένας πολύ λεπτός και καλά απομονωμένος συντονισμός (μερικά eV) στο ενεργειακό διάγραμμα του σύνθετου πυρήνα, ώστε να μπορεί να διεγερθεί μόνο με σωματίδια συγκεκριμένης και καλά καθορισμένης ενέργειας. Η ιδέα είναι να ξεκινάει η ακτινοβόληση από την ενέργεια συντονισμού όπου μόνο οι επιφανειακοί πυρήνες διεγείρονται ενώ οι αμέσως επόμενοι να μην μπορούν να διεγερθούν γιατί τα σωματίδια θα έχουν χάσει ενέργεια και θα έχουν «φύγει» από την περιοχή του ευαίσθητου συντονισμού. Στη συνέχεια ανεβάζοντας σταδιακά την ενέργεια με μικρά βήματα αναμένουμε ότι τα επιφανειακά άτομα δεν θα διεγερθούν αλλά καθώς τα σωματίδια χάνουν ενέργεια καθώς διανύουν

το στόχο θα φτάσουν κάποια στιγμή στην «σωστή» ενέργεια ώστε να διεγείρουν βαθύτερους πυρήνες. Έτσι μετρώντας κάθε φορά την απόδοση των γ με την ενέργεια πρόσπτωσης μπορούμε να εξάγουμε την χωρική κατανομή των στοιχείων και μάλιστα με μικρότερους περιορισμούς ως προς το μέγιστο βάθος που μπορούμε να φτάσουμε, αφού τώρα δεν έχουμε να σκεφτούμε ότι κάποιο σκεδαζόμενο σωματίδιο πρέπει να έχει αρκετή ενέργεια για να φτάσει στον ανιχνευτή.

Δυστυχώς δεν υπάρχουν πολλά στοιχεία με λεπτούς συντονισμούς που να μπορούν να αναλυθούν με R-PIGE. Εκτός από το ^{27}Al , του οποίου ο συντονισμός χρησιμοποιήθηκε και για τον καθορισμό του ενεργειακού προφίλ της δέσμης όπως θα δούμε σε επόμενο κεφάλαιο, άλλα στοιχεία που παρουσιάζουν συντονισμούς ιδανικούς για R-PIGE είναι ^{13}C , ^{15}N , ^{18}O , ^{19}F , ^{22}Ne , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{29}Si και ^{30}Si [Jos95]. Συνήθως η δέσμη που προτιμάται είναι πρωτονίων και οι συντονισμοί των προηγούμενων στοιχείων είναι για πρωτόνια. Το βόριο δεν παρουσιάζει κάποιον ιδιαίτερα λεπτό συντονισμό και έτσι η χρήση της R-PIGE δεν προτιμάται. Παρ' όλα αυτά στην βιβλιογραφία αναφέρονται περιπτώσεις στις οποίες έχει χρησιμοποιηθεί δέσμη πρωτονίων ενέργειας 163keV για ανάλυση βορίου-11 στοχεύοντας συντονισμό στην ενεργειακή στάθμη του άνθρακα-12 με ενέργεια 16105.8keV και εύρος $\Gamma=5.3\text{keV}$. Για παράδειγμα στο [Mar07] έγινε μια τέτοια προσπάθεια ελέγχοντας και για τυχόν παρασιτικές αντιδράσεις για τις ενέργειες των φωτονίων που ανιχνεύονταν και τα αποτελέσματα έδειξαν ότι είναι δυνατό να επιτευχθεί χωρικό προφίλ βορίου με συγκέντρωση κάτω από 1% στα δείγματα, με διακριτική ικανότητα βάθους της τάξης των 120nm.

Ε. Ανάλυση μέσω πυρηνικών αντιδράσεων (Nuclear Reaction Analysis – NRA)

Η μέθοδος αυτή στηρίζεται στην πρόκληση πυρηνικών αντιδράσεων μεταξύ πυρήνων του στόχου και σωματιδίων της δέσμης και στην ανίχνευση των σωματιδιακών «προϊόντων» της αντίδρασης. Όπως είναι φανερό η επίτευξη μιας τέτοιας τεχνικής απαιτεί η δέσμη να επιταχύνεται σε τέτοια ενέργεια ικανή να διαπεράσει το δυναμικό Coulomb και να διεισδύσει στον πυρήνα για να γίνει η αντίδραση. Αυτό είναι εφικτό για ελαφριούς πυρήνες ακόμα και από χαμηλές ενέργειες όπως μπορεί να συμπεράνει κανείς και από τις εξισώσεις 1.3.7. Οι αντιδράσεις που εμφανίζονται είναι της μορφής $A(a,b)B$ και οι EBS και R-PIGE αποτελούν ειδικές περιπτώσεις της NRA. Έτσι όπως εξηγήθηκε στις δύο προηγούμενες τεχνικές η ενεργός διατομή των αντιδράσεων δεν μπορεί να υπολογιστεί θεωρητικά και άρα επιβάλλεται η πειραματική μέτρηση των αντιδράσεων αυτών για κάθε στοιχείο του περιοδικού πίνακα. Φυσικά οι ενεργές διατομές αυτές είναι συνήθως αισθητά μικρότερες από τις ενεργές διατομές Rutherford και ελαστικής σκέδασης αλλά εντούτοις η ύπαρξη συντονισμών στο σύστημα α -A οδηγεί στην αύξησή τους. Η γεωμετρική διάταξη των συστημάτων για την τεχνική αυτή δεν διαφέρει από αυτή των RBS και EBS μόνο που τώρα το που θα εμφανιστεί η κορυφή κάθε στοιχείου σε ένα φάσμα δεν καθορίζεται μόνο από την μάζα του και την ενέργεια της δέσμης αλλά και από την τιμή Q της αντίδρασης. Η ανάλυση κάθε στοιχείου και το χωρικό του προφίλ μπορούν να εξαχθούν από τις

κορυφές των φασμάτων με τρόπους αντίστοιχους όπως και στις άλλες τεχνικές δεδομένου ότι γνωρίζουμε την τιμή Q και κατ' επέκταση την ενέργεια των παραγόμενων σωματιδίων. Στην περίπτωση όμως αυτή είναι αναγκαίο να γνωρίζουμε και το πώς χάνει ενέργεια στο στόχο το προσπίπτον σωματίδιο και την αντίστοιχη πληροφορία για το παραγόμενο. Προγράμματα προσομοίωσης, ένα από τα οποία θα συζητηθεί σε επόμενα κεφάλαια (SIMNRA), υπάρχουν για να ευκολύνουν αυτή τη διαδικασία.

Στην τεχνική αυτή, λόγω του μεγάλου Q που μπορεί να εμφανίσουν διάφοροι πυρήνες, τα παραγόμενα σωματίδια έχουν ενέργεια αρκετά μεγαλύτερη από την ενέργεια των προσπιπτόντων σωματιδίων. Αυτό σημαίνει ότι σε ένα φάσμα NRA οι κορυφές των στοιχείων που προέρχονται από μια αντίδραση που έχει προϊόντα διαφορετικά από τα σωματίδια που προσπίπτουν θα είναι αρκετά δεξιότερα, μεγάλες ενέργειες, από την κορυφή που προέρχεται από την αντίδραση που σαν προϊόντα έχει σωματίδια ίδια με αυτά που προσπίπτουν (ελαστική, Rutherford). Επομένως ένα φάσμα μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για NRA και για RBS/EBS και βέβαια τα σήματα της NRA θα ανιχνεύονται πάντα με υψηλό λόγο σήματος προς θόρυβο (χωρίς μεγάλο υπόβαθρο) αφού αυτά είναι απομονωμένα σε ψηλές ενέργειες. Μάλιστα σε περιπτώσεις που έχουμε ελαφριά στοιχεία σε βαριές μήτρες τα βαριά στοιχεία θα έχουν ενέργειες σκεδαζόμενων σωματιδίων κοντά στις ενέργειες των σωματιδίων που προσπίπτουν αφού σε αυτές τις περιπτώσεις κυριαρχεί η Rutherford σκέδαση μιας και η δέσμη δεν μπορεί να «σπάσει» το φράγμα Coulomb. Αντίθετα το «σήμα» για ελαφριά στοιχεία θα είναι συνήθως σε μεγάλες ενέργειες και επομένως μπορεί να γίνει ανίχνευση ελαφρών στοιχείων σε βαριές μήτρες, περίπτωση που προηγουμένως αναφέρθηκε ως προβληματική. Επιπλέον επειδή οι ενέργειες των προϊόντων εξαρτώνται πολύ και από την δομή του πυρήνα η NRA χαρακτηρίζεται και ως ισοτοπικά ευαίσθητη μέθοδος αλλά και εν μέρει ικανή για πολυστοιχειακή ανάλυση.

Η μέθοδος όμως μειονεκτεί και σε κάποια σημεία. Αρχικά οι μικρές τιμές των ενεργών διατομών για τις αντιδράσεις δεν επιτρέπουν την λήψη γρήγορων φασμάτων με καλή στατιστική. Βέβαια το πρόβλημα αυτό μπορεί να αντισταθμιστεί με αύξηση του ρεύματος στον στόχο αλλά με υπαρκτό πάντα τον κίνδυνο πρόκλησης βλάβης στους ανιχνευτές από το μεγάλο πλήθος οπισθοσκεδασθέντων σωματιδίων από τη δέσμη. Επιπλέον αυτό μπορεί να δημιουργήσει και πρόβλημα pile-up το οποίο να «χαλάει» το καθαρό υπόβαθρο του σήματος NRA (αυτό γίνεται φανερό στα φάσματα από το παρόν πείραμα που δίνονται σε επόμενα κεφάλαια) παρόλο που και αυτό μπορεί να λυθεί τοποθετώντας κάποια φράγματα μπροστά στου ανιχνευτές για να σταματούν τα ελαστικά σκεδαζόμενα σωματίδια. Επιπροσθέτως η μεγάλη ενέργεια των παραγόμενων σωματιδίων μειώνει την ευαισθησία της μεθόδου αφού αυτά χάνουν λιγότερη ενέργεια. Αυτό όμως μπορεί πάλι να αντισταθμιστεί σε περιπτώσεις στις οποίες παράγονται σωματίδια βαρύτερα από αυτά που προσπίπτουν (π.χ $^{11}\text{B}(p,\alpha)^8\text{Be}$) όπου τα πρώτα, λόγω μεγάλου φορτίου χάνουν, σημαντικά ενέργεια. Τέλος κάποιος κίνδυνος αλληλοεπικάλυψης δύο κορυφών διαφορετικών στοιχείων μπορεί πάντα να υπάρχει παρόλο που στην περίπτωση της NRA αυτό είναι πιο σπάνιο απ' ό τι στις άλλες τεχνικές.

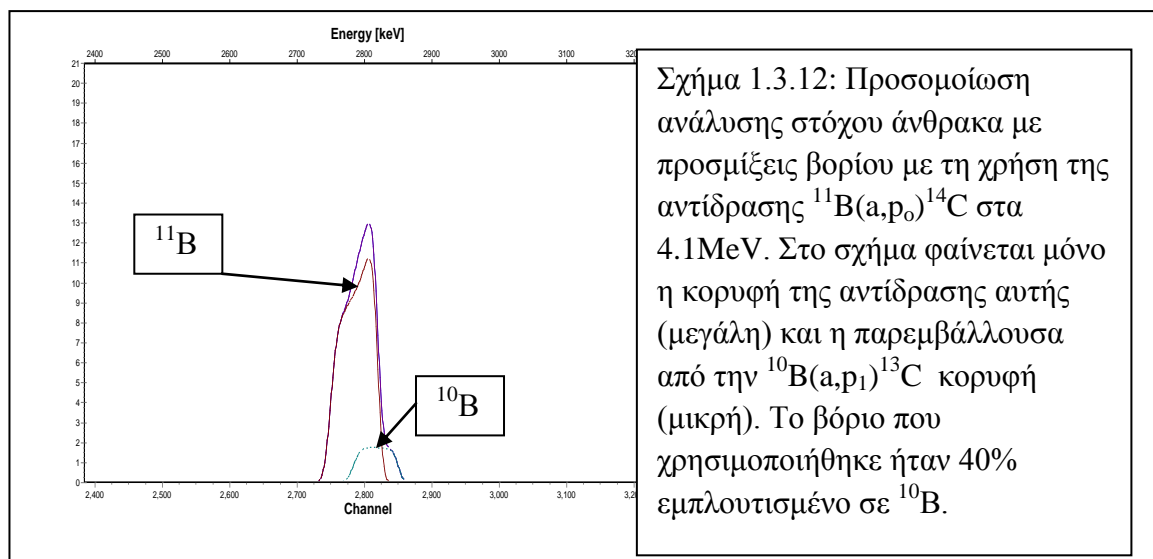
Γενικά η μέθοδος αυτή είναι από τις πιο χρήσιμες πυρηνικές μεθόδους για στοιχειακή ανάλυση σε βάθος ειδικά όταν συνδυάζεται και με τις άλλες μεθόδους που αναφέρθηκαν. Το μεγαλύτερο πρόβλημα όμως έγκειται στην έλλειψη δεδομένων για τις ενεργές διατομές σε γωνίες οπισθοσκέδασης που είναι πιο χρήσιμες για την ανάλυση υλικών και αυτό σε συνδυασμό με την χρησιμότητα της μεθόδου φανερώνει την επιτακτική ανάγκη για διεξαγωγή μετρήσεων σε διάφορα υλικά για «χρήσιμες» γωνίες.

Για το βόριο οι κυριότερες μελέτες στα πλαίσια της NRA μπορούν να βρεθούν στο [IBANDL] και για τα τέσσερα είδη φορτισμένων σωματιδίων που χρησιμοποιούνται συνήθως (α, ^3He , p, d). Για το βόριο-10 θα αναφέρουμε ονομαστικά μόνο τις διαθέσιμες αντιδράσεις που έχουν μελετηθεί και υπάρχουν στην προηγούμενη πηγή, πέραν της ελαστικής σκέδασης για κάθε δέσμη, ενώ για το βόριο-11 που αποτελεί και το 80.1% του φυσικού βορίου θα επεκταθούμε λίγο περισσότερο για τις υπάρχουσες μελέτες. Έτσι λοιπόν για το ^{10}B μπορεί κανείς να βρει δεδομένα στην [IBANDL] για τις εξής αντιδράσεις: $^{10}\text{B}(p,a_0)^7\text{Be}$, $^{10}\text{B}(p,a_1)^7\text{Be}$, $^{10}\text{B}(d,a_0)^8\text{Be}$, $^{10}\text{B}(d,a_1)^8\text{Be}$, $^{10}\text{B}(d,p_{0...6})^{11}\text{B}$, $^{10}\text{B}(^3\text{He},p_0)^{12}\text{C}$, $^{10}\text{B}(^3\text{He},p_1)^{12}\text{C}$, $^{10}\text{B}(a,p_0)^{13}\text{C}$ και $^{10}\text{B}(a,p_1)^{13}\text{C}$. Οι αντιδράσεις αυτές είναι γενικά λίγες στον αριθμό και σε πολύ λίγες περιπτώσεις υπάρχουν μετρήσεις από δύο ή περισσότερα ανεξάρτητα εργαστήρια ώστε να μπορεί να γίνει διασταύρωση των τιμών και αξιολόγηση της αξιοπιστίας τους.

Όσον αφορά το βόριο-11 του οποίου ο ποσοτικός κατά βάθος προσδιορισμός έχει, όπως εξηγήθηκε, τεράστια σημασία για τις τεχνολογικές εφαρμογές η [IBANDL] είναι ακόμη «φτωχότερη». Ξεκινώντας με τα σωματίδια α, εκτός από την ελαστική που προαναφέρθηκε, υπάρχει ακόμη μια εργασία διαθέσιμη, [Gio94], που αφορά την $^{11}\text{B}(a,p_0)^{14}\text{C}$ στις 135° και σε ενεργειακό φάσμα σωματιδίων α μεταξύ 4000-5010keV. Η αντίδραση αυτή έχει τιμή $Q=0.7839\text{MeV}$. Πέραν του ότι η μέτρηση αυτή είναι διαθέσιμη μόνο από ένα εργαστήριο, και όπως εξηγήθηκε πριν δεν έχει διασταυρωθεί, το γεγονός ότι έχουμε σαν προσπίπτουσα δέσμη σωματίδια – α περιορίζει το βάθος μέχρι το οποίο μπορούμε να αναλύσουμε αφού αυτά σαν σωματίδια μεγάλου φορτίου χάνουν έντονα ενέργεια και έχουν μικρή εμβέλεια στα υλικά. Επίσης η έντονη μείωση της ενέργειας μπορεί αρχικά να σημαίνει μέτρηση πάχους βορίου με μεγαλύτερη ακρίβεια αλλά η ακρίβεια αυτή μπορεί εύκολα να χειροτερέψει σε παχείς στόχους λόγω και των φαινομένων του ενεργειακού και χωρικού διασκεδασμού¹. Επιπλέον η κορυφή της αντίδρασης αυτής μπλέκεται με την κορυφή της αντίδρασης $^{10}\text{B}(a,p_1)^{13}\text{C}$ και παρόλο που για φυσικό βόριο η συνεισφορά είναι μικρή σε περιπτώσεις που χρειάζεται να αναλυθεί δείγμα με περισσότερο βόριο-10 από ότι στο φυσικό η συνεισφορά γίνεται υπολογίσιμη. Στο σχήμα 1.3.12 φαίνεται μια προσομοίωση που δείχνει μια τέτοια περίπτωση. Τέλος να σημειωθεί ότι στην [EXFOR] μπορεί να υπάρχουν και άλλες μελέτες ενεργών διατομών με χρήση δέσμης –α αλλά στις περισσότερες περιπτώσεις είναι για γωνίες που δεν προσφέρονται για

¹ **Διασκεδασμός (Straggling)** είναι το φαινόμενο κατά το οποίο μια δέσμη φορτισμένων σωματιδίων χάνει λόγω σκεδάσεων ακανόνιστα ενέργεια μέσα σε ένα υλικό με αποτέλεσμα την γωνιακή απόκλιση ιόντων από τον άξονα της δέσμης (άνοιγμα εύρους της δέσμης – χωρικός διασκεδασμός) καθώς και την μεγέθυνση του ενεργειακού εύρους (ενεργειακός διασκεδασμός).

ανάλυση υλικών ή για μετρήσεις μεμονωμένων σημείων σε μεγάλες ενέργειες (π.χ. [Day76]).

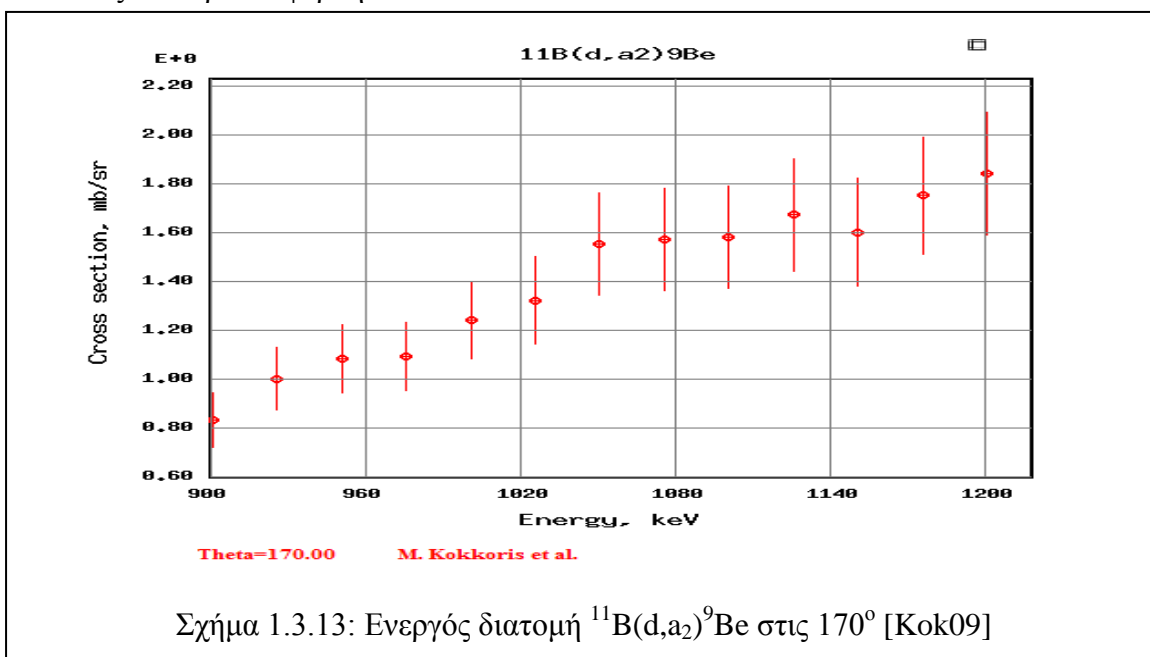


Με χρήση δέσμης ^3He στην [IBANDL] υπάρχουν μελέτες των συστημάτων $^{11}\text{B}(^3\text{He},a_0\dots_4)^{10}\text{B}$, $^{11}\text{B}(^3\text{He},d_0)^{12}\text{C}$, $^{11}\text{B}(^3\text{He},p_{1+2+3})^{13}\text{C}$ και $^{11}\text{B}(^3\text{He},p_0)^{13}\text{C}$. Από αυτά τα τρία πρώτα συστήματα είναι μετρημένα σε 90° που όπως εξηγήθηκε πριν δεν είναι βολική για ανάλυση «παχέων» στόχων ενώ μόνο το σύστημα $^{11}\text{B}(^3\text{He},p_0)^{13}\text{C}$ είναι μετρημένο στην κάπως πιο βολική γωνία των 135° [McInt96]. Επιπλέον στην [EXFOR] υπάρχουν στοιχεία για τις $^{11}\text{B}(^3\text{He},d)^{12}\text{C}$ και $^{11}\text{B}(^3\text{He},a)^{10}\text{B}$ στις 163° και 165° αντίστοιχα που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για IBA ([Hol59], [For65]). Γενικά η χρήση της δέσμης ^3He σαν «βαριά» δέσμη υποφέρει από τα μειονεκτήματα της δέσμης – α και επιπροσθέτως οι ενεργές διατομές είναι πολύ μικρές. Επιπλέον η ίδια η δέσμη είναι μια «δύσκολη» δέσμη και δεν διατίθεται από πολλά εργαστήρια.

Τα συστήματα με δέσμη δευτερίων είναι από τα καλύτερα μετρημένα για το βόριο. Παρόλο που οι διαθέσιμες μετρήσεις στην [IBANDL] είναι μετρημένες από ένα μόνο εργαστήριο, εντούτοις είναι πρόσφατες μετρήσεις και παρμένες σε τέσσερις διαφορετικές βολικές για ανάλυση υλικών γωνίες (140° - 170°) με ομαλή γωνιακή εξάρτηση γεγονός που αυξάνει την αξιοπιστία τους. Πρόκειται για τα συστήματα $^{11}\text{B}(d,a_0)^9\text{Be}$, $^{11}\text{B}(d,a_2)^9\text{Be}$ και $^{11}\text{B}(d,p_0)^{12}\text{B}$ σε ενέργειες από 900-1200keV στο προαναφερθέν γωνιακό εύρος με βήμα 10° τα οποία μελετήθηκαν στο [Kok09]. Στην [EXFOR] υπάρχουν και άλλες εργασίες για τα συστήματα αυτά, αλλά οι περισσότερες δεν είναι κατάλληλες για IBA. Εξάιρεση αποτελεί η εργασία [Sar65] στην οποία υπάρχουν μερικά σημεία κατάλληλα για IBA.

Η δέσμη δευτερίων πλεονεκτεί έναντι των υπολοίπων στο γεγονός ότι επιτρέπει πραγματικά πολυστοιχειακή ανάλυση στοιχείων πολύ κοντά στο βόριο (άνθρακα, οξυγόνο, κλπ.) αφού μπορεί να τα διεγείρει ταυτόχρονα με τις ίδιες ενέργειες δευτερίων στα συστήματα d,p και d,a. Επιπλέον τα δευτέρια δεν έχουν τα ίδια προβλήματα διασκεδασμού όπως τα σωματίδια – α και επιπροσθέτως είναι και πιο διεισδυτικά με αποτέλεσμα αύξηση του μέγιστου πάχους που μπορεί να αναλυθεί. Όσον αφορά την ακρίβεια στην μέτρηση του πάχους, για την οποία είναι τώρα επιθυμητή η μεγάλη απώλεια ενέργειας, μπορούμε να την κερδίσουμε αν

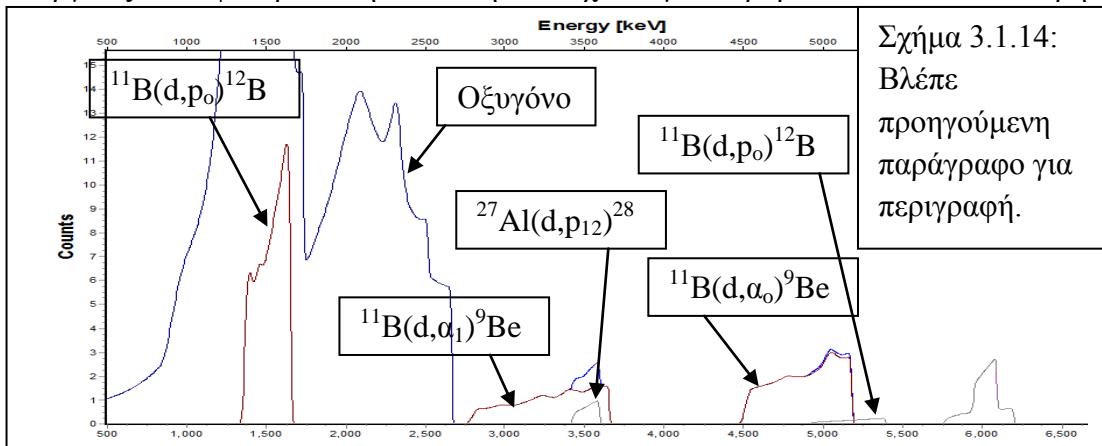
χρησιμοποιήσουμε την d,a και εκμεταλλευτούμε την μεγάλη απώλεια ενέργειας από τα α. Για τη δέσμη δευτερίων μπορούμε στο σχήμα 1.3.13 να δούμε την ενεργό διατομή της $^{11}\text{B}(d,a_2)^9\text{Be}$ στις 170° και για τις προαναφερθείσες ενέργειες. Στο σχήμα μπορούμε να δούμε ότι υπάρχει γενικά μια τάση αύξησης της ενεργού διατομής με την ενέργεια που όμως είναι ομαλή και χωρίς συντονισμούς. Γενικά είναι επιθυμητό στην NRA και γενικά και στις υπόλοιπες πυρηνικές μεθόδους ανάλυσης η τιμή της ενεργού διατομής να μην μεταβάλλεται απότομα με την ενέργεια. Αυτό χρειάζεται γιατί όταν θα ρυθμιστεί η ενέργεια του επιταχυντή σε μια τιμή για να γίνει ανάλυση ενός δείγματος αυτή θα έχει μια κατανομή τιμών γύρω από μια μέση τιμή η οποία μάλιστα μπορεί να διαφέρει και ελαφρώς από την ονομαστική τιμή που δίνεται στον επιταχυντή (energy offset, θα συζητηθεί και στο επόμενο κεφάλαιο). Αν η ενεργός διατομή έχει απότομες μεταβολές με την ενέργεια τότε για μια μικρή απόκλιση της ενέργειας του επιταχυντή η ε.δ θα είναι τελείως διαφορετική από αυτή που το πρόγραμμα προσομοίωσης θεωρεί για την ενέργεια που του δόθηκε με αποτέλεσμα αβεβαιότητες στην μέτρηση του πάχους του δείγματος. Ο παράγοντας αυτός μπορεί επίσης να διορθωθεί και με σωστό προσδιορισμό της ενέργειας και της ενεργειακής κατανομής της δέσμης που δίνει ο επιταχυντής. Αξίζει να σημειωθεί ότι και στις περιπτώσεις των δεσμών α και ^3He υπάρχουν περιοχές με πλατό στις υπάρχουσες δουλειές που προαναφέρθηκαν.



Σαν ένα μειονέκτημα της NRA με χρήση δευτερίων μπορεί να αναφερθεί η ύπαρξη αποδιεγέρσεων των σύνθετων πυρήνων μέσω καναλιών νετρονίων ήδη από πολύ χαμηλές ενέργειες. Αυτό μπορεί να μειώσει την διάρκεια ζωής των ανιχνευτών λόγω μεγάλης καταπόνησής τους από τα νετρόνια αν και οι δώσεις είναι μικρές. Θέματα όμως ραδιοπροστασίας μπορεί να εγείρονται σε εργαστήρια που δεν έχουν την κατάλληλη θωράκιση για νετρόνια όταν μάλιστα γίνονται συνεχόμενες μετρήσεις για πολλά δείγματα και για μεγάλα διαστήματα. Επιπροσθέτως, πρέπει πάντα να έχουμε υπόψη ότι μια δέσμη, όσα πλεονεκτήματα και να έχει, δεν μπορεί να αποτελεί πανάκεια για όλες τις περιπτώσεις υλικών που μπορούν να παρουσιαστούν. Ακόμα

και η δέσμη δευτερίων, η οποία αν λυθούν τα προβλήματα από τα νετρόνια φαίνεται να είναι ιδανική λόγω των πολλών αντιδράσεων που διεγείρει για ένα στοιχείο και λόγω της ικανότητας ενεργοποίησης πολλών στοιχείων ταυτόχρονα, μπορεί να αδυνατεί να αναλύσει ένα στόχο που θα περιέχει διάφορα στοιχεία. Μάλιστα, ακριβώς επειδή ενεργοποιεί πολλές αντιδράσεις για κάποιο στοιχείο υπάρχει πάντα ο κίνδυνος, σε δείγματα με πολλά στοιχεία, οι κορυφές των αντιδράσεων από διαφορετικά στοιχεία να παρεμβάλλονται ή μια στην άλλη με αποτέλεσμα σε ένα φάσμα να μην υπάρχει «καθαρή» κορυφή η οποία να επιτρέπει την ανάλυση κάποιου πυρήνα. Για το βόριο, ήταν ομολογουμένως δύσκολο να βρεθεί μια πολύ προβληματική περίπτωση, τουλάχιστο για στόχους τεχνολογικού ενδιαφέροντος, αλλά δεν πρέπει ποτέ να ξεχνάμε ότι υπάρχει πάντοτε το ενδεχόμενο να πρέπει να αναλύσουμε και φυσικά δείγματα εκτός από τεχνολογικά, στα οποία το βόριο μπορεί να βρίσκεται μαζί με οποιαδήποτε στοιχεία. Μια τέτοια περίπτωση φαίνεται στο σχήμα 1.3.14 η περιγραφή του οποίου δίνεται στην επόμενη παράγραφο.

Στο σχήμα 1.3.14 φαίνεται το προσομοιωμένο φάσμα για ένα παχύ στόχο αλουμινίου ο οποίος φέρει πολύ μικρές προσμίξεις οξυγόνου (5%) και βορίου (5%) σε όλο του το πάχος. Στο [SIMNRA] φορτώθηκαν δεδομένα από την [IBANDL] παρμένα από διάφορες εργασίες και «τρέξαμε» εικονικό πείραμα με δέσμη δευτερίων σε ενέργεια 1150keV και με ανιχνευτή στις 160°. Όπως φαίνεται από το σχήμα 3.1.4 η κορυφή της αντίδρασης $^{11}\text{B}(d,p_0)^{12}\text{B}$ εμπλέκεται με την απόκριση του οξυγόνου (που οφείλεται σε ομαδική συνεισφορά των αντιδράσεων (d,p_0) , (d,a_0) , (d,p_1) στο οξυγόνο) και μάλιστα λόγω της πολυπλοκότητας της μορφής των κορυφών σε αυτό το σημείο δεν είναι δυνατή η ανάλυση της κορυφής αυτής μέσω αφαίρεσης υποβάθρου. Όσον τώρα αφορά τις αντιδράσεις $^{11}\text{B}(d,\alpha_0)^9\text{Be}$ και $^{11}\text{B}(d,\alpha_1)^9\text{Be}$ αυτές εμπλέκονται με τις κορυφές του αλουμινίου λόγω των αντιδράσεων $^{27}\text{Al}(d,\alpha_2)^{25}\text{Mg}$ και $^{27}\text{Al}(d,p_{12})^{28}\text{Al}$ αντίστοιχα. Είναι φανερό ότι η ανάλυση σε ένα τέτοιο παχύ στόχο αλουμινίου με προσμίξεις βορίου και οξυγόνου σε όλο το πάχος του δεν θα ήταν πολύ ακριβής για το βόριο αν χρησιμοποιούσαμε δέσμη δευτερίων. Αντίθετα όμως, με μια δέσμη πρωτονίων ενέργειας π.χ. 2600keV η κορυφή από την (p,α_0) στο βόριο θα είναι στην περιοχή των 6MeV απομονωμένη από όλες τις κορυφές ελαστικής σκέδασης και στα τρία στοιχεία, που όπως αναμένεται θα είναι σε μικρότερες ενέργειες, και βέβαια απομονωμένη από την κορυφή της (p,α_0) στο αλουμίνιο που αναμένεται γύρω στα 3MeV. Δεδομένου τώρα ότι άλλες αντιδράσεις δεν αναμένονται με πρωτόνια τέτοιας ενέργειας είναι φανερό ότι η ανάλυση τουλάχιστο για το βόριο θα είναι ευκολότερη.

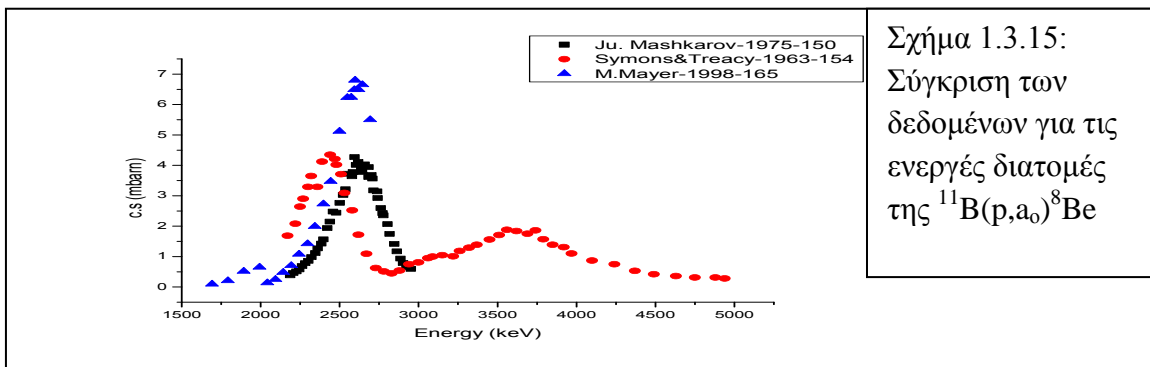


Σχήμα 3.1.14:
Βλέπε προηγούμενη παράγραφο για περιγραφή.

Η τέταρτη και τελευταία δέσμη που συνήθως χρησιμοποιείται στα πλαίσια της NRA είναι δέσμη πρωτονίων και κυρίως οι αντιδράσεις (p,a), (p,d) και (p, ^3He) με τη πρώτη από αυτές να είναι επικρατέστερη. Παρόλο που η δέσμη πρωτονίων δεν μπορεί να προκαλέσει τις πιο πάνω αντιδράσεις ταυτόχρονα σε ελαφριά στοιχεία όπως βόριο, άνθρακα, οξυγόνο κλπ., όπως η δέσμη δευτερίων, είναι εξίσου χρήσιμη για διάφορους στόχους. Όπως και στην περίπτωση των δευτερίων η διεισδυτικότητα των πρωτονίων επιτρέπει μεγαλύτερο βάθος ανάλυσης χωρίς σημαντικά προβλήματα από ενεργειακό και χωρικό διασκεδασμό ενώ η χρήση της (p,a) μπορεί, αντίστοιχα με πριν, να δώσει αυξημένη διακριτική ικανότητα στο πάχος στόχου. Στην περίπτωση όμως της δέσμης πρωτονίων κανάλια με νετρόνια ανοίγουν μόνο σε αρκετά υψηλές ενέργειες με αποτέλεσμα να αποφεύγονται τα προηγούμενα προβλήματα. Για παράδειγμα στο πείραμα που εκτελέσαμε για την παρούσα διπλωματική το κανάλι για την (p,n) άνοιξε για ενέργειες πρωτονίων μετά τα 3MeV και επίσης όπως παρατηρήσαμε από τα όργανα μέτρησης ραδιενέργειας η ακτινοβολία στον θάλαμο δεν είχε φτάσει σε ιδιαίτερα ψηλά επίπεδα ακόμη και για ενέργειες πρωτονίων στα 4MeV. Για το βόριο η αντίδραση $^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{Be}$ έχει τιμή $Q=8.590\text{MeV}$ ενώ η αντίδραση $^{10}\text{B}(p,a_0)^7\text{Be}$ έχει μόνο $Q=1.145\text{MeV}$ με αποτέλεσμα η κορυφή του ^{11}B να είναι σε πολύ υψηλότερες ενέργειες από το ^{10}B χωρίς να υπάρχει κίνδυνος επικάλυψης κορυφών. Όσον αφορά τα κατώφλια για τις αντίστοιχες αντιδράσεις σε άνθρακα και οξυγόνο αυτά είναι αντίστοιχα 8.186 MeV και 5.547MeV και άρα σε ενέργειες πρωτονίων κάτω των 5.5MeV μόνο το βόριο μπορεί να δώσει αντίδραση (p,a), και η συγκεκριμένη κορυφή θα είναι εντελώς απομονωμένη από τις κορυφές ελαστικών σκεδάσεων των προαναφερθέντων στοιχείων που συνήθως τα συναντάμε μαζί με το βόριο.

Η βιβλιογραφία για την $^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{Be}$ είναι γενικά πολύ φτωχή. Στην [EXFOR] υπάρχουν συνολικά 12 μελέτες που αφορούν την συγκεκριμένη αντίδραση αλλά στην πλειοψηφία τους είναι είτε σε μη βολικές γωνίες για ανάλυση υλικών είτε μετρημένες σε πολύ λίγες ενέργειες (διάσπαρτα σημεία). Από αυτές τις 13 μελέτες μόνο τρεις έχουν αρκετά σημεία και είναι μετρημένες σε καλές γωνίες ώστε να μπορούν να χρησιμοποιηθούν για ανάλυση υλικών. Οι τρεις μελέτες είναι: α) [May98] στις 165° και σε ενέργειες 1690-2690keV, β) [Sym63] στις 154° και σε ενέργειες 310-4940MeV και γ) [Mas75] στις 150° σε ενέργειες 1800-2950keV. Στο σχήμα 1.3.15 φαίνονται οι ενεργές διατομές αυτές στους ίδιους άξονες για σύγκριση. Παρατηρούμε ότι τα γραφήματα διαφέρουν τόσο στην τιμή των ενεργών διατομών όσο και στη θέση του συντονισμού που εμφανίζεται. Οι διαφορές αυτές είναι πολύ έντονες και δεν μπορούν να οφείλονται μόνο στις διαφορετικές γωνίες στις οποίες έγιναν οι μετρήσεις γεγονός που προκαλεί αβεβαιότητες. Αν λάβουμε υπόψη και το γεγονός ότι δεν υπάρχουν ούτε άλλες μετρήσεις από άλλα εργαστήρια ώστε να γίνει διασταύρωση πληροφοριών, η χρήση των διαθέσιμων ενεργών διατομών για ανάλυση δειγμάτων καθίσταται προβληματική. Αυτό ήταν και ένα από τα κίνητρα της παρούσας διπλωματικής τα οποία όμως συζητούνται καλύτερα στην ενότητα 1.5.

Τέλος αξίζει να σημειωθεί ότι στο [Jia02] δίνεται η ενεργός διατομή της αντίδρασης $^{11}\text{B}(p,a_1)^8\text{Be}$ στις 150° και σε ενέργειες 0.47 – 2.68MeV η οποία μάλιστα παρουσιάζει ένα έντονο συντονισμό περίπου στα 0.66MeV. Η χρήση όμως αυτής της αντίδρασης



Σχήμα 1.3.15:
Σύγκριση των
δεδομένων για τις
ενεργές διατομές
της $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$

για αναλυτικό σκοπό μπορεί να επιφέρει πολλές αβεβαιότητες λόγω της κινηματικής του συστήματος. Συγκεκριμένα η αντίδραση μεταξύ βορίου-11 και πρωτονίων σ' αυτές τις ενέργειες έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία σύνθετου πυρήνα $^{12}\text{C}^*$ ο οποίος βρίσκεται σε πολύ διεγερμένες καταστάσεις. Στη συνέχεια το σύστημα μπορεί να αποδιεγείρεται σε σωματίδια α και ^8Be το οποίο μπορεί να είναι σε θεμελιώδη (α_0) ή και στην πρώτη διεγερμένη κατάσταση (α_1). Και στις δύο περιπτώσεις το ^8Be διασπάται, σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα, σε άλλα δύο σωματίδια – α με ενέργειες παραπλήσιες με το α_1 και επιπλέον ο $^{12}\text{C}^*$ μπορεί και αυτός να διασπαστεί σε τρία- α χωρίς την μεσολάβηση ^8Be . Οι διαδικασίες αυτές είναι συνεχόμενες και ανταγωνιστικές και έχουν ως αποτέλεσμα όλα μαζί τα σωματίδια – α σε συντονισμό, εκτός από το α_0 , να σχηματίζουν μια «φαρδιά» κορυφή στα φάσματα από την οποία η διάκριση της α_1 να είναι αδύνατη (εκτός αν χρησιμοποιηθούν τεχνικές ανίχνευσης σε σύμπτωση). Μια τέτοια δομή φαίνεται και στα φάσματα του παρόντος πειράματος σε επόμενα κεφάλαια. Το φαινόμενο αυτό εξηγείται καλύτερα στο [Kok07] όπου επίσης αναφέρεται ότι η χρήση της αντίδρασης για αναλυτικούς σκοπούς μπορεί ακόμη να είναι προβληματική και λόγω της αβέβαιης γνώσης της ενέργειας της πρώτης διεγερμένης στάθμης του ^8Be .

1.4. Άλλες πυρηνικές μέθοδοι ανίχνευσης βορίου

Στην προηγούμενη παράγραφο αναπτύξαμε με κάποια λεπτομέρεια τις πέντε πυρηνικές μεθόδους ανίχνευσης του βορίου που επιτρέπουν προσδιορισμό του χωρικού του προφίλ. Στην ενότητα αυτή θα γίνει μια αναφορά σε άλλες πυρηνικές μεθόδους ανίχνευσης βορίου που παρόλο που δεν επιτρέπουν εύρεση της χωρικής του κατανομής, πλεονεκτούν έναντι των συμβατικών μεθόδων που αναφέρθηκαν στη ενότητα 1.2 στο γεγονός ότι είναι λιγότερο καταστρεπτικές για το δείγμα και σε αρκετές περιπτώσεις πιο ευαίσθητες. Η βασική λογική των τεχνικών αυτών είναι, όπως και στις προηγούμενες μεθόδους που συζητήθηκαν, η πρόκληση πυρηνικής αντίδρασης στο προς ανάλυση δείγμα, με πρόσπτωση κάποιων σωματιδίων σ' αυτό, και η ανίχνευση των προϊόντων της αντίδρασης. Συνήθως προτιμούνται οι αντιδράσεις που αφορούν το ^{11}B αφού αυτό βρίσκεται σε μεγαλύτερη αναλογία στα φυσικά δείγματα.

Μια πρώτη οικογένεια μεθόδων αφορά την ενεργοποίηση με νετρόνια (Neutron Activation Analysis - NAA) κατά την οποία «στόχος» είναι κατ' εξαίρεση το βόριο ^{10}B χάρη στην πολύ μεγάλη ενεργό διατομή της αντίδρασης $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ ($\sigma=3840\text{b}$) με θερμικά νετρόνια. Κατά την αντίδραση αυτή παράγονται σωματίδια α_0 και α_1 με ενέργειες 1776.8 και 1472.8keV αντίστοιχα με λόγο $\alpha_1/\alpha_0=6.7$. Στο [Mon92]

αναφέρονται τρεις τρόποι με τους οποίους μπορεί να χρησιμοποιηθεί η συγκεκριμένη αντίδραση. Ο πρώτος τρόπος συνίσταται στην απλή μέτρηση της εξασθένησης μιας ροής νετρονίων μέσα από ένα στόχο με την χρήση υγρών σπινθηριστών. Εδώ υποτίθεται ότι η μείωση της ροής θα οφείλεται κυρίως στην ύπαρξη βορίου – 10 ενώ η συνεισφορά από άλλα στοιχεία θεωρείται μικρή. Η μέθοδος είναι γρήγορη και έχει χρησιμοποιηθεί σε γραμμή ελέγχου βιομηχανικής παραγωγής. Ο δεύτερος και πιο συνηθισμένος τρόπος χρήσης της πιο πάνω αντίδρασης είναι η ανίχνευση της ακτίνας γ των 478keV που προέρχεται από την αποδιέγερση της πρώτης διεγερμένης του ${}^7\text{Li}$ που αποτελεί προϊόν του 94% των αντιδράσεων. Η ανίχνευση της ακτινοβολίας πρέπει να γίνεται την ώρα της ακτινοβόλησης με νετρόνια αφού η 1^{n} διεγερμένη του λιθίου «ζει» για πολύ μικρό χρονικό διάστημα (ανίχνευση prompt γ). Αυτό αποτελεί και το σημαντικότερο μειονέκτημα της μεθόδου, πέρα από το ότι δεν επιτρέπεται χωρικός προσδιορισμός, γιατί η μεγάλη ροή νετρονίων προκαλεί καταστροφή του ανιχνευτή ακτίνων γ . Πάντως τα ανιχνευτικά όρια της μεθόδου κυμαίνονται από 10^{-2} ως 1mg/g. Ο τρίτος και τελευταίος τρόπος εκμετάλλευσης της αντίδρασης με νετρόνια είναι η ανίχνευση των σωματιδίων α . Με την τεχνική αυτή μπορεί να επιτευχθεί και μερική εύρεση χωρικού προφίλ αν και η ακρίβεια τέτοιας μέτρησης είναι πολύ μικρότερη από αυτή που επιτυγχάνεται με τις μεθόδους της ενότητας 1.3. Απαιτείται μονοενεργειακή δέσμη νετρονίων και ίσως και ταυτόχρονη ανίχνευση της ακτινοβολίας γ για να γίνει ποιοτική ανίχνευση του βορίου. Τέλος αξίζει να σημειωθεί ότι έχει χρησιμοποιηθεί συνδυασμός της τεχνικής με φασματογράφο μάζας, για ανίχνευση των προϊόντων της αντίδρασης, για ταυτόχρονη ανίχνευση βορίου και λιθίου.

Η δεύτερη μεγάλη οικογένεια αφορά την ενεργοποίηση δειγμάτων με την χρήση φορτισμένων δεσμών (Charged Particle Activation Analysis - CPAA). Η χρήση φορτισμένων σωματιδίων συζητήθηκε και στην ενότητα 1.3 μόνο που εκεί οι μέθοδοι επικεντρώνονταν στην ανίχνευση των φορτισμένων προϊόντων των πυρηνικών αντιδράσεων για εξαγωγή χωρικού προφίλ. Πέραν όμως αυτού προϊόντα των πυρηνικών αντιδράσεων είναι και οι ακτίνες γ και παρόλο που δεν μπορούν να χρησιμοποιηθούν για μέτρηση πάχους στόχου μπορούν να χρησιμοποιηθούν για ποιοτική και ποσοτική ανίχνευση. Οι ακτίνες αυτές προέρχονται συνήθως από την αποδιέγερση του πυρήνα που προκύπτει σαν προϊόν της αντίδρασης που προκαλούν τα φορτισμένα σωματίδια. Συγκεκριμένα αν υποθέσουμε πάλι τον γνωστό τύπο της αντίδρασης $A(\alpha,\beta)B^*$ τότε η αποδιέγερση του B^* θα δώσει ακτινοβολία γ χαρακτηριστική για τον πυρήνα B. Η ανίχνευση της ακτινοβολίας αυτής δηλώνει την ύπαρξη του B και κατ' επέκταση την ύπαρξη του A από τον οποίο προήλθε ο B με ακτινοβόληση. Η σύγκριση της απόδοσης σε ακτινοβολία γ του άγνωστου δείγματος με την απόδοση δείγματος με γνωστή συγκέντρωση του προς ανάλυση στοιχείου μπορεί να προσδιορίσει την συγκέντρωση στο άγνωστο δείγμα. Αν η στοιχειομετρία άγνωστου και γνωστού δείγματος είναι η ίδια τότε η συγκέντρωση μπορεί να υπολογιστεί με μια απλή μέθοδο των τριών $C_a = \frac{Y_a}{Y_\gamma} C_\gamma$. Όπου C οι συγκεντρώσεις γνωστού και αγνώστου δείγματος και Y οι αντίστοιχες αποδόσεις των κορυφών των

φωτονίων. Σε αντίθεση με την R-PIGE, αφού τώρα το χωρικό προφίλ δεν είναι το άμεσα ζητούμενο, δεν χρειάζεται να επικεντρωθούμε σε λεπτούς συντονισμούς και μπορούμε να αξιοποιήσουμε κάθε ακτίνα γ και να αναλύσουμε κάθε στοιχείο. Οι τεχνικές αυτές μπορούν να βρεθούν και υπό τον όρο PIGE.

Για το βόριο υπάρχουν διάφορες δέσμες και αντιδράσεις που μπορούν να χρησιμοποιηθούν. Για παράδειγμα η αντίδραση $^{11}\text{B}(\text{p},\text{g})^{12}\text{C}$ σε ενέργειες πρωτονίων 163 keV, που έχει αναφερθεί και πριν, δίνει ακτίνες γ στα 4.43 MeV (96.5%), 11.68 MeV (96.5%) και 16.11 MeV (3.5%). Άλλα παραδείγματα αντιδράσεων που μπορούν να χρησιμοποιηθούν είναι $^{10}\text{B}(\text{a},\text{n})^{13}\text{N}$, $^{10}\text{B}(\text{d},\text{n})^{11}\text{C}$ κλπ. Το κυριότερο πρόβλημα τέτοιων μεθόδων για το βόριο και γενικά για όλα τα στοιχεία που μπορούν να αναλυθούν είναι η ύπαρξη παρασιτικών αντιδράσεων. Όπως προαναφέρθηκε η ύπαρξη κάποιου πυρήνα στο δείγμα συμπεραίνεται έμμεσα από την ανίχνευση χαρακτηριστικών ακτίνων γ που προέρχονται όχι από τον ίδιο τον πυρήνα αλλά από πυρήνες που παράγονται από την ακτινοβόληση του πυρήνα που μας ενδιαφέρει. Αυτό σημαίνει ότι αν στο δείγμα υπάρχουν πυρήνες άλλων στοιχείων, που με την δέσμη που χρησιμοποιείται και στις συγκεκριμένες ενέργειες, παρουσιάζουν πυρηνικές αντιδράσεις με παράγωγα πυρήνες ίδιους με αυτούς που σχηματίζει το στοιχείο που μας ενδιαφέρει, τότε τα δύο στοιχεία δεν μπορούν να διαχωριστούν και ο ποσοτικός προσδιορισμός τους γίνεται αβέβαιος. Για παράδειγμα στο βόριο οι αντιδράσεις $^{10}\text{B}(\text{p}, \text{n})^{10}\text{C}$ και $^{12}\text{C}(\text{p}, \text{t})^{10}\text{C}$ καταλήγουν στον ίδιο πυρήνα και επομένως είναι παρασιτικές μεταξύ τους και ο διαχωρισμός των δύο στοιχείων με την αντίδραση αυτή είναι αδύνατος. Το ίδιο συμβαίνει και με τα ζεύγη αντιδράσεων $^{10}\text{B}(\text{d}, \text{n})^{11}\text{C} - ^{12}\text{C}(\text{d},\text{t})^{11}\text{C}$ και $^{10}\text{B}(\text{a},\text{p})^{13}\text{C} - ^{13}\text{C}(\text{a}, \text{a}')^{13}\text{C}$ καθώς και με πολλά άλλα ζεύγη αντιδράσεων. Για να αποφευχθούν τέτοιες περιπτώσεις απαιτείται γνώση όλων των παρασιτικών αντιδράσεων και προσεκτικός σχεδιασμός του πειράματος. Για παράδειγμα μπορεί μια εκ των δύο αντιδράσεων να ενεργοποιείται από μια ενέργεια και μετά οπότε το πείραμα θα πρέπει να γίνει σε πιο χαμηλή ενέργεια. Αν ούτε αυτό είναι εφικτό τότε ίσως θα πρέπει με μια άλλη αντίδραση ευαίσθητη μόνο στον ανταγωνιστικό πυρήνα να αναλύσουμε μόνο αυτόν και στην συνέχεια να γίνουν οι απαραίτητες διορθώσεις για το στοιχείο που μας ενδιαφέρει. Επομένως χρειάζεται και καλή γνώση των αντιδράσεων που αφορούν τα στοιχεία που συνήθως συνυπάρχουν με το υπό μελέτη στοιχείο, στην προκειμένη περίπτωση το βόριο, και των παρασιτικών σε αυτές αντιδράσεις. Για το βόριο έχουν γίνει διάφορες μελέτες συγκέντρωσης των πιθανών παρασιτικών αντιδράσεων με τα στοιχεία τα οποία το συναντούμε συχνότερα και μια σύνοψή τους μπορεί να βρεθεί στα [Pil92] και [Mon92]. Εδώ δεν θα επεκταθούμε περισσότερο σε αυτές μιας και η παρούσα διπλωματική εξετάζει πυρηνικές αντιδράσεις στα πλαίσια της NRA.

1.5. Κίνητρο και στόχος της διπλωματικής – Ενεργειακό διάγραμμα συστήματος $\text{p}+^{11}\text{B}$

Στις προηγούμενες ενότητες έγινε σαφής η σημαντικότητα του βορίου σε μια πληθώρα εφαρμογών και κατ' επέκταση η ανάγκη ανάπτυξης εφαρμογών ποιοτικής και ποσοτικής ανίχνευσης του καθώς και τεχνικών ανίχνευσης του χωρικού του προφίλ. Όπως είδαμε επίσης μια σημαντική οικογένεια τεχνικών ανάλυσης είναι αυτή

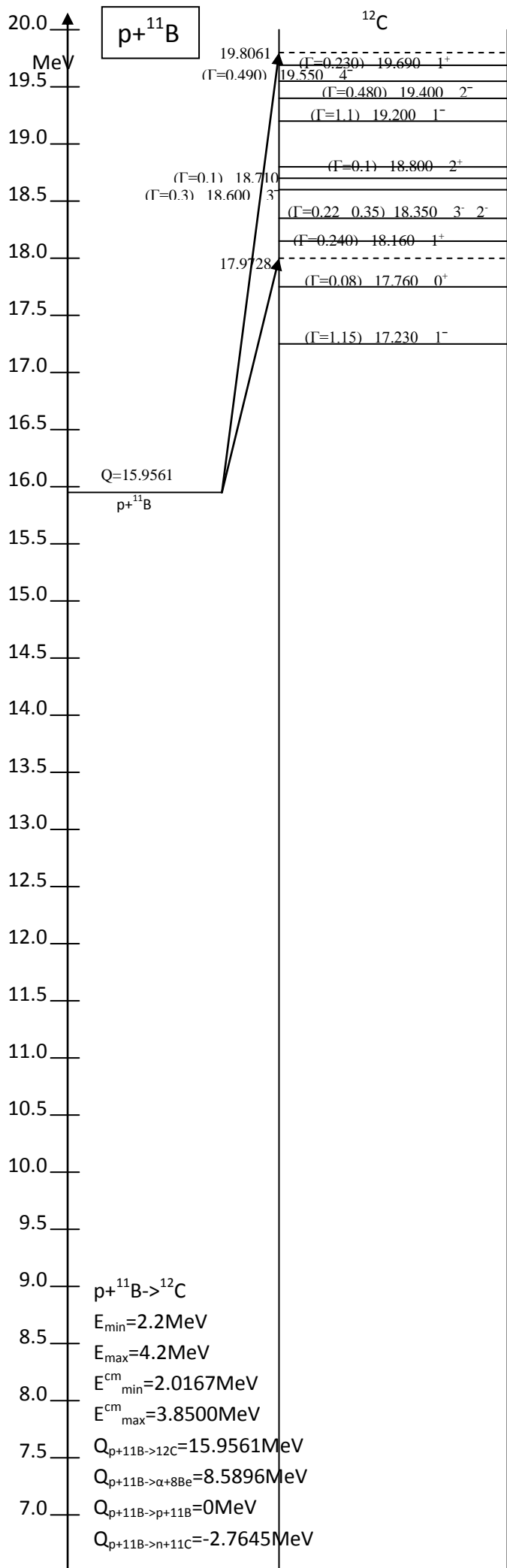
της NRA με σημαντικά, εν δυνάμει, πλεονεκτήματα έναντι των υπολοίπων αλλά με μειονέκτημα την φτωχή βιβλιογραφία σε μετρήσεις ενεργών διατομών κατάλληλων για την NRA στο βόριο. Από όλες τις αντιδράσεις που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την NRA στο βόριο αυτές που φαίνεται να έχουν μεγαλύτερη χρησιμότητα είναι τα συστήματα $d+^{11}\text{B}$ και $p+^{11}\text{B}$. Η πρώτη έχει, όπως προαναφέρθηκε, διεξοδικά μελετηθεί στο [Kok09] ενώ η δεύτερη απαιτεί ακόμη συστηματικές μετρήσεις. Επιπροσθέτως από την σκοπιά της EBS οι ενεργές διατομές της $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ έχουν τεθεί υπό κάποια αμφισβήτηση λόγο κάποιων διαφωνιών μεταξύ διαφορετικών εργαστηρίων. Επομένως η μελέτη του συστήματος $p+^{11}\text{B}$ σε ένα ευρύ φάσμα γωνιών και ενεργειών έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον και για τα δύο κανάλια αποδιεγέρσεων ($^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{Be}$, $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$).

Πέραν όμως από το ενδιαφέρον του πιο πάνω συστήματος για σκοπούς IBA η μελέτη της αντίδρασης $^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{Be}$ είναι και από μόνη της ενδιαφέρουσα αφού υπάρχουν προοπτικές χρήσης της και για παραγωγή ενέργειας. Επιπλέον ο πυρήνας του βορίου-11 παρουσιάζει και θεωρητικό ενδιαφέρον αφού είναι ένας ελαφρύς πυρήνας και αποτελεί σύστημα πολλών αλλά όχι πάρα πολλών σωματών. Μετρήσεις ενεργών διατομών σε διάφορα συστήματα που αφορούν το βόριο-11 αποτελούν πάντα εργαλείο ελέγχου για διάφορα θεωρητικά μοντέλα περιγραφής του πυρήνα οπότε η ύπαρξή τους στη βιβλιογραφία επιβάλλεται.

Έχοντας λοιπόν τα προηγούμενα σαν κίνητρο η παρούσα διπλωματική έχει στόχο την μελέτη του συστήματος $p+^{11}\text{B}$. Συγκεκριμένα επιδιώκεται η εξαγωγή ενεργών διατομών στο σύστημα εργαστηρίου για ενέργειες πρωτονίων στο διάστημα 2200-4200keV με βήμα 50keV και σε γωνίες από 135° ως 170° με βήμα 5° , για τις αντιδράσεις $^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{Be}$ και $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$. Επιδιώκεται επίσης μια φαινομενολογική επεξήγηση της μορφής των ενεργών διατομών καθώς και μια σύγκριση με όσα δεδομένα υπάρχουν στην βιβλιογραφία.

Τελειώνοντας το κεφάλαιο αυτό απομένει να δοθεί το διάγραμμα του συστήματος $p+^{11}\text{B}$. Η αντίδραση $p+^{11}\text{B}\rightarrow^{12}\text{C}^*$ έχει τιμή $Q=15.9561\text{MeV}$ και με ενέργειες πρωτονίων 2.2-4.2MeV (2.0167 - 3.8500MeV στο σύστημα κέντρου μάζας) μπορούν να διεγερθούν οι καταστάσεις του ^{12}C που βρίσκονται σε ενέργειες μεταξύ 17.9728MeV και 19.8061MeV (10 στο σύνολο) όπως φαίνεται στο διάγραμμα του σχήματος 1.5.1. Οι καταστάσεις με 17.230MeV και 17.760MeV παρόλο που είναι εκτός του προαναφερθέντος διαστήματος μπορούν επίσης να διεγερθούν χάρη στο μεγάλο ενεργειακό εύρος της πρώτης $\Gamma=1.15\text{MeV}$. Στο διάγραμμα φαίνονται και τα πιθανά κανάλια αποδιέγερσης που μπορούν να «ανοίξουν» σε αυτές τις ενέργειες εκτός από τα κανάλια αποδιέγερσης με ακτινοβολία γ . Περισσότερες πληροφορίες για τα Q και γενικά για την κάθε αντίδραση δίνονται στο σχήμα 1.5.1 της επόμενης σελίδας. Τα δεδομένα πάρθηκαν από το TOI².

²TOI: R. B. Firestone, Table Of Isotopes, 8th Edition, Version 1.0, March 1996



Σχήμα 1.5.1: Ενεργειακό διάγραμμα συστήματος $p+^{11}\text{B}$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Στο προηγούμενο κεφάλαιο είδαμε την χρησιμότητα του βορίου και τη σημασία της ανάπτυξης τεχνικών που να επιτρέπουν ανίχνευση και προσδιορισμό του χωρικού του προφίλ. Είδαμε επίσης ότι μια από τις πιο αποτελεσματικές τεχνικές για το σκοπό αυτό είναι η NRA και ειδικότερα η εφαρμογή της με δέσμη πρωτονίων. Έτσι με κίνητρο αυτά θέσαμε ως στόχο της παρούσας εργασίας την μελέτη των αντιδράσεων $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ και $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ στο ενεργειακό και γωνιακό φάσμα που αναφέρθηκε πριν και για το λόγο αυτό σχεδιάστηκε και εκτελέστηκε το κατάλληλο πείραμα. Η πειραματική διαδικασία εκτελέστηκε στο Ινστιτούτο Πυρηνικής του Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος» χρησιμοποιώντας τον επιταχυντή 5.5 MV TN11 Vande Graaff TanDem με δέσμες πρωτονίων και δευτερίων. Στις επόμενες ενότητες του παρόν κεφαλαίου περιγράφονται ο στόχος που χρησιμοποιήθηκε, τα τμήματα της πειραματικής διάταξης και τα βήματα που ακολουθήθηκαν για την λήψη των πειραματικών δεδομένων. Το κεφάλαιο τελειώνει με την βαθμονόμηση του επιταχυντή και τον προσδιορισμό του ενεργειακού προφίλ της δέσμης.

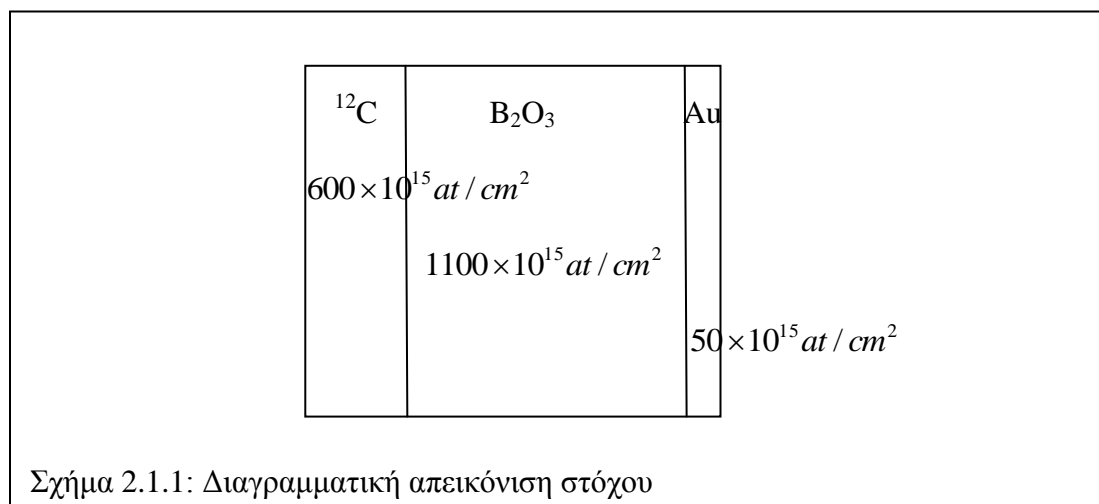
2.1. Ο στόχος βορίου

Στο σχήμα 1.3.2 φαίνεται μια τυπική πειραματική διάταξη για την RBS και για την NRA από όπου μπορούμε να δούμε ότι ο στόχος αποτελεί σημαντικό στοιχείο του πειράματος. Όταν πρόκειται να μετρηθεί ενεργός διατομή είναι καλό ο στόχος να είναι όσο πιο λεπτός γίνεται έτσι ώστε να αποφεύγονται φαινόμενα ενεργειακού και χωρικού διασκεδασμού και να μπορούμε να έχουμε μικρό ενεργειακό βήμα στη λήψη μετρήσεων. Η μετρούμενη ενεργός διατομή θα δίνεται στην ενέργεια που αντιστοιχεί στο κέντρο του στόχου που χρησιμοποιήθηκε για την μέτρησή της (βλ. κεφ. 3) και επομένως για ένα παχύ στόχο ο ενεργειακός διασκεδασμός στο κέντρο του θα είναι μεγάλος οδηγώντας σε μεγάλη αβεβαιότητα στην ενέργεια που αντιστοιχεί στη συγκεκριμένη ενεργό διατομή. Επιπλέον, για παχείς στόχους δεν ισχύει η απλοϊκή προσέγγιση του «μέσου του πάχους στόχου» και η εύρεση της δ.ε.δ σε μια συγκεκριμένη ενέργεια θα απαιτούσε τον υπολογισμό ενός τριπλού ολοκληρώματος. Άρα με παχύ στόχο η ενεργός διατομή σε συνάρτηση με την ενέργεια θα έχει στο γράφημά της «αραιά» μόνο σημεία και με μεγάλο σφάλμα στην ενέργεια προκαλώντας ανακρίβειες στην ανάλυση στόχων με την χρήση των τιμών που μετρήθηκαν. Αντίθετα σε ένα λεπτό στόχο τα σημεία θα είναι πιο «πυκνά» και η αντιστοίχιση ενεργών διατομών με ενέργειες πιο «σίγουρη». Άρα η χρήση αυτών των τιμών για ανάλυση στόχων θα οδηγούσε σε ακριβέστερα αποτελέσματα.

Έχοντας υπόψη τα προηγούμενα αποφασίσαμε στο πείραμα να χρησιμοποιήσουμε λεπτό στόχο για το βόριο ο οποίος να αποτελείται από την ένωση B_2O_3 , με βόριο εμπλουτισμένο σε βόριο-11 σε ποσοστό 99.9%, εξαχνωμένη σε λεπτό στρώμα άνθρακα πάχους $600 \times 10^{15} \text{at/cm}^2$ (το στρώμα άνθρακα χρησίμευε για στήριξη). Το πάχος της ένωσης βορίου δεν θα ξεπερνούσε τα $1100 \times 10^{15} \text{at/cm}^2$ ενώ πάνω από αυτή θα υπήρχε εξαχνωμένος χρυσός με πάχος $50 \times 10^{15} \text{at/cm}^2$ (βλ. σχήμα 2.1.1). Η

ένωση B_2O_3 επελέγη έναντι του καθαρού βορίου γιατί έχει χαμηλότερο σημείο βρασμού ($1860\text{ }^\circ\text{C}$) και επομένως θα ήταν ευκολότερο να εξαχνωθεί. Δυστυχώς η ένωση αυτή είναι υγροσκοπική και για το λόγο αυτό η επίστρωση χρυσού ήταν αναγκαία. Βέβαια με την επίστρωση χρυσού θα μπορούσαμε κατά την εξαγωγή των ενεργών διατομών να αποφύγουμε την μέτρηση φορτίου κανονικοποιώντας ως προς την κορυφή του χρυσού. Συγκεκριμένα χρησιμοποιώντας τη σχέση 1.3.4 για το χρυσό και το βόριο θα μπορούσαμε να πάρουμε τη σχέση 2.1.1 (το $Q\Omega$ έχει φύγει αφού θα είναι το ίδιο για χρυσό και βόριο στην ίδια ενέργεια και ίδιο ανιχνευτή), από την οποία φαίνεται ότι η εξαγωγή της $\epsilon.\delta$ για το βόριο μπορεί να γίνει γνωρίζοντας την $\epsilon.\delta$ για το χρυσό (Rutherford) και τα πάχη χρυσού και βορίου. Αποφεύγουμε έτσι να χρησιμοποιήσουμε απευθείας την σχέση 1.3.4 και την μέτρηση για το $Q\Omega$ που όπως θα δούμε στην συνέχεια εισάγει μεγάλο σφάλμα στη μέτρηση. Ένας τέτοιος στόχος θα ήταν διαπερατός σε όλα τα πρωτόνια στο ενεργειακό φάσμα που ακτινοβολήσαμε με αποτέλεσμα κανένα πρωτόνιο να μην σταματά στον στόχο (εκτός από αυτά που αντιδρούν) και άρα η χρήση μεγάλου ρεύματος στον στόχο για γρήγορες μετρήσεις, χωρίς να ανησυχούμε για τυχόν καταστροφή του στόχου λόγω θερμότητας, θα ήταν εφικτή. Τυπική, αν και όχι αναγκαία, μέτρηση φορτίου θα γινόταν στο κλωβό Faraday του θαλάμου σκέδασης (βλ. σχήμα 2.3.1) από τα σωματίδια που θα διαπερνούσαν το στόχο.

$$\frac{\sigma_B}{\sigma_{Au}} = \frac{Y_B(Nt)_{Au}}{Y_{Au}(Nt)_B} \quad (\text{εξ. 2.1.1})$$

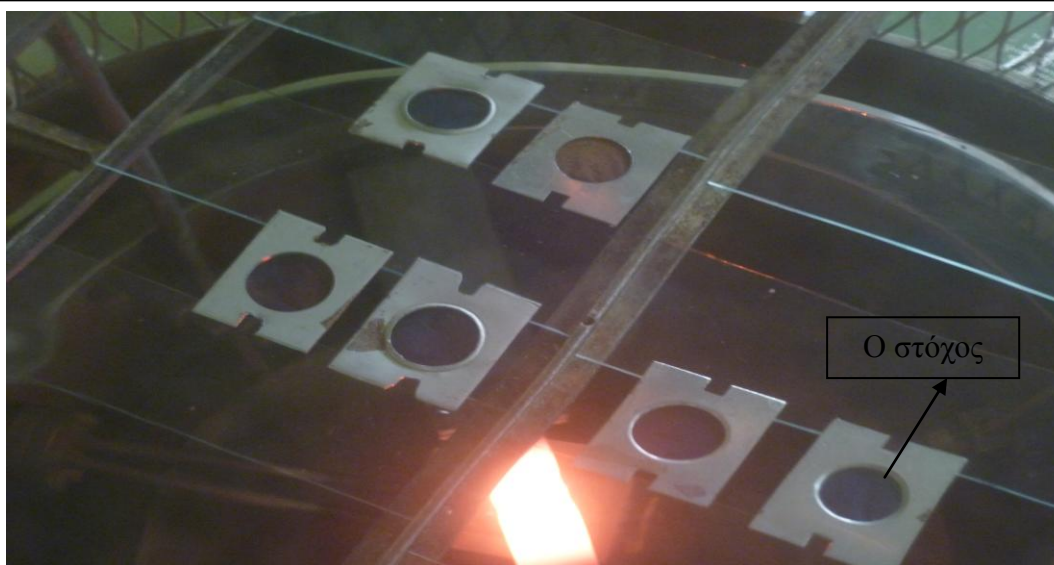


Προσπάθειες για κατασκευή του προηγούμενου σχεδόν ιδανικού στόχου έγιναν στις εγκαταστάσεις εξαχνωτήρα (εργαστήριο παρασκευής στόχων) του Ινστιτούτου Πυρηνικής στο Ε.Κ.Ε.Φ.Ε «Δημόκριτος». Ο εξαχνωτήρας είναι μια διάταξη που επιτρέπει την τοπική παροχή θερμότητας σε διάφορες στερεές ουσίες, με αποτέλεσμα την ανάπτυξη θερμοκρασιών ικανών να προκαλέσουν εξαχνωση σε αυτές και εναπόθεσή τους σε υλικά που βρίσκονται πάνω από το σημείο όπου διοχετεύεται η θερμότητα. Αποτελείται από ένα σύστημα αντλιών (rotary, turbo, vacio) για δημιουργία κενού και ένα θάλαμο κενού με διαφανές επικάλυμμα για ευκολότερη παρατήρηση της διαδικασίας εξαχνωσης. Στον θάλαμο βρίσκονται δύο διατάξεις που

μπορούν να χρησιμοποιηθούν για εξάχνωση ουσιών και για την παρασκευή του πιο πάνω στόχου χρησιμοποιήθηκαν και οι δύο. Στα σχήματα 2.1.2 και 2.1.3 φαίνονται δύο φωτογραφίες της διάταξης σε λειτουργία. Στο δεύτερο σχήμα φαίνεται το εσωτερικό του εξαχνωτήρα με τους στόχους και το υλικό προς εξάχνωση πυρακτωμένο.



Σχήμα 2.1.2: Ο εξαχνωτήρας



Σχήμα 2.1.3: Το εσωτερικό εξαχνωτήρα σε λειτουργία. Διακρίνονται το πυρακτωμένο προς εξάχνωση υλικό και οι στόχοι πάνω από αυτό.

Η πρώτη διάταξη, που χρησιμοποιήθηκε για την παρασκευή των λεπτών φύλλων άνθρακα που στήριζαν τον υπόλοιπο στόχο, προκαλεί εξάχνωση με μια δέσμη ηλεκτρονίων (electron gun). Συγκεκριμένα δύο ηλεκτρόδια οδηγούνται σε μια κάθοδο η οποία θερμαινόμενη αποβάλλει ηλεκτρόνια με κάποια ταχύτητα. Στη συνέχεια αυτά οδηγούνται με ένα σύστημα μαγνήτη στο προς εξάχνωση υλικό και το «βομβαρδίζουν». Η απότομη πέδηση ηλεκτρονίων προκαλεί άτομα από το υλικό να

το εγκαταλείπουν και να αναπηδούν προς τα πάνω. Στη συγκεκριμένη περίπτωση το υλικό ήταν ο άνθρακας και πάνω από το σημείο που τοποθετήθηκε το υλικό τοποθετήθηκαν κομμάτια από γυαλιά σε κάποια απόσταση π.χ 15cm. Τα γυαλιά αυτά ήταν καλυμμένα με ένα ειδικό σαπούνι πάνω στο οποίο έγινε η εξάχνωση του άνθρακα. Στη συνέχεια βυθίζοντας τα γυαλιά στο νερό το σαπούνι διαλυόταν και το φύλλο άνθρακα επέπλεε στο νερό. Τέλος μαζευόταν σε ένα πλαίσιο αλουμινίου με μια οπή στη μέση η οποία και καλυπτόταν από το φύλλο άνθρακα. Η δέσμη θα οδηγείτο στο κέντρο της οπής ώστε να διαπερνά τον στόχο και το αλουμίνιο να μην επεμβαίνει στο φάσμα. Στο σχήμα 2.1.3 μπορεί κανείς να δει παραδείγματα τέτοιων στόχων (τα ασημί ορθογώνια πλαίσια με την σκουρόχρωμη οπή στο κέντρο). Με τη διάταξη αυτή εξαχνώνονται υλικά που συνήθως έχουν ψηλά σημεία τήξης ή εξάχνωσης.

Η δεύτερη διάταξη μπορεί να εξαχνώνει υλικά με χαμηλότερα σημεία τήξεως και στηρίζεται στο απλό ζέσταμα του υλικού. Συγκεκριμένα το υλικό τοποθετείται σε μεταλλικό δοχείο, συνήθως από ταντάλιο, από το οποίο περνά ρεύμα μεγάλης έντασης με αποτέλεσμα την ανάπτυξη των απαιτούμενων ψηλών θερμοκρασιών (βλ. σχήμα 2.1.3 το πυρακτωμένο σημείο). Θεωρώντας ότι η εξάχνωση του υλικού γίνεται ισότροπα σε ένα ημισφαίριο με κέντρο το δοχείο και με ακτίνα $R[cm^2]$ την απόσταση των στόχων από αυτό, μια χοντρική εκτίμηση της επιφανειακής πυκνότητας μάζας που θα έχει το στρώμα που θα δημιουργηθεί στους στόχους δίνεται από την σχέση 2.1.2. Όπου m η μάζα του υλικού που τοποθετήθηκε στο δοχείο για εξάχνωση σε μικρογραμμάρια.

$$Nt[\mu g / cm^2] = \frac{m}{2\pi R^2} \quad (\text{εξ. 2.1.2})$$

Με την τεχνική αυτή επιχειρήθηκε η εξάχνωση του τριοξειδίου του βορίου (B_2O_3) και του χρυσού.

Δυστυχώς ενώ η παρασκευή των φύλλων άνθρακα και η εξάχνωση του χρυσού ήταν επιτυχής δεν ίσχυσε το ίδιο και για την εξάχνωση του B_2O_3 . Παρ' όλο που η διαδικασία ακολουθήθηκε κανονικά και τις δύο φορές που επιχειρήθηκε η εξάχνωση, η τελευταία απέτυχε. Συγκεκριμένα σε κάποια τιμή του ρεύματος που διέρρευε το μεταλλικό δοχείο το κενό στο θάλαμο άρχισε να χαλάει πράγμα που αποτελούσε ένδειξη έναρξης της εξάχνωσης. Το υλικό στη φάση αυτή άρχισε να συρρικνώνεται και να παίρνει ένα σκούρο χρώμα (από λευκό που ήταν στην αρχή) αλλά στη συνέχεια και ακόμα και με περεταίρω αύξηση του ρεύματος και της θερμοκρασίας το κενό ξανάφτιαχνε ενώ στο δοχείο υπήρχαν ακόμη υπολείμματα από το σκούρο πλέον υλικό που δεν εξαχνωνόταν ακόμα και όταν το τροφοδοτικό ρεύματος έφτασε στα όριά του. Επιπλέον στο γυάλινο κάλυμμα του θαλάμου δεν έγιναν εμφανή σημάδια εξάχνωσης. Αργότερα όταν ο στόχος ελέγχθηκε με τη δέσμη πρωτονίων, στο φάσμα ήταν ευδιάκριτη και αρκετά μεγάλη η κορυφή του οξυγόνου αλλά η κορυφή που έπρεπε να παρουσιάζεται λόγω βορίου απουσίαζε. Μια πιθανή εξήγηση για το συμβάν αυτό θα μπορούσε να είναι η θερμική διάσπαση της ένωσης σε οξυγόνο και βόριο πριν η θερμοκρασία φτάσει στο σημείο εξάχνωσης. Αν αυτό συνέβη τότε το οξυγόνο εξαχνώθηκε και εγκατέλειψε το δοχείο εύκολα, αφού έχει χαμηλό σημείο βρασμού,

αφήνοντας στο δοχείο μόνο το βόριο του οποίου η θερμοκρασία εξάχνωσης είναι τόσο ψηλή ώστε να μην μπορεί να επιτευχθεί με την τεχνική που χρησιμοποιήθηκε. Δυστυχώς στη βιβλιογραφία δεν βρέθηκε κάτι που να στηρίζει την υποψία αυτή ενώ το γεγονός ότι στον στόχο εντοπίστηκε οξυγόνο δεν μπορεί να αποτελεί από μόνο του απόδειξη. Δεν πρέπει να ξεχνάμε ότι το φύλλο άνθρακα πάνω στο οποίο εξαχνώθηκαν τα υλικά αποκολλήθηκε από τα γυαλιά, όπου εξαχνώθηκε, μέσα σε σκάφη με νερό.

Κάτι άλλο το οποίο βρέθηκε στη βιβλιογραφία και μπορεί να εξηγεί την συμπεριφορά που παρατηρήθηκε, έχει να κάνει με τη συμπεριφορά του συστήματος B_2O_3 με πολύ ηλεκτροθετικά μέταλλα. Συγκεκριμένα σε ένα τέτοιο σύστημα το οξείδιο του βορίου σπάει και παράγεται στοιχειακό βόριο (ψηλό σημείο εξάχνωσης) μαζί με οξείδιο του μετάλλου που μετείχε στην αντίδραση. Για παράδειγμα στην [TuVis] αναφέρεται ότι η αντίδραση $B_2O_{3(s)} + 3Mg_{(s)} \rightarrow 2B_{(s)} + 3MgO_{(s)}$ χρησιμοποιείται για παραγωγή στοιχειακού βορίου ενώ στο [Wei02] βρέθηκε ότι η προηγούμενη αντίδραση επιταχύνεται με την αύξηση της θερμοκρασίας του δείγματος. Στην βιβλιογραφία δεν βρέθηκε κάποια μελέτη αντίστοιχης αντίδρασης με ταντάλιο αλλά παρατηρώντας τις ηλεκτροαρνητικότητες των δύο μετάλλων (1.2 για Mg και 1.5 για Ta) παρατηρούμε ότι παρόλο που το μαγνήσιο είναι πιο ηλεκτροθετικό εντούτοις η διαφορά από το τάνταλο δεν είναι πολύ μεγάλη. Μπορούμε επομένως να αναμένουμε ότι μια τέτοια αντίδραση ήταν πιθανό να συμβεί πριν επιτευχθεί η θερμοκρασία εξάχνωσης για το B_2O_3 αφήνοντας στο δοχείο στοιχειακό βόριο η εξάχνωση του οποίου θα απαιτούσε μεγαλύτερες θερμοκρασίες από αυτές που μπορούσε η διάταξη να δώσει.

Όποιος όμως και να ήταν ο λόγος που η εξάχνωση απέτυχε η ουσία είναι ότι οι στόχοι δεν μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν για το πείραμα. Για τον λόγο αυτό αποφασίσαμε να χρησιμοποιήσουμε έτοιμους στόχους που είχαν αγοραστεί παλαιότερα από ένα εργαστήριο παραγωγής στόχων στο Garching (München) της Γερμανίας. Οι νέοι στόχοι αποτελούνταν από καθαρό βόριο-11 με εμπλουτισμό 99.9% τοποθετημένο σε υπόστρωμα τανταλίου. Η ονομαστική επιφανειακή πυκνότητα μάζας του βορίου δινόταν από τον κατασκευαστή ίση με $323 \mu g / cm^2$ το οποίο υποθέτοντας πυκνότητα φυσικού βορίου μεταφράζεται σε $Nt = 17992 \times 10^{15} at / cm^2$. Το υπόστρωμα τανταλίου είχε ονομαστικό πάχος ίσο με $105 mg / cm^2$. Όπως φαίνεται και από την επιφανειακή πυκνότητα το πάχος αυτό είναι κατά πολύ, μεγαλύτερο από αυτό που αρχικά είχε σχεδιαστεί για το πείραμα. Παρ' όλα αυτά με μια προσομοίωση στο SRIM φάνηκε ότι ακόμα και στις χαμηλότερες ενέργειες του φάσματος που καλύφθηκε (2200keV) η συνολική απώλεια ενέργειας στον στόχο δεν ξεπερνούσε τα 42keV και επομένως ένα βήμα 50keV στην ενέργεια, που είναι αρκετά ικανοποιητικό, μπορούσε να χρησιμοποιηθεί. Ο συνολικός στόχος όμως, ταντάλιο και βόριο, ήταν ημίπαχης και ενώ σε χαμηλές ενέργειες σταματούσε όλη την δέσμη, σε υψηλές άφηνε μέρος της να περνάει. Ακόμα όμως και στην τελευταία αυτή περίπτωση ο σημαντικός χωρικός διασκεδασμός της δέσμης μέσα στον στόχο έκανε αδύνατη την ολική συλλογή του από τον κλωβό Faraday (διαμέτρου περίπου 10cm) αφού η δέσμη «άνοιγε» πολύ και δεν κατέληγε όλη στον

κλωβό. Για το λόγο αυτό ο στόχος ενισχύθηκε με επιπλέον έλασμα τανταλίου στο πίσω μέρος ώστε να σταματάει όλη τη δέσμη και η μέτρηση του φορτίου θα γινόταν μόνο από τον στόχο όπως εξηγείται σε επόμενη ενότητα. Στο σχήμα 2.1.4 φαίνεται μια φωτογραφία του στόχου του πειράματος. Τέλος στο θάλαμο σκέδασης (περιγράφεται στη συνέχεια) τοποθετήθηκε στη θέση των στόχων, εκτός από τον προαναφερθέντα στόχο, και ένας στόχος χρυσού η χρησιμότητα του οποίου θα φανεί στο επόμενο κεφάλαιο.



Σχήμα 2.1.4: Ο στόχος του πειράματος

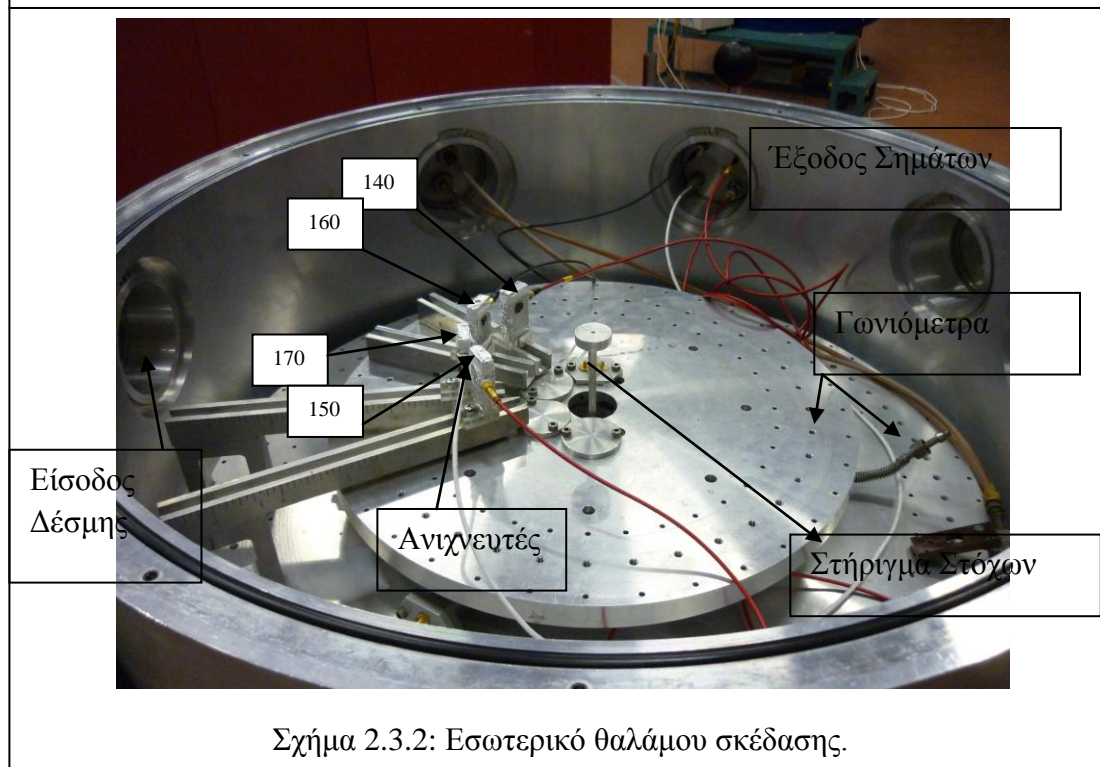
2.2. Η δέσμη και ο επιταχυντής

Τα πρωτόνια για το πείραμα επιταχύνθηκαν όπως προαναφέρθηκε σε ενέργειες από 2200keV σε 4200keV με βήμα 50keV χρησιμοποιώντας τον επιταχυντή 5.5 MV TN11 Vande Graaff TanDem του ινστιτούτου πυρηνικής. Στον συγκεκριμένο επιταχυντή τα σωματίδια που παράγονταν από την πηγή επιταχύνονταν κατά κύριο λόγο από την γεννήτρια Vande Graaff στο κέντρο της επιταχυντικής διάταξης και με ένα σύστημα μαγνητών και τετραπόλων οδηγούνταν στις γραμμές εκτέλεσης πειραμάτων. Για το συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκε η γραμμή με το μεγάλο θάλαμο σκεδάσεων ο οποίος περιγράφεται στην επόμενη ενότητα. Η δέσμη πρωτονίων είχε χοντρικά διάμετρο 3mm και για να γίνει αυτό περνούσε από δύο κατευθυντήρες (collimators) αυτής της διαμέτρου στην είσοδο του θαλάμου. Το ρεύμα στον στόχο ρυθμιζόταν κάθε φορά από τους χειριστές της δέσμης ώστε να μην ξεπερνάει τα 5-6nA και ο επιταχυντής βρισκόταν στην κλίμακα των 20nA.

2.3. Θάλαμος Σκέδασης

Στο σχήμα 2.3.1 φαίνεται ο θάλαμος σκέδασης εξωτερικά και εσωτερικά. Μπορούμε να διακρίνουμε την πλευρά από όπου εισέρχεται η δέσμη και τον κλωβό Faraday εξωτερικά. Ο θάλαμος κλίνει αεροστεγώς και με αντλίες μπορούν να επιτευχθούν στο εσωτερικό του συνθήκες υψηλού κενού. Στο παρόν πείραμα δουλεύαμε σε κενό της τάξης των 10^{-6} torr. Στο σχήμα 2.3.2 φαίνεται το εσωτερικό του θαλάμου. Διακρίνεται στο κέντρο ένα σύστημα στήριξης στόχων το οποίο μπορεί να ανεβοκατεβαίνει με ένα εξωτερικό μηχανισμό ώστε να είναι δυνατή η εναλλαγή στόχων (οι οποίοι μπαίνουν ο ένας κάτω από τον άλλον) χωρίς να χρειάζεται ο θάλαμος να ανοιγοκλείνει. Στον πυθμένα του θαλάμου υπάρχουν δύο γωνιομετρικές τράπεζες με θέσεις στηρίξεως ανιχνευτών βαθμονομημένες ανά 5° στο κάτω (μεγάλο) και ανά 10° στο πάνω (μικρό) με ακρίβεια 0.01° . τα γωνιόμετρα μπορούν να

περιστρέφονται ανεξάρτητα από εξωτερικό σύστημα ελέγχου ώστε να γίνεται δυνατή η αλλαγή θέσεων στους ανιχνευτές. Τέλος στα πλαϊνά τοιχώματα του θαλάμου υπάρχουν υποδοχές για τοποθέτηση προενισχυτών (για λήψη του σήματος από τους ανιχνευτές) καθώς επίσης και υποδοχές για άλλα συστήματα (π.χ ψύξης του στόχου).



2.4. Ανιχνευτική διάταξη

Για την ανίχνευση των σημάτων από τις αντιδράσεις χρησιμοποιήθηκαν 4 ανιχνευτές πυριτίου επιφανειακού φραγμού (surface barrier detectors) οι οποίοι τοποθετήθηκαν στο γωνιόμετρο χρησιμοποιώντας στηρίξεις από plexiglass (για να αποφευχθεί η βραχυκύκλωση των ανιχνευτών με τον θάλαμο) πάνω σε «ράγες» από αλουμίνιο όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.2. Όπως μπορούμε να διακρίνουμε από την φωτογραφία του σχήματος 2.3.2 οι δύο ανιχνευτές τοποθετήθηκαν στο κάτω

γωνιόμετρο (170° και 150°) και οι άλλοι δύο στο πάνω γωνιόμετρο (160° και 140°). Αυτό έγινε για να μπορούμε, γυρίζοντας τα δύο γωνιόμετρα ανεξάρτητα (από τους εξωτερικούς μηχανισμούς) και κατά μειούμενη φορά, οι τέσσερις ανιχνευτές να τοποθετηθούν στις γωνίες 165° , 145° , 155° και 135° αντίστοιχα χωρίς ο θάλαμος να ανοιχτεί. Μπορέσαμε έτσι ακτινοβολώντας πρώτα για το πρώτο σετ γωνιών και μετά για το δεύτερο να πάρουμε φάσματα σε οκτώ γωνίες με τέσσερις μόνο ανιχνευτές.

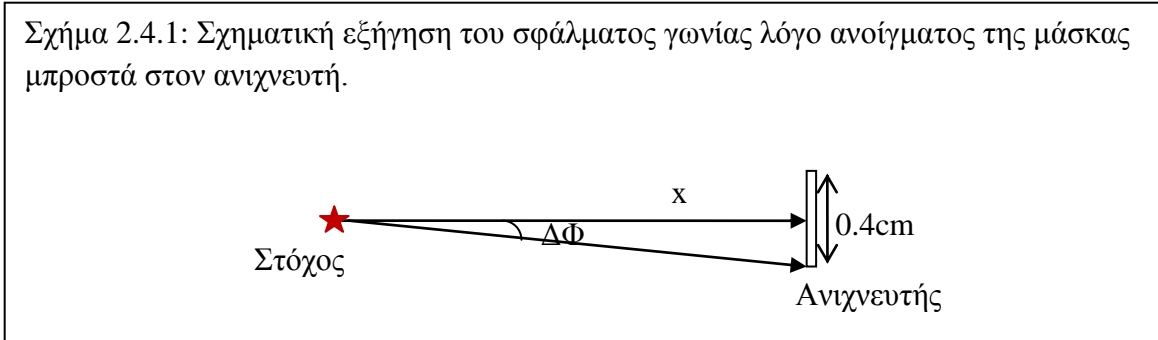
Οι ανιχνευτές πυριτίου αποτελούν κατά τα γνωστά επαφές p-n πολωμένες σε ανάστροφη τάση. Όταν ένα σωματίδιο εισέλθει στην περιοχή απογύμνωσης της επαφής (περιοχή ουδέτερου φορτίου) μέσω ηλεκτρονικών κυρίως αλληλεπιδράσεων χάνει ενέργεια και παράγει ζεύγη ηλεκτρονίων – οπών τα οποία συλλαμβάνονται από το σύστημα διαμόρφωσης παλμών και καταμετρούνται. Το πλήθος των φορέων αυτών είναι ανάλογο με την ενέργεια των σωματιδίων που προσέπεσαν και επομένως η ενέργεια ενός σωματιδίου μπορεί να μετρηθεί από το ύψος των παλμών που τα ηλεκτρονικά συστήματα δίνουν. Η αποδοτικότητα (efficiency) των ανιχνευτών πυριτίου (και γενικά στερεάς κατάστασης) για φορτισμένα σωματίδια είναι μονάδα σε αντίθεση με τα φωτόνια. Βέβαια για να γίνει σωστή μέτρηση της ενέργειας πρέπει όλα τα σωματίδια που εισέρχονται στον ανιχνευτή να σταματούν σε αυτόν και αυτό έχει να κάνει με την εμβέλεια των σωματιδίων στο πυρίτιο. Η εμβέλεια αυτή θα καθορίσει και το μέγεθος που πρέπει να έχει η περιοχή απογύμνωσης. Στα πειράματα που εκτελέστηκαν προέκυπταν σωματίδια-α μέγιστης ενέργειας $\sim 6.9\text{MeV}$ και πρωτόνια μέγιστης ενέργειας $\sim 4.1\text{MeV}$ (από Rutherford στο ταντάλιο) όπως υπολογίστηκε από το πρόγραμμα κινηματικής CIRE³. Με το SRIM⁴ υπολογίστηκαν οι εμβέλειες τέτοιων σωματιδίων στο πυρίτιο οι οποίες δεν ξεπέρασαν τα $40\mu\text{m}$ για τα α και τα $160\mu\text{m}$ για τα πρωτόνια. Επομένως η χρήση ανιχνευτών με ενεργό πάχος $1000\mu\text{m}$ όπως αυτοί που χρησιμοποιήθηκαν ήταν υπέρ-ικανοποιητική.

Μπροστά από τους ανιχνευτές τοποθετήθηκαν ορθογώνιες μάσκες τανταλίου με τυπικές διαστάσεις περίπου $4 \times 8\text{mm}^2$ με το φαρδύ άνοιγμα κάθετο στο γωνιόμετρο. Το στενό άνοιγμα ήταν παράλληλο με το γωνιόμετρο και αυτό γιατί θέλαμε να μειώσουμε την αβεβαιότητα στην γωνία από την οποία ο ανιχνευτής ανιχνεύει σωματίδια από τον στόχο. Το κατακόρυφο άνοιγμα ήταν μεγαλύτερο γιατί έτσι αυξανόταν η στερεά γωνία με αποτέλεσμα γρηγορότερες μετρήσεις και καλύτερη στατιστική. Όσον αφορά στην απόσταση των ανιχνευτών από τον στόχο δύο ανταγωνιστικοί παράγοντες έπρεπε να ληφθούν υπόψη. Ο πρώτος είναι πάλι η ταχύτητα της μέτρησης και η καλή στατιστική και επομένως οι ανιχνευτές θα έπρεπε να είναι σε τέτοια θέση ώστε η στερεά γωνία τους ως προς το στόχο να είναι μεγάλη. Αυτό σήμαινε ότι οι ανιχνευτές θα έπρεπε να είναι όσο το δυνατό πιο κοντά στο στόχο ($\Omega \sim 1/R^2$). Από την άλλη όμως η απαίτηση για μικρό σφάλμα στην γωνία ανίχνευσης σήμαινε ότι οι ανιχνευτές έπρεπε να τοποθετηθούν όσο το δυνατό μακριά οπότε ένα συμβιβασμός μεταξύ των δύο ήταν αναγκαίος. Γενικά ένα σφάλμα $\pm 1.5^\circ$ στη γωνία είναι επιθυμητό και αυτό είναι που συνήθως υιοθετείται. Αν $\Delta\phi$ είναι το

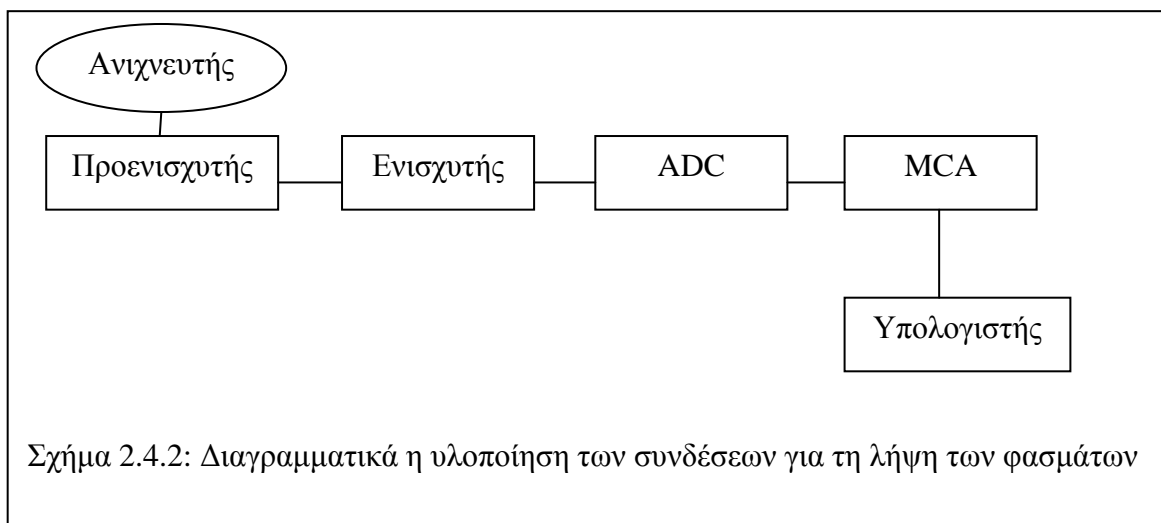
³ **CIRE**: Πρόγραμμα υπολογισμού της κινηματικής αντιδράσεων που δέχεται σαν δεδομένα το προσπίπτον σωματίδιο, τον στόχο και το ανιχνευόμενο σωματίδιο και υπολογίζει τις ενέργειες των προϊόντων σε διάφορες γωνίες.

⁴ **SRIM**: Πρόγραμμα υπολογισμού εμβέλειας ιόντων σε διάφορα υλικά μέσω προσομοιώσεων.

σφάλμα στην γωνία (η γωνία που υποτείνεται από το στόχο στο μισό άνοιγμα της μάσκας) και x η απόσταση από τον στόχο (βλ. σχήμα 2.4.1) τότε ισχύει η σχέση $\Delta\phi \approx 0.2\text{cm}/x(\text{cm})$ η οποία απαιτώντας να ισχύει $\Delta\phi \sim 1.5^\circ$ δίνει $x \sim 7.7\text{cm}$. Στην πραγματικότητα λόγω του όγκου των βάσεων στήριξης των ανιχνευτών αυτοί δεν ήταν δυνατό να πλησιάσουν περισσότερο από 9cm οπότε η τοποθέτηση έγινε στα 9cm για τους ανιχνευτές 150° και 140° και στα 10cm, περίπου, για τους ανιχνευτές 160° και 170° (για να μπορεί να εφαρμόζει το καλώδιο σήματος όπως φαίνεται στο σχήμα 2.3.2).



Στους ανιχνευτές εφαρμόστηκε τάση ανάλογα με τα χαρακτηριστικά του κάθε ανιχνευτή και συνδέθηκαν με τη διάταξη επεξεργασίας σήματος. Το πλήθος ηλεκτρονίων που δημιουργούνται στους ανιχνευτές, και όπως εξηγήθηκε είναι ανάλογο της ενέργειας των σωματιδίων, σχηματίζεται σε παλμό ο οποίος χρειάζεται ενίσχυση. Γ' αυτό το σήμα πέρασε από προενισχυτή και ενισχυτή και ακολούθως μετατράπηκε σε ψηφιακό μέσω ενός ADC (Analog to Digital Converter). Τέλος το ψηφιακό πλέον σήμα οδηγήθηκε σε ένα πολυκαναλικό αναλυτή (MCA - MutliChannel Analyzer) ο οποίος το μετέτρεπε σε μορφή φάσματος, αντιστοιχώντας κατάλληλα ενέργειες σε κανάλια του ιστογράμματος, τα οποία εμφανίζονταν στην οθόνη υπολογιστή με κατάλληλο λογισμικό. Χρησιμοποιήθηκαν τροφοδοτικά NIM για τους ανιχνευτές και οι πολυκαναλικοί αναλυτές ήταν όλοι 1024 καναλιών. Στο σχήμα 2.4.2 φαίνεται διαγραμματικά η υλοποίηση των συνδέσεων και στον πίνακα 2.4.1 συνοπτικά τα στοιχεία για τον κάθε ανιχνευτή.



Πίνακας 2.4.1:

Συνοπτική συγκέντρωση στοιχείων των ανιχνευτών που χρησιμοποιήθηκαν

Ανιχνευτής	Τάση Πόλωσης (V)	Γωνίες Τοποθέτησης(°)	Πύλη ADC	Απόσταση (cm)
48-163C	150	140-135	A	9
45-151D	250	160-155	B	10
48-128E	250	150-145	C	9
45-151E	250	170-165	D	10

Τελειώνοντας με την ενότητα της ανιχνευτικής διάταξης αξίζει να υπενθυμίσουμε ότι για τους λόγους που εξηγήθηκαν στη ενότητα 2.1 το φορτίο στο στόχο έπρεπε να μετριέται από τον ίδιο τον στόχο. Για το λόγο αυτό ο στόχος συνδέθηκε μέσω ενός καλωδίου με ένα ολοκληρωτή φορτίου ο οποίος εκτελούσε την διαδικασία μέτρησης του φορτίου. Η διάταξη, μας επέτρεπε για σκοπούς κανονικοποίησης να έχουμε μια άμεση ένδειξη για το φορτίο στο στόχο υπό την μορφή παλμών που αναγράφονταν στον ολοκληρωτή φορτίου. Μάλιστα δινόταν η δυνατότητα προεπιλογής συγκεκριμένου αριθμού παλμών στον οποίο η ακτινοβόληση θα σταματούσε για την κάθε ενέργεια. Το φορτίο σε coulomb θα δίνεται από την εξίσωση 2.4.1 σε σχέση με το πλήθος των παλμών. Τέλος επειδή κατά την διάρκεια της πρόσκρουσης των σωματιδίων στον στόχο υπήρχε παραγωγή δευτερογενών ηλεκτρονίων που πιθανό να επηρέαζαν την μέτρηση του φορτίου εφαρμόστηκε μεταξύ στόχου και ολοκληρωτή φορτίου τάση καταστολής (suppression) ίση με 250V.

$$Q[\text{coulomb}] = \frac{\# \text{παλμών} * \text{Κλίμακα}_{\text{φορτίου}}_{\text{μηχανής}}}{100} \quad (\text{εξ. 2.4.1})$$

2.5. Η διαδικασία λήψης μετρήσεων

Η διαδικασία λήψης μετρήσεων έχει πρακτικά αναφερθεί διάσπαρτα στις προηγούμενες ενότητες και εδώ γίνεται μια σύνοψή της. Αφού έγινε η συναρμολόγηση της διάταξης και τοποθετήθηκαν οι στόχοι στη θέση τους, στο θάλαμο βάλουμε μια πηγή σωματιδίων-α και με τάση στους ανιχνευτές πήραμε φάσματα αυτής της πηγής (περισσότερα για την πηγή λέγονται στο επόμενο κεφάλαιο). Κατά την διάρκεια λήψης αυτών των φασμάτων έγινε μια χοντρική βαθμονόμηση των φασμάτων (gain) με βάση την ενέργεια των σωματιδίων – α της πηγής και τις ενέργειες που αναμένουμε να έχουν τα σωματίδια που θα ανιχνεύονται στο πείραμα. Επιπλέον με το gain «κόπηκε» τεχνητά και τυχόν θόρυβος σε χαμηλές ενέργειες και με ρυθμίσεις roll zero φτιάχτηκε το σχήμα των παλμών. Αφού έγιναν αυτά πάρθηκε ένα κανονικό φάσμα για την πηγή, η χρησιμότητα του οποίου φαίνεται στο επόμενο κεφάλαιο, και άρχισε η ακτινοβόληση. Πρώτα πάρθηκαν τα φάσματα για τις γωνίες 135°...165° ξεκινώντας από τις ψηλές ενέργειες και κατεβαίνοντας προς τις χαμηλές και στη συνέχεια με ανάποδη κατεύθυνση πάρθηκαν τα φάσματα για τις 140°...170°. Επίσης πάρθηκαν φάσματα για το χρυσό με δέσμη πρωτονίων και ακολούθως φάσματα με δέσμη δευτερίων στα 1100 και 1000keV για το χρυσό και το βόριο. Η σημασία των φασμάτων αυτών φαίνεται στο αμέσως επόμενο κεφάλαιο.

Τέλος ακολουθήθηκε μια διαδικασία βαθμονόμησης του επιταχυντή η οποία περιγράφεται στην επόμενη ενότητα.

2.6. Ενεργειακή Βαθμονόμηση Δέσμης

Λόγο της πολυπλοκότητας του επιταχυντικού συστήματος η ενέργεια της δέσμης, με την οποία διεξάγονταν τα πειράματα, είναι δυνατό να διαφέρει από την ονομαστική της τιμή την οποία θεωρούσαμε αρχικά. Επιπλέον λόγω ύπαρξης μαγνητών πεπερασμένου γωνιακού ανοίγματος στην επιταχυντική διάταξη και τεχνικών δυσκολιών η δέσμη δεν μπορεί να είναι απόλυτα μονοενεργειακή αλλά, αντίθετα, παρουσιάζει μια γκαουσιανή κατανομή ενεργειών γύρω από μια κεντρική τιμή. Είναι επομένως αναγκαίο να γνωρίζουμε τη μετατόπιση της δέσμης από την ονομαστική της τιμή καθώς και το εύρος της ενεργειακής της κατανομής, έτσι ώστε να γίνει σωστή ανάλυση των πειραματικών δεδομένων και να έχουμε μια ένδειξη της αβεβαιότητας που εισάγει η κατανομή αυτή.

Για να γίνει εφικτή η ενεργειακή βαθμονόμηση χρησιμοποιήσαμε τον πολύ γνωστό από τη βιβλιογραφία συντονισμό της αντίδρασης $^{27}\text{Al}(p, g)^{28}\text{Si}$ που επιτυγχάνεται για ενέργεια πρωτονίων στο σύστημα εργαστηρίου ίση με $E_{p,Lab}^R = 991.9\text{keV}$. Ο συντονισμός αυτός είναι πολύ «λεπτός» με ενεργειακό εύρος στάθμης μόλις 110eV. Επιπλέον λόγω της χαμηλής σχετικά ενέργειας η αποδιέγερση γίνεται μόνο μέσω της ελαστικής σκέδασης ή της γ -αποδιέγερσης. Κατά την γ -αποδιέγερση ο πυρήνας πυριτίου αποδιεγείρεται, με μεγάλη πιθανότητα, με ένα φωτόνιο ενέργειας περίπου 11MeV προς την πρώτη διεγερμένη και στη συνέχεια με ένα φωτόνιο ενέργειας 1779keV προς την βασική κατάσταση.

Με βάση τα προηγούμενα ακτινοβολήσαμε ένα στόχο αλουμινίου απείρου πάχους με δέσμη πρωτονίων ονομαστικής ενέργειας στην περιοχή 985-999keV, με βήμα 1keV, μετρώντας κάθε φορά τα γεγονότα από φωτόνια ενέργειας 1779 keV με ένα ανιχνευτή HPGe. Ο ανιχνευτής αυτός τοποθετήθηκε στο πίσω μέρος του Faraday Cap στο γωνιόμετρο όπου διεξήχθησαν τα πειράματα. Ολοκληρώνοντας κάθε φορά, με τα ίδια όρια, την φωτοκορυφή που αντιστοιχούσε στα συγκεκριμένα φωτόνια πήραμε τις ακόλουθες τιμές (Η τελευταία στήλη του πίνακα εξηγείται στην συνέχεια).

Πίνακας 2.6.1

Απόδοση φωτοκορυφής 1779keV συναρτήσει της ενέργειας

A/A	Ενέργεια (MeV)	Απόδοση -----	Σφάλμα Απόδοσης -----	Κανονικοποιημένη Απόδοση -----
1	0.985	267	16	-0.06026
2	0.986	256	16	-0.09909
3	0.987	272	16	-0.04261
4	0.988	300	17	0.05623
5	0.989	328	18	0.15506
6	0.99	296	17	0.04211
7	0.991	294	17	0.03505
8	0.992	278	17	-0.02143
9	0.993	296	17	0.04211

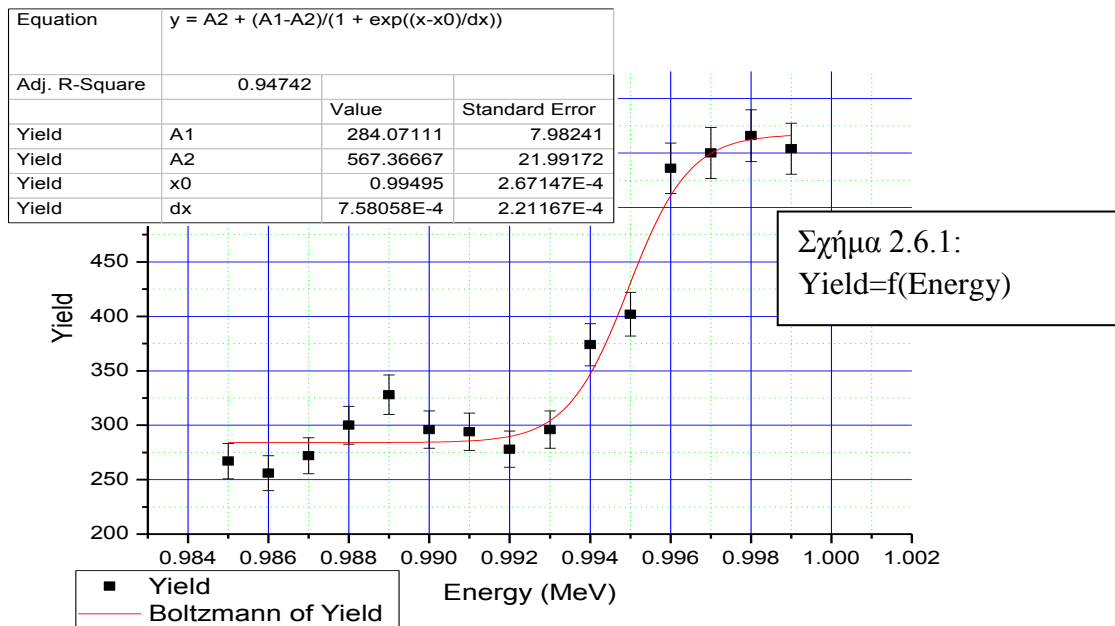
10	0.994	374	19	0.31744
11	0.995	402	20	0.41628
12	0.996	536	23	0.88928
13	0.997	550	23	0.9387
14	0.998	566	24	0.99518
15	0.999	554	24	0.95282

Χρησιμοποιώντας τις δύο πρώτες στήλες του πίνακα φτιάχνεται η ακόλουθη γραφική παράσταση Yield=f(Energy) (σχ. 2.6.1) που έχει σιγμοειδή μορφή. Η μορφή αυτή εξηγείται αν σκεφτούμε τα ακόλουθα: Για μικρές ενέργειες κανένα από τα πρωτόνια της δέσμης δεν έχει επαρκή ενέργεια για να διεγείρει το συντονισμό και επομένως προτιμητέα αντίδραση είναι η ελαστική σκέδαση με αποτέλεσμα «φτωχή» απόκριση στη φωτοκορυφή. Όσο η ενέργεια πλησιάζει τον συντονισμό αυτός διεγείρεται και επομένως παρατηρείται μια αύξηση στο πλήθος των φωτονίων στην εξεταζόμενη φωτοκορυφή. Καθώς η ενέργεια αυξάνεται και ξεπερνάει αυτή του συντονισμού παρατηρείται ένα πλατό σε υψηλές τιμές απόκρισης, αντί πτώσης, επειδή τώρα όλα τα πρωτόνια της δέσμης θα έχουν ενέργεια μεγαλύτερη από τον συντονισμό αλλά καθώς ταξιδεύουν στο αλουμίνιο χάνουν ενέργεια περνώντας πάλι από τον συντονισμό.

Με τη βοήθεια του Origin έγινε προσομοίωση των πειραματικών σημείων με μια σιγμοειδή καμπύλη της μορφής Boltzmann. Η καμπύλη αυτή έχει μαθηματικό τύπο:

$$y = A_2 + \frac{A_1 - A_2}{1 + \exp\left(\frac{x - x_0}{dx}\right)}, \text{ όπου } y = A_2 \text{ και } y = A_1 \text{ οι εφαπτόμενες στο πάνω και στο}$$

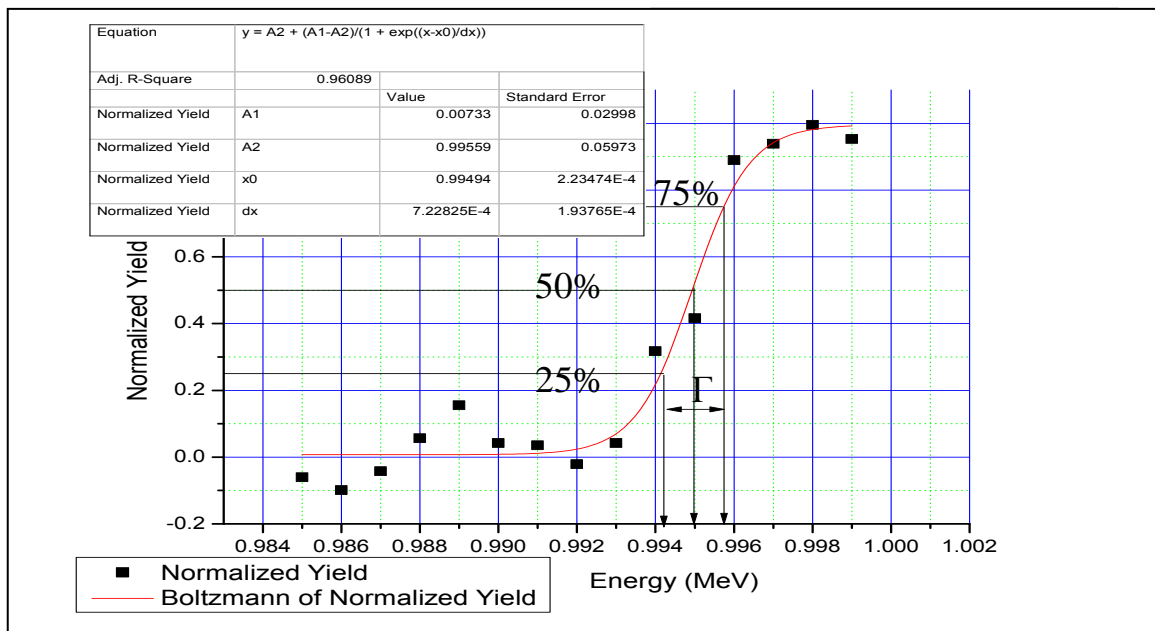
κάτω πλατό αντίστοιχα, x_0 η ενέργεια στο μέσω της ανόδου (αυτή που θα χρησιμοποιήσουμε ως ενέργεια συντονισμού) και τέλος η εφαπτόμενη στο μέσω της ανόδου έχει μορφή $y = (A_2 - A_1)/4dx$. Στη γραφική παράσταση φαίνονται και οι τιμές των σταθερών αυτών με το σφάλμα τους.



Σχήμα 2.6.1:
Yield=f(Energy)

Όπως προαναφέρθηκε σαν ενέργεια συντονισμού θεωρείται το κέντρο της ανόδου

της καμπύλης και επομένως απομένει τώρα να υπολογιστεί το εύρος της ενεργειακής κατανομής της δέσμης. Αυτό ορίζεται ως η διαφορά μεταξύ των ενεργειών που αντιστοιχούν στο 25% και 75% της ανόδου στην καμπύλη. Για να φανεί πιο καλά η άνοδος έγινε κανονικοποίηση των πειραματικών σημείων μεταξύ των τιμών A_1 και A_2 της προηγούμενης προσομοίωσης, δηλαδή αφαιρέθηκε από όλες τις πειραματικές τιμές το A_1 και το αποτέλεσμα διαιρέθηκε με $(A_2 - A_1)$. Με τον τρόπο αυτό πήραμε την τελευταία στήλη στον πίνακα 2.6.1 και από αυτή φτιάχτηκε η γραφική παράσταση Normalized Yield=f(Energy) (σχ. 2.6.2) που ακολουθεί.



Η νέα καμπύλη έχει όπως αναμενόταν την ίδια μορφή με την προηγούμενη και το κέντρο της ανόδου (x_0) βρίσκεται στην ίδια ενέργεια με πριν. Χρησιμοποιώντας τώρα την μαθηματική εξίσωση της καμπύλης που δόθηκε πριν και τις νέες σταθερές που υπολογίστηκαν μπορούν να προσδιοριστούν τα ακόλουθα:

$$E_{25} = 994.13keV$$

$$E_R = 994.94keV$$

$$E_{75} = 995.74keV$$

Επιπλέον υπολογίζοντας και τη διαφορά των ενεργειών για 25% και 75% της ανόδου έχουμε την εξής τιμή για την ενέργεια συντονισμού και το σφάλμα της δοσμένα με δύο σημαντικά ψηφία:

$$E_R = (994.9 \pm 1.6)keV$$

Παρατηρούμε ότι η πειραματικά προσδιορισμένη ενέργεια για τον συντονισμό (η αναγραφόμενη στον επιταχυντή ενέργεια όπου επιτυγχάνουμε τον συντονισμό) είναι **μεγαλύτερη κατά ~3keV** από την θεωρητικά αναμενόμενη - πραγματική (991.9keV). Αυτό σημαίνει ότι για κάθε ονομαστική τιμή της ενέργειας του ανιχνευτή η πραγματική τιμή της ενέργειας είναι κατά 3keV μικρότερη. Η διόρθωση αυτή θα λαμβάνεται υπόψη στην ανάλυση που ακολουθεί αφαιρώντας από την ενέργεια των προσπιπτόντων σωματιδίων 3keV.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Στο κεφάλαιο 1 είχε δοθεί η σχέση υπολογισμού της διαφορικής ενεργού διατομής (εξ. 1.3.4) και υπενθυμίζεται εδώ με την εξίσωση 3.1. Είναι φανερό ότι για να βρεθεί πειραματικά η ενεργός διατομή μιας αντίδρασης με βάση την εξίσωση 3.1 πρέπει να προσδιοριστούν πειραματικά το $Q^*\Omega[\text{part}^*\text{sr}]$ (σωματίδια που προσπίπτουν στο στόχο* στερεά γωνία με την οποία οι ανιχνευτές υποτείνουν στο στόχο), το $Nt[\text{at}/\text{cm}^2]$ (αριθμητική επιφανειακή πυκνότητα στόχου) και το Y (απόδοση αντίδρασης) που θα υπολογιστεί από την ολοκλήρωση των κορυφών στα φάσματα (βλ. ενότητα 3.2).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{Y}{Q\Omega(Nt)} \quad (\text{εξ. 3.1})$$

3.1. Βαθμονόμηση Πειραματικών Φασμάτων

Όπως αναφέρθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, για το σύστημα $p + {}^{11}\text{B}$ πάρθηκαν φάσματα για οκτώ γωνίες (135° - 170° με βήμα 5°) και για ενέργειες μεταξύ 2200 και 4200 keV με βήμα 50 keV. Επιπλέον, με τους ανιχνευτές τοποθετημένους σε γωνίες $140^\circ/150^\circ/160^\circ/170^\circ$ πάρθηκαν φάσματα με στόχο από καθαρό χρυσό σε ενέργειες πρωτονίων 2700keV, 3250keV και 4200keV, καθώς επίσης και φάσματα με δέσμη δευτερίων και στόχο βορίου (ο στόχος που περιγράφηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο) για ενέργειες δέσμης 1100keV και 1000keV. Τα φάσματα χρυσού χρησιμοποιήθηκαν στην βαθμονόμηση των φασμάτων για κάθε ανιχνευτή ενώ τα φάσματα με δέσμη δευτερίων χρησιμοποιήθηκαν στον προσδιορισμό του πάχους του στόχου. Τέλος, με τους ανιχνευτές σε γωνίες $135^\circ/145^\circ/155^\circ/165^\circ$ πάρθηκαν φάσματα για ραδιενεργό πηγή τριών στοιχείων: ${}^{241}\text{Am}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{244}\text{Cm}$ με χαρακτηριστικές ακτίνες γ 5485.56keV, 5156.59keV, 5804.82keV αντίστοιχα. Ένα τυπικό φάσμα μιας τέτοιας πηγής φαίνεται στο σχήμα 3.1.1, και χρησιμοποιήθηκε για μια πρόχειρη βαθμονόμηση των φασμάτων.

Τα φάσματα αναλύθηκαν χρησιμοποιώντας το SPECTRW⁵. Αρχικά, χρησιμοποιώντας τα φάσματα των πηγών για τους τέσσερις ανιχνευτές έγινε μια πρόχειρη βαθμονόμηση των φασμάτων αντιστοιχώντας τις τρεις γνωστές από την βιβλιογραφία ενέργειες (όπως δόθηκαν πιο πάνω) με τα κανάλια στα οποία εμφανίζονταν οι κορυφές αυτές. Για παράδειγμα για τον ανιχνευτή ο οποίος βρισκόταν στις 135° και μετά στις 140° το φάσμα πηγής είναι αυτό που φαίνεται στο σχήμα 3.1.1 και οι προαναφερθείσες κορυφές βρίσκονταν περίπου σε κανάλια 567.03, 604.21 και 639.73 αντίστοιχα. Με το Origin⁶, αντιστοιχίσαμε ενέργειες σε κανάλια και πήραμε την εξής γραμμική εξίσωση για τα δύο μεγέθη:

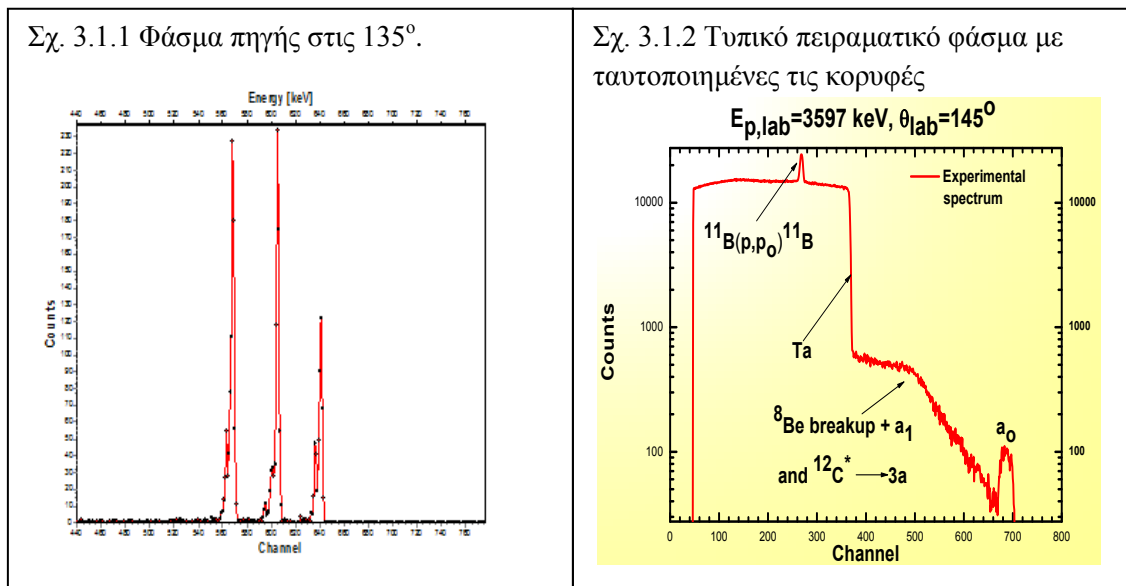
$$Energy = 8.92 * Channel + 100.13$$

Το ίδιο έγινε και για τους υπόλοιπους τρεις ανιχνευτές και με τη βοήθεια αυτής τις βαθμονόμησης ταυτοποιήθηκαν οι κορυφές που εμφανίζονταν στα πειραματικά

⁵ **SPECTRW**: Λογισμικό ανάλυσης φασμάτων.

⁶ **Origin**: Λογισμικό επεξεργασίας πειραματικών δεδομένων.

φάσματα του συστήματος $p + {}^{11}\text{B}$ με βάση και τις αναμενόμενες ενέργειες που προέκυπταν με τη χρήση του προγράμματος CIRE. Ένα τυπικό φάσμα με ταυτοποιημένες τις κορυφές φαίνεται στο σχήμα 3.1.2 για ενέργεια πρωτονίων 3597keV και γωνία ανιχνευτή στις 145° .

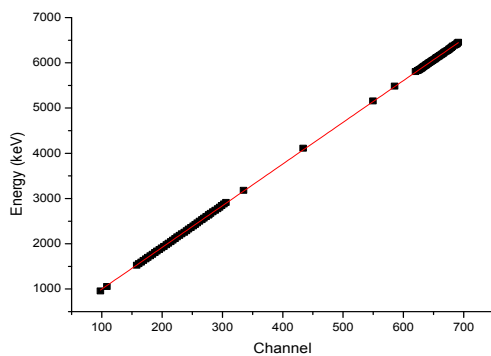
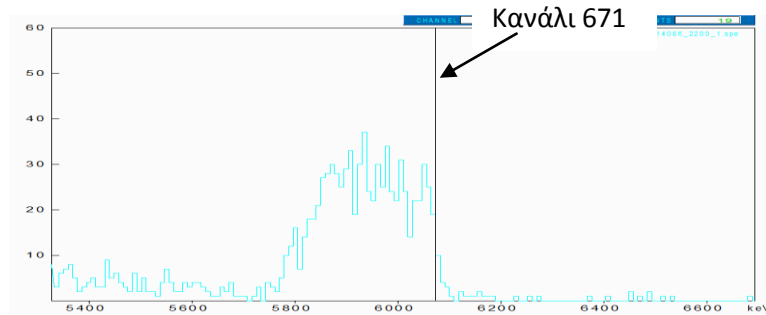


Αφού έγινε η ταυτοποίηση των κορυφών χρησιμοποιώντας την απλή βαθμονόμηση των φασμάτων αναγκαίο ήταν να γίνει και μια πιο ακριβής βαθμονόμηση στα φάσματα. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιήθηκαν οι κορυφές από τα ίδια τα φάσματα και οι αναμενόμενες ενέργειες των ανιχνεόμενων σωματιδίων που δίνονταν από το CIRE. Συγκεκριμένα για τον κάθε ανιχνευτή χρησιμοποιήθηκαν τα φάσματα του συστήματος $p+{}^{11}\text{B}$ για την τετράδα γωνιών $140^\circ/150^\circ/160^\circ/170^\circ$ και για τις 41 ενέργειες που «σαρώθηκαν» (από το κάθε φάσμα χρησιμοποιήθηκαν και οι δύο κορυφές από τις αντιδράσεις ${}^{11}\text{B}(p,p_0){}^{11}\text{B}$ και ${}^{11}\text{B}(p,a_0){}^8\text{Be}$), τα φάσματα της πηγής καθώς επίσης και τα φάσματα του χρυσού με δέσμη πρωτονίων και δευτερίων. Συνολικά για τον κάθε ανιχνευτή υπήρχαν 90 σημεία της μορφής (Κανάλι, Ενέργεια) τα οποία προσομοιώθηκαν στο Origin με ευθείες της μορφής $y = a * x + b$ με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων. Οι ενέργειες που υπολογίζονταν από το πρόγραμμα κινηματικής CIRE αντιστοιχίζονταν με σωματίδια από την επιφάνεια του στόχου, δηλαδή με κανάλια που αντιστοιχούσαν στο κέντρο του ανοδικού τμήματος κάθε κορυφής (βλ. σχήμα 3.1.3). Εδώ αξίζει τέλος να σημειωθεί ότι οι ενέργειες για τα παραγόμενα σωματίδια υπολογίζονταν από το CIRE έχοντας πρώτα κάνει τις απαραίτητες διορθώσεις για την ενέργεια πρόσπτωσης με βάση την ενότητα 2.6. Για παράδειγμα στο σχήμα 3.1.3 όπου φαίνεται το φάσμα για ενέργεια πρωτονίων 2200keV η ενέργεια των α υπολογίστηκε δίνοντας ως ενέργεια πρόσπτωσης 2197keV (3keV offset). Στον πίνακα 3.1.1 φαίνονται οι σχέσεις βαθμονόμησης που εξήχθηκαν με την παραπάνω διαδικασία και για τους 4 ανιχνευτές. Στο σχήμα 3.1.4 φαίνεται η γραφική παράσταση *Ενέργεια* \propto *Κανάλι* για τον πρώτο ανιχνευτή όπου κανείς μπορεί να παρατηρήσει την γραμμική σχέση μεταξύ καναλιού και ενέργειας.

Πίνακας 3.1.1

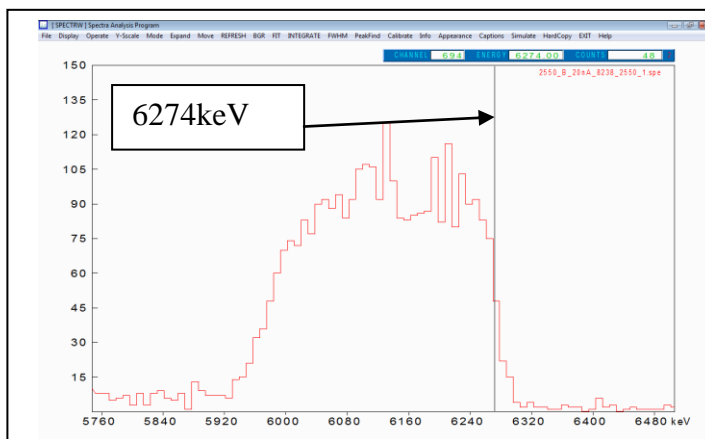
Ανιχνευτής/Γωνίες	Σχέση Βαθμονόμησης
A/135°,140°	$Energy(keV) = (8.93 \pm 0.05) * Chan. + (80 \pm 3)$
B/155°,160°	$Energy(keV) = (8.97 \pm 0.04) * Chan. + (68.9 \pm 1.9)$
C/145°,150°	$Energy(keV) = (9.13 \pm 0.04) * Chan. + (79.1 \pm 1.8)$
D/165°,170°	$Energy(keV) = (9.22 \pm 0.04) * Chan. + (75.0 \pm 1.9)$

Σχήμα 3.1.3: Σε μεγέθυνση η κορυφή της αντίδρασης $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ στις 140° και για πρωτόνια εν. 2200keV. Η αναμενόμενη από κινηματική, ενέργεια για τα σωμ. α. είναι 6069.2keV και αντιστοιχεί στο κανάλι 671 (κέντρο ανοδικού τμήματος κορυφής)



Σχήμα 3.1.4: Γραφική παράσταση για την βαθμονόμηση του πρώτου ανιχνευτή (135°,140°)

Τελειώνοντας την ενότητα αυτή, αξίζει να αναφέρουμε ότι η ακρίβεια της βαθμονόμησης ελέγχθηκε με τη χρήση της τετράδας 135°/145°/155°/165° ελέγχοντας αν η άνοδος των κορυφών από το βόριο στο βαθμονομημένο φάσμα αντιστοιχούσε στην αναμενόμενη από κινηματική ενέργεια που υπολογιζόταν από το CIRE. Στο σχήμα 3.1.5 φαίνεται ένα παράδειγμα τέτοιων ελέγχων.



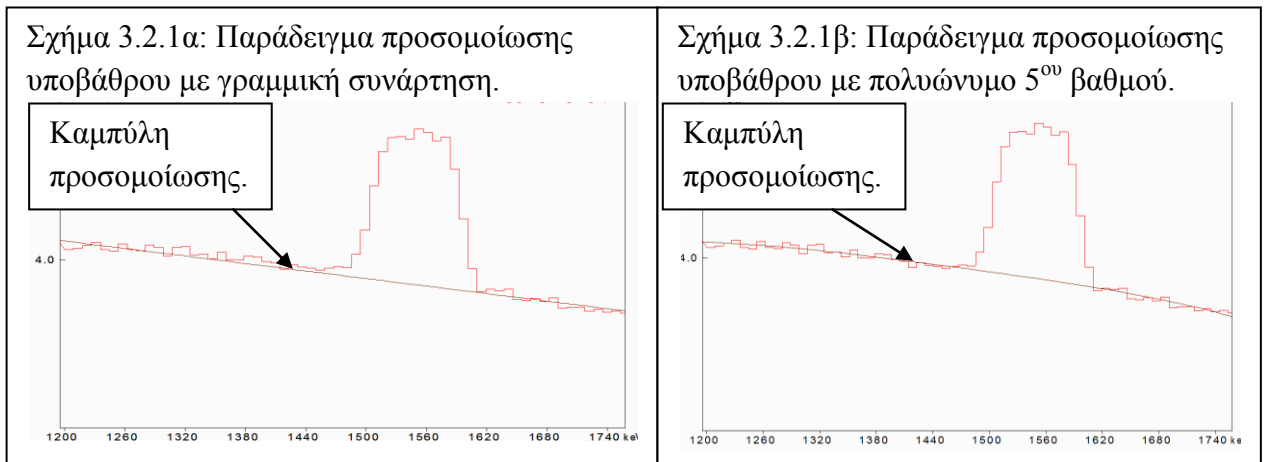
Σχήμα 3.1.5: Έλεγχος ακρίβειας βαθμονόμησης. Η αναμενόμενη τιμή είναι 6263.80keV και η τιμή από το φάσμα βρίσκεται 6274.00keV. Η ακρίβεια κρίνεται ικανοποιητική αφού σε καμία περίπτωση η απόκλιση δεν ξεπέρασε τα 15keV.

3.2. Υπολογισμός Απόδοσης Αντιδράσεων

Στην αρχή του κεφαλαίου δόθηκε η σχέση υπολογισμού της ενεργού διατομής (εξ. 3.1) και αναφέρθηκε ότι για τον υπολογισμό της ε.δ. με τη χρήση αυτής της σχέσης απαιτείται η γνώση της «απόδοσης» της αντίδρασης (Y). Υπενθυμίζεται εδώ ότι με τον όρο απόδοση μιας αντίδρασης, για μια δεδομένη θέση ανιχνευτή και συγκεκριμένη ενέργεια προσπιπτόντων σωματιδίων στον στόχο $Y(\theta, E)$, εννοούμε το πλήθος των γεγονότων που καταγράφει ο συγκεκριμένος ανιχνευτής κατά την διάρκεια της ακτινοβολήσης στη δεδομένη ενέργεια. Βέβαια, κατά τον υπολογισμό της ε.δ. μιας συγκεκριμένης αντίδρασης θα πρέπει να καταμετρώνται σαν γεγονότα της αντίδρασης μόνο αυτά που οφείλονται σε προϊόντα της συγκεκριμένης αντίδρασης (στην παρούσα περίπτωση πρωτόνια και σωματίδια α) και όχι όλα τα γεγονότα που καταγράφονται στο φάσμα. Σε «γλώσσα» φασμάτων η προηγούμενη πρόταση σημαίνει ουσιαστικά καταμέτρηση των γεγονότων στις κορυφές που αντιστοιχούν σε κάθε αντίδραση (βλ. σχήμα 3.1.2). Επιπλέον, κατά την καταμέτρηση των γεγονότων σ' αυτές τις κορυφές ή, για να χρησιμοποιήσουμε και πάλι «γλώσσα» φασματοσκοπίας, κατά την ολοκλήρωση των κορυφών, πρέπει να γίνεται και αφαίρεση γεγονότων υποβάθρου (background subtraction) πάνω στο οποίο μπορεί να επικάθονται οι κορυφές των αντιδράσεων. Τα γεγονότα υποβάθρου μπορεί να οφείλονται σε θόρυβο ή ακόμη και σε άλλες αντιδράσεις όπως για παράδειγμα στο σχήμα 3.1.2 η αντίδραση $^{11}\text{B}(p, p_0)^{11}\text{B}$ η κορυφή της οποίας επικάθεται σε υπόβαθρο λόγω σκέδασης Rutherford από το ταντάλιο στο στόχο.

Στην παρούσα διπλωματική η ολοκλήρωση των κορυφών έγινε με την χρήση του λογισμικού SPECTRW. Το πρόγραμμα αυτό έδινε την δυνατότητα προσομοίωσης του υποβάθρου με συναρτήσεις διαφόρων τύπων, με επιλογή των σημείων παρεμβολής από τον χρήστη. Επιπλέον, το πρόγραμμα υπολόγιζε και το στατιστικό σφάλμα της ολοκλήρωσης και επομένως είχαμε την πληροφορία: $Y \pm \delta Y$. Κατά τις προσπάθειες αφαίρεσης του υποβάθρου παρατηρήθηκε ότι οι κορυφές των αντιδράσεων επικάθονταν σε πολύ υψηλό υπόβαθρο (ειδικά η ελαστική σκέδαση λόγω μεγάλης ενεργού διατομής της σκέδασης Rutherford του τανταλίου) και για το λόγο αυτό η μορφή του υποβάθρου ήταν αρκετά περίπλοκη με αποτέλεσμα η χρήση απλών συναρτήσεων για την προσομοίωσή του να δίνει μεγάλη αβεβαιότητα. Συγκεκριμένα στο σχήμα 3.2.1α φαίνεται ένα παράδειγμα μιας κορυφής ελαστικής σκέδασης σε μεγέθυνση, το υπόβαθρο τις οποίας προσομοιώθηκε με γραμμικό φάσμα και φαινομενικά η γραμμική συνάρτηση που επιλέχθηκε προσομοιώνει το υπόβαθρο ικανοποιητικά. Όμως, παρατηρήθηκε ότι ολοκληρώνοντας την κορυφή και καταγράφοντας την τιμή για το Y και έπειτα επιχειρώντας μια $2^{\text{η}}$ προσομοίωση του υποβάθρου με την ίδια συνάρτηση αλλά με άλλη τυχαία επιλογή σημείων παρεμβολής η νέα τιμή για το Y ήταν διαφορετική από την προηγούμενη κατά ποσοστό μεγαλύτερο από το σφάλμα που δινόταν από το SPECTRW υπήρχε δηλαδή έλλειψη συστηματικότητας. Για τον λόγο αυτό έγιναν δοκιμές με διάφορες συναρτήσεις προσομοίωσης υποβάθρου και τελικά επιλέχθηκε προσομοίωση με πολυώνυμο $5^{\text{ου}}$ βαθμού και με 20 σημεία παρεμβολής, επιλογή που προσέφερε τη μεγαλύτερη συστηματικότητα. Στο σχήμα 3.2.1β φαίνεται η κορυφή του σχήματος 3.2.1α με το υπόβαθρο να προσομοιώνεται με πολυώνυμο $5^{\text{ου}}$ βαθμού. Πολυώνυμο

5^ο βαθμού χρησιμοποιήθηκε και για την προσομοίωση του υποβάθρου της αντίδρασης $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ όπου ειδικά για μεγάλες ενέργειες η κορυφή της αντίδρασης επικαθόταν σε υπόβαθρο λόγω pile-up (για το pile-up εξηγούμε στη συνέχεια). Στο σχήμα 3.2.2 φαίνεται ένα τέτοιο παράδειγμα.



Τέλος, πρέπει να σημειωθεί ότι οι τιμές για το Υ πρέπει επίσης να διορθωθούν με βάση το νεκρό χρόνο του συστήματος. Νεκρός χρόνος για ένα σύστημα ορίζεται ο χρόνος κατά τον οποίο το σύστημα επεξεργάζεται ένα γεγονός που έχει καταγραφεί και κατά τον οποίο ο ανιχνευτής παραμένει ουσιαστικά «νεκρός» υπό την έννοια ότι οποιοδήποτε σωματίδιο προσπέσει σ' αυτόν μέσα σ' αυτό το χρόνο δεν καταγράφεται. Επομένως, αναμένουμε μεγαλύτερες τιμές ολοκλήρωσης από αυτές που λαμβάνονται από το SPECTRW. Για να γίνει η απαραίτητη διόρθωση τα αρχεία εξόδου που λαμβάνονται κατά την συλλογή φασμάτων περιέχουν δύο χαρακτηριστικούς χρόνους για το σύστημα. Ο πρώτος χρόνος είναι ο πραγματικός χρόνος λειτουργίας (Real Time – R.T) του συστήματος (χρόνος κατά τον οποίο ο ανιχνευτής ήταν ενεργός + χρόνος κατά τον οποίο το σύστημα επεξεργαζόταν ένα

παλμό) και ο δεύτερος χαρακτηριστικός χρόνος είναι ο «χρόνος ζωής» (Life Time – L.T) ο οποίος είναι ο χρόνος κατά τον οποίο το σύστημα ήταν ενεργό. Είναι φανερό ότι $L.T < R.T$ και για να λάβουμε το πραγματικό πλήθος των γεγονότων που απαρτίζουν μια κορυφή πρέπει το αποτέλεσμα της ολοκλήρωσης (Y) να πολλαπλασιάζεται με το λόγο $\frac{R.T}{L.T} > 1$. Επομένως η σχέση 3.1 μετασχηματίζεται τώρα στην 3.1.1 αν και όπως θα δούμε σε επόμενη ενότητα (βλ. εν. 3.4) αυτό δεν είναι απαραίτητο αφού αντίστοιχη διόρθωση θα υπάρχει και στο $Q\Omega$.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{Y \frac{R.T}{L.T}}{Q\Omega(Nt)} \quad (\text{εξ. 3.1.1})$$

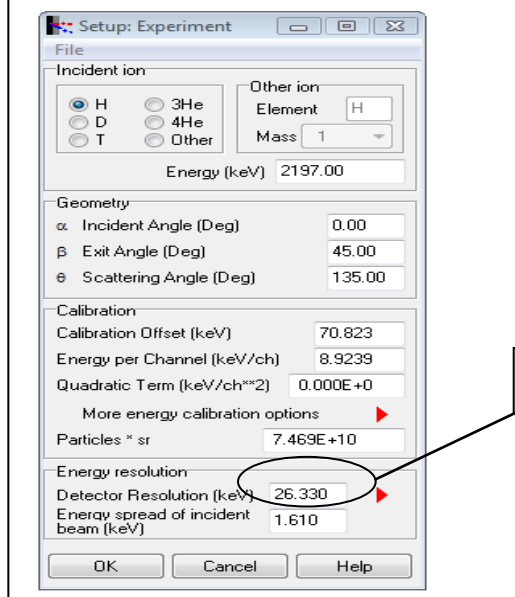
Στο παράρτημα Α φαίνονται τα αποτελέσματα των ολοκληρώσεων μετά την διόρθωση νεκρού χρόνου για τις δύο αντιδράσεις που μελετήθηκαν και για όλες τις γωνίες και ενέργειες. Οι ενέργειες που φαίνονται είναι οι ονομαστικές ενέργειες που δίνονταν στον επιταχυντή και όχι οι διορθωμένες με βάση την ενότητα 2.6.

3.3. Υπολογισμός Διακριτικής Ικανότητας Ανιχνευτών (Resolution)

Για το υπόλοιπο της ανάλυσης από αυτό το σημείο και μετά έγινε κατά κύριο λόγο χρήση του λογισμικού SIMNRA. Με το λογισμικό αυτό μπορούν να ανοίγονται αρχεία φασμάτων και να γίνεται ανάλυση. Επιπλέον όμως, το λογισμικό αυτό κάνει χρήση βιβλιοθήκης ενεργών διατομών και μπορεί με πραγματικά δεδομένα να προσομοιώνει πειραματικά φάσματα ιδιότητα η οποία θα χρησιμοποιηθεί πολύ για την υπόλοιπη ανάλυση. Για να γίνει μια προσομοίωση κάποιου φάσματος πρέπει να «σχεδιαστεί» ένα εικονικό πείραμα και να δοθούν στο SIMNRA κάποια στοιχεία του πειράματος εκ των οποίων τα πιο σημαντικά είναι η ενέργεια των σωματιδίων που προσπίπτουν στο στόχο, η γωνία του ανιχνευτή, η σύσταση του στόχου, το $Q^*\Omega$, η βαθμονόμηση του ανιχνευτή, η διακριτική ικανότητα του ανιχνευτή, το ενεργειακό «άνοιγμα» της δέσμης, και τέλος οι ενεργές διατομές για τις εμπλεκόμενες αντιδράσεις. Βέβαια, όταν υπάρχει ένα πραγματικό φάσμα από πείραμα κάποια από τα προηγούμενα στοιχεία μπορούν να υπολογιστούν από το λογισμικό απαιτώντας «συμφωνία» (fitting) μεταξύ εικονικού και πραγματικού φάσματος. Αυτή είναι και η πιο ενδιαφέρουσα ιδιότητα του προγράμματος αυτού η οποία θα χρησιμοποιηθεί πολύ στη συνέχεια. Στο σχήμα 3.3.1, φαίνεται το «περιβάλλον» επικοινωνίας του προγράμματος μέσω του οποίου μπορούμε να δώσουμε στο λογισμικό μερικά από τα απαραίτητα στοιχεία.

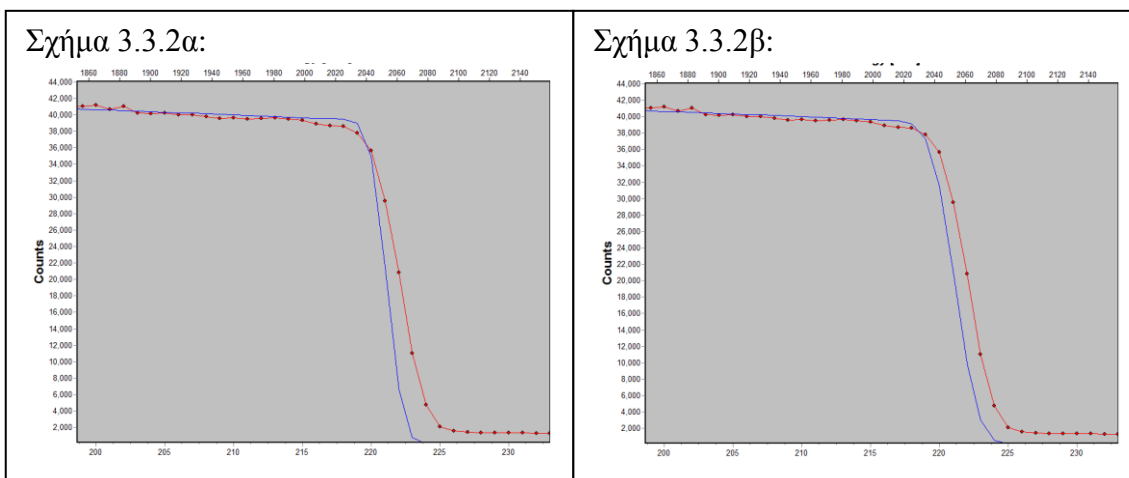
Στο σχήμα 3.3.1 φαίνεται σε κύκλο το πεδίο το οποίο συζητάμε σ' αυτή την ενότητα. Για να υπολογίσουμε την διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών έγινε χρήση των πειραματικών φασμάτων και συγκεκριμένα της «κορυφής» λόγω οπισθοσκέδασης Rutherford από το ταντάλιο. Πιο συγκεκριμένα τα πειραματικά φάσματα ανοίγονταν στο SIMNRA και προσπαθούσαμε να προσομοιώσουμε το πραγματικό φάσμα, στην περιοχή της ανόδου της κορυφής του ταντάλου, με ένα εικονικό φάσμα αλλάζοντας την τιμή για το resolution μέχρις ότου τα δύο φάσματα έρθουν σε συμφωνία. Αυτό έγινε για διάφορες ενέργειες και για τους τέσσερις ανιχνευτές. Σαν εικονικός στόχος χρησιμοποιήθηκε στόχος με σύσταση την

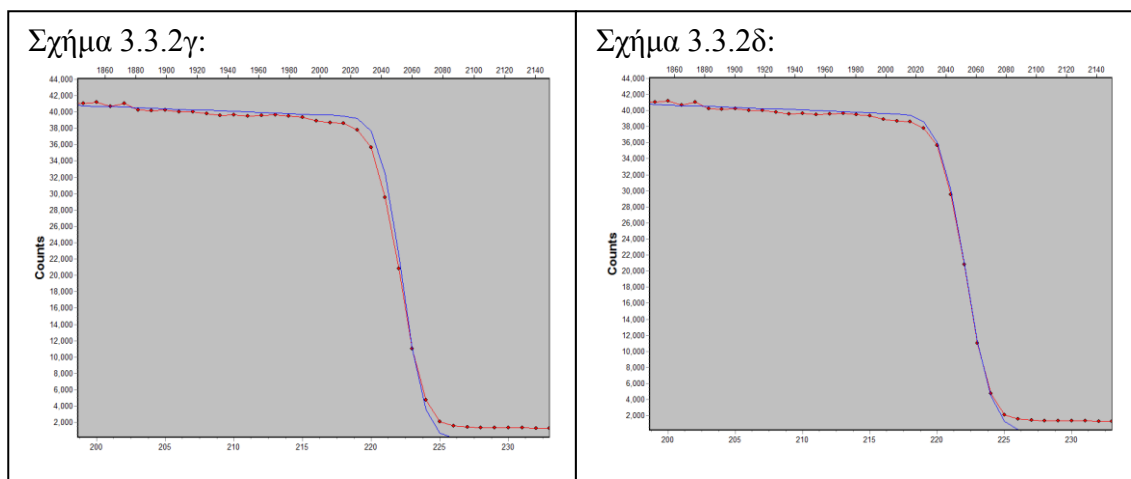
Σχήμα 3.3.1: Παράθυρο εισόδου δεδομένων στο SIMNRA.



Διακριτική Ικανότητα Ανιχνευτή

ονομαστική σύσταση του πειραματικού στόχου ενώ οι ενέργεια που δίνονταν ήταν η διορθωμένη με βάση την ενότητα 2.6, ενέργεια με την οποία είχε ληφθεί το κάθε φάσμα. Επιπλέον, δινόταν η βαθμονόμηση που υπολογίστηκε για κάθε ανιχνευτή ενώ για το $Q \cdot \Omega$ δινόταν μια εικονική τιμή ώστε τα δύο φάσματα να συμφωνούν σε «ύψος». Τέλος δινόταν το ενεργειακό εύρος της δέσμης με βάση την ενότητα 2.6 (περισσότερα γι' αυτό δίνονται σε επόμενη ενότητα) και τυχόν ενεργειακές διαφωνίες μεταξύ των δύο φασμάτων που οφείλονταν σε διαφορετική σύσταση του στόχου διορθώνονταν με εικονική αλλαγή του πεδίου offset (βλ. σχήμα 3.3.2). Τελικά με ρύθμιση του resolution ώστε η κλίση της ανόδου της κορυφής του τανταλίου, στο προσομοιωμένο φάσμα, να συμπίπτει με αυτή του πραγματικού φάσματος παίρναμε την επιθυμητή πληροφορία. Κανείς μπορεί να καταλάβει την διαδικασία αυτή καλύτερα αν ακολουθήσει την εικονική εξήγηση του σχήματος 3.3.2 μαζί με την επιγραμματική εξήγηση της επόμενης παραγράφου.





Στο σχήμα 3.3.2α φαίνεται μια πρώτη προσπάθεια αντιστοίχισης πραγματικού (γραμμή με σημεία) με προσομοιωμένο (συνεχής γραμμή) φάσμα για το οποίο χρησιμοποιήθηκε η ονομαστική σύσταση του στόχου, μηδενικό resolution για τους ανιχνευτές και βαθμονόμηση αυτή που υπολογίστηκε στην ενότητα 3.1. Στο φάσμα αυτό δώσαμε ένα «εικονικό» $Q^*\Omega$ ώστε τα δύο φάσματα να συμφωνούν στο «ύψος». Στο σχήμα 3.3.2β φαίνεται μια 2^η προσομοίωση αυξάνοντας τώρα το resolution στο 20. Στο σχήμα 3.3.2γ φαίνεται μια 3^η προσπάθεια προσομοίωσης στην οποία αλλάξαμε το offset στην βαθμονόμηση ώστε τα δύο φάσματα να συμφωνούν ενεργειακά. Τέλος στο σχήμα 3.3.2δ φαίνεται η τελική προσομοίωση στην οποία η διακριτική ικανότητα τέθηκε ίση με 26.33 τιμή που φαίνεται ως η πιο ικανοποιητική στην παρούσα προσομοίωση. Το offset τέθηκε τελικά ίσο με 71keV.

Η προηγούμενη διαδικασία έγινε και για τους 4 ανιχνευτές για αρκετές ενέργειες και υιοθετήθηκε μια μέση τιμή από τις διάφορες ενέργειες όπως φαίνεται στον πίνακα 3.3.1. Βέβαια όμως, διαπιστώθηκε ότι σε μεγάλες ενέργειες οι τιμές για την διακριτική ικανότητα διέφεραν πολύ από την τιμή που υπολογίστηκε (λόγο της παρουσίας οξυγόνου στο υποστήριγμα ταντάλου) και για το λόγο αυτό ο προσδιορισμός της διακριτικής ικανότητας γινόταν για κάθε φάσμα που αναλύαμε με την διαδικασία που περιγράφηκε παραπάνω.

Πίνακας 3.3.1

Ενέργεια (keV)	Ανιχνευτής			
	A/135°,140°	B/155°,160°	C/145°,150°	D/165°,170°
2200	25	41	27	30
2400	25	46	25	25
2600	22	35	23	24
2900	25	38	26	26
Μέση τιμή	24.25	40.00	25.25	26.25

3.4. Υπολογισμός $Q^*\Omega$

Προχωράμε τώρα στο επόμενο βήμα της ανάλυσης που είναι ο υπολογισμός του $Q^*\Omega$. Υπενθυμίζεται ότι με το σύμβολο Q εννοούμε το πλήθος των σωματιδίων που προσπίπτουν στο στόχο και με το σύμβολο Ω εννοούμε την στερεά γωνία με την οποία οι ανιχνευτές υποτείνουν στον στόχο. Για τον υπολογισμό του Q στο πείραμα είχαμε χρησιμοποιήσει ένα ολοκληρωτή φορτίου (current integrator) μέσω του

οποίου μετρούσαμε το φορτίο στο στόχο και επομένως έχοντας ως δεδομένο ότι κάθε πρωτόνιο φέρει φορτίο ίσο με $1e$, θα μπορούσαμε να υπολογίσουμε το πλήθος σωματιδίων στον στόχο. Ο ολοκληρωτής φορτίου (όπως αναφέραμε και στην ενότητα 2.4) έδινε την πληροφορία για το φορτίο σε παλμούς οι οποίοι μπορούσαν στην συνέχεια να μετατραπούν σε φορτίο (100 παλμοί στο μέγιστο της κλίμακας). Μάλιστα για χάρη κανονικοποίησης δινόταν η δυνατότητα να προεπιλεγθεί ένας αριθμός παλμών στον οποίο ο επιταχυντής θα σταματούσε να δίνει πρωτόνια. Κατά την λήψη κάθε φάσματος καταγραφόταν και το πλήθος των παλμών που δόθηκαν. Η κλίμακα του επιταχυντή κατά την διάρκεια ολοκλήρου του πειράματος ήταν στα 20nA και επομένως η σχέση 2.4.1 μετατρέπεται στην εξίσωση 3.4.1. Διαιρώντας το αποτέλεσμα της 3.4.1 με το φορτίο του ηλεκτρονίου παίρνουμε το πλήθος των σωματιδίων που προσπίπτουν στον στόχο.

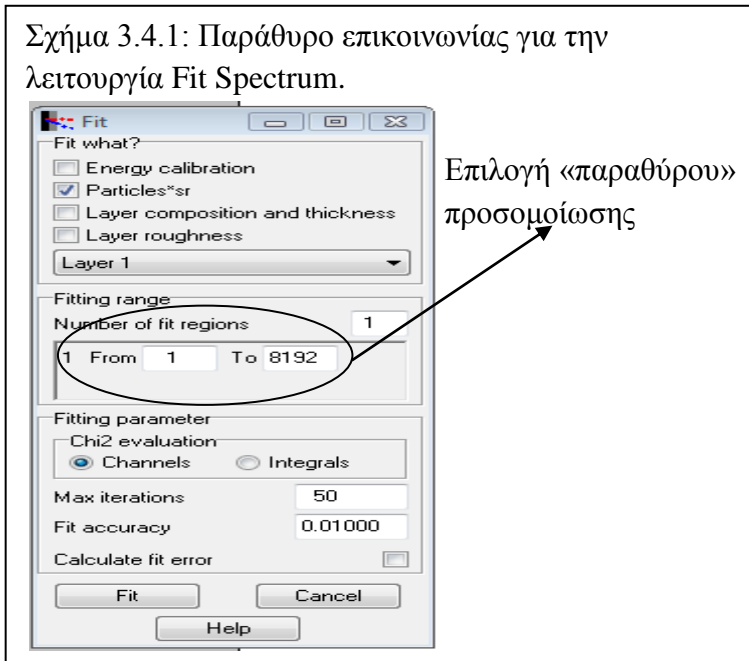
$$Q(nC) = \# \text{παλμών} * 20/100 \text{ (εξ. 3.4.1)}$$

Ο υπολογισμός τώρα του Ω αποτελούσε ένα δύσκολο γεωμετρικό εγχείρημα το οποίο θα έδινε και μεγάλο σφάλμα και για τον λόγο αυτό αποφασίστηκε τα Q και Ω να υπολογιστούν μαζί σαν γινόμενο από τα φάσματα. Για να γίνει αυτό έπρεπε να εκμεταλλευτούμε το γεγονός ότι η ποσότητα βορίου στο στόχο ήταν πολύ μικρή με αποτέλεσμα το μεγαλύτερο ποσοστό πρωτονίων που έπεφταν στο στόχο να φτάνουν το στήριγμα από ταντάλιο (λεπτή στρώση βορίου και χαμηλές ενεργές διατομές στο βόριο) γεγονός που επιβεβαίωσε και ένας πρόχειρος έλεγχος που έγινε με το SRIM. Έτσι μπορούσαμε πρακτικά να υποθέσουμε ότι το πλήθος των σωματιδίων που φτάνουν στο βόριο είναι το ίδιο με το πλήθος των σωματιδίων που φτάνουν στο ταντάλιο και να εκμεταλλευτούμε την απόκριση του τανταλίου στα φάσματα για να υπολογίσουμε το $Q*\Omega$.

Βέβαια, απαραίτητη ήταν και η χρήση μιας άλλης λειτουργίας του SIMNRA. Όπως προαναφέρθηκε, το SIMNRA μπορεί εκτός από το να παράγει εικονικά φάσματα έχοντας δεδομένα κάποια στοιχεία του πειράματος, να υπολογίζει επίσης και κάποια στοιχεία του πειράματος έχοντας σαν δεδομένο το πειραματικό φάσμα. Μια τέτοια χρήση έγινε όταν υπολογίσαμε την διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών όπου μεταβάλλαμε «με το χέρι» την τιμή resolution μέχρις ότου προσομοιάσουμε ικανοποιητικά το πειραματικό φάσμα. Στην περίπτωση όμως τώρα του $Q*\Omega$, το πρόγραμμα μας δίνει ένα πιο αυτοματοποιημένο τρόπο υπολογισμού τις επιθυμητής ποσότητας. Συγκεκριμένα αφού δώσουμε πάλι κάποια απαραίτητα στοιχεία του πειράματος και το πειραματικό φάσμα, το πρόγραμμα μπορεί αυτόματα να μεταβάλλει την ποσότητα που ελέγχουμε ώστε να πετύχει την τιμή που καλύτερα προσομοιάζει το πειραματικό φάσμα με το φάσμα προσομοίωσης. Ο υπολογισμός γίνεται με επαναληπτικές μεθόδους και με ελαχιστοποίηση του σφάλματος (x^2 minimization).

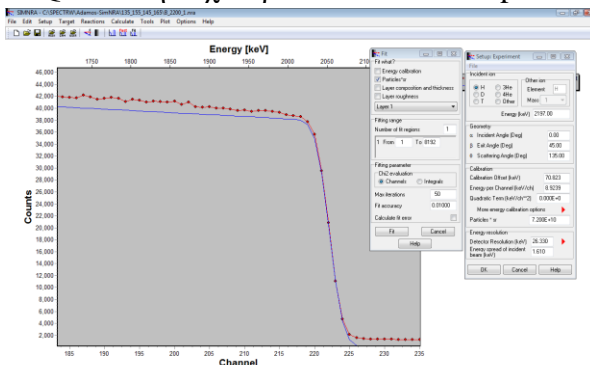
Στο σχήμα 3.4.1 μπορεί κανείς να δει το παράθυρο επικοινωνίας για τη συγκεκριμένη λειτουργία (Fit Spectrum). Παρατηρούμε ότι μπορούμε να επιλέξουμε πια παράμετρο θέλουμε να υπολογίσουμε (στην συγκεκριμένη περίπτωση χρειαζόμαστε το Particles*sr), το πλήθος των επαναλήψεων που επιθυμούμε για τον υπολογισμό καθώς και την επιθυμητή ακρίβεια στον υπολογισμό. Επιπλέον δίνεται η

δυνατότητα να επιλέξουμε ένα «παράθυρο» καναλιών μέσα στο οποίο θέλουμε να ισχύει η προσομοίωση (fitting range).

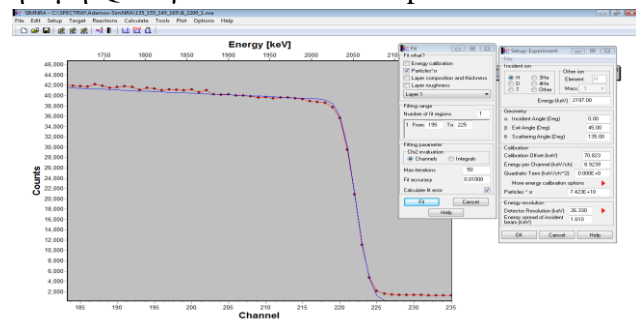


Για τον υπολογισμό λοιπόν του $Q^*Ω$ χρειαζόταν πάλι να δίνουμε την βαθμονόμηση που υπολογίστηκε για τα φάσματα, το resolution των ανιχνευτών, τη σύσταση του στόχου (ονομαστική) και μια χοντρική εκτίμηση για το $Q^*Ω$ ώστε τα δύο φάσματα (πραγματικό και εικονικό) να πλησιάσουν όσο το δυνατό περισσότερο. Στο σημείο αυτό τυχόν αποκλίσεις των δύο φασμάτων λόγω διαφορετικής σύστασης του στόχου από την ονομαστική διορθώνονταν πάλι με μεταβολή του offset στη βαθμονόμηση. Θεωρώντας τέλος ενεργό διατομή σκέδασης Rutherford για το ταντάλιο προσομοιώνουμε το πειραματικό φάσμα με το εικονικό και με την εντολή fit spectrum υπολογίζουμε το $Q^*Ω$ δίνοντας ως παράθυρο προσομοίωσης τα πρώτα κανάλια κοντά στην κορυφή του τανταλίου. Περιορίζουμε δηλαδή την προσομοίωση και τον υπολογισμό σε γεγονότα από την επιφάνεια του στόχου για να αποφεύγονται αβεβαιότητες από straggling. Στο σχήμα 3.4.2 φαίνεται ένα παράδειγμα μιας τέτοιας προσομοίωσης.

Σχήμα 3.4.2α: Υπολογισμός $Q^*Ω$. Στην εικόνα έχουν φτιαχτεί όλες οι παράμετροι ώστε να προσεγγίζεται σωστά το φάσμα και η τιμή για το $Q^*Ω$ τέθηκε χοντρικά στα 7.2×10^{10} part*sr.



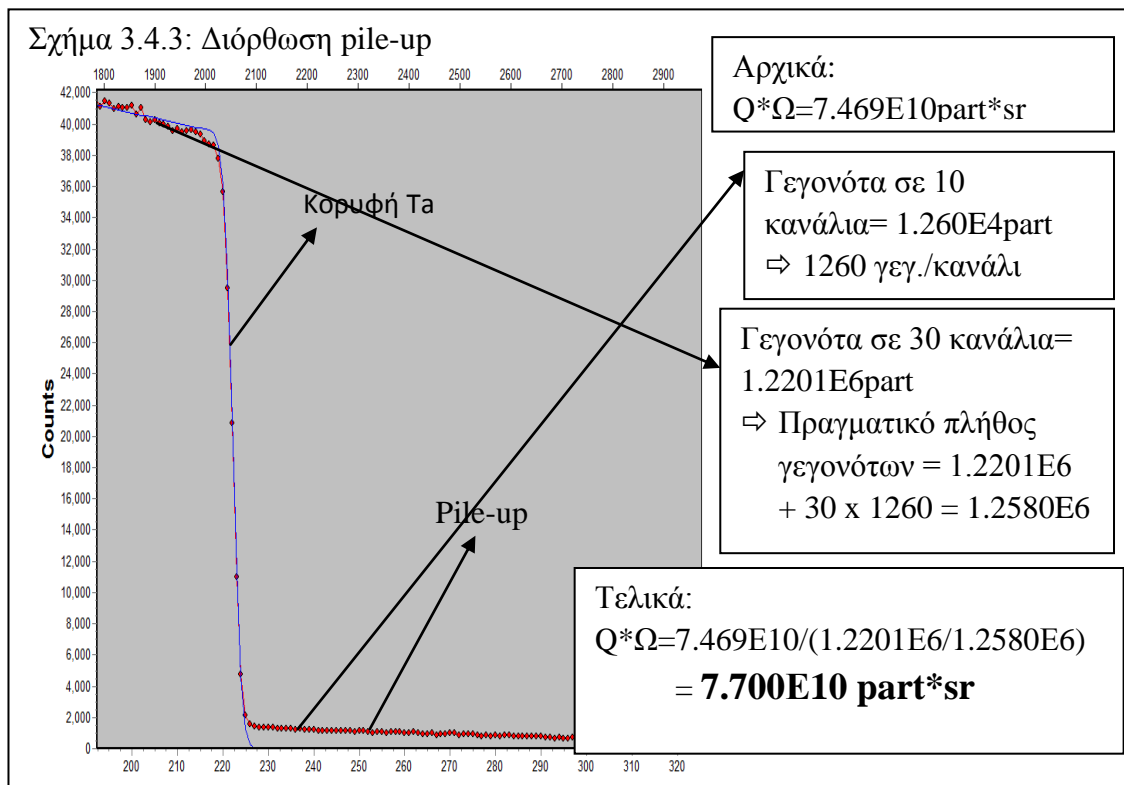
Σχήμα 3.4.2β: Μετά την εφαρμογή της λειτουργίας fit spectrum για τον υπολογισμό του $Q^*Ω$ με fitting range τα πρώτα 30 κανάλια η διπλανή εικόνα μετατρέπεται στην πιο κάτω και η τιμή $Q^*Ω$ γίνεται 7.423×10^{10} part*sr.



Με την πιο πάνω διαδικασία υπολογίστηκε το $Q^*\Omega$ για όλα τα φάσματα (8 γωνίες x 41 ενέργειες) και έτσι είχαμε μια τιμή για το $Q^*\Omega$ για κάθε πειραματικό σημείο (βλέπε μεθεπόμενη ενότητα). Βέβαια όμως, οι τιμές που υπολογίζονταν με την παραπάνω διαδικασία έπρεπε να διορθώνονται λαμβάνοντας υπόψη κάποιες άλλες παραμέτρους πριν χρησιμοποιηθούν για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών. Η πρώτη διόρθωση που έπρεπε να γίνει ήταν αυτή για το pile up. Στην ενότητα 3.2 είχαμε συζητήσει για το υπόβαθρο λόγω pile up και στο σχήμα 3.2.2 φαίνεται η «επίδρασή» του σε ένα πειραματικό φάσμα. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται σε δύο γεγονότα που φτάνουν με πολύ μικρή χρονική διαφορά στον ανιχνευτή με αποτέλεσμα αυτός να μην μπορεί να τα διαχωρίσει σαν δύο ξεχωριστά γεγονότα. Συγκεκριμένα, αν δύο σωματίδια φτάνουν σε ένα ανιχνευτή με χρονική διαφορά μικρότερη από το shaping time (χρόνος διαμόρφωσης παλμού) ενός συστήματος, τότε το σύστημα δεν μπορεί να αντιληφθεί αυτά τα γεγονότα σαν δύο ξεχωριστά γεγονότα με αποτέλεσμα η μεγάλη ποσότητα φορτίου που δημιουργείται στο σύστημα (και τα δύο σωματίδια παράγουν φορτίο στον ανιχνευτή) να μεταφράζεται από το σύστημα σαν ένα γεγονός μεγαλύτερης ενέργειας και επομένως να έχουμε «άπλωμα» του φάσματος σε μεγαλύτερες ενέργειες. Με πιο απλά λόγια δύο παλμοί με ενέργεια π.χ. 2200keV που φτάνουν στον ανιχνευτή με πολύ μικρή χρονική διαφορά θα καταγράφονται σαν ένας παλμός με ενέργεια περίπου ίση με 4400keV. Επομένως, όταν εμείς πάμε να «μετρήσουμε» τα γεγονότα στην περιοχή των 2200keV θα βρίσκουμε συστηματικά μικρότερη τιμή από την πραγματική ενώ στην περιοχή των 4400keV θα έχουμε περισσότερα γεγονότα καταγραμμένα από ότι πραγματικά παράχθηκαν.

Στα φάσματα του δικού μας πειράματος, το φαινόμενο αυτό ήταν έντονο λόγω της μεγάλης ενεργού διατομής της σκέδασης Rutherford του ταντάλου και επομένως από την κορυφή του ταντάλου αναμένεται να χάνονται πολλά γεγονότα τα οποία θα έχουν μετατοπιστεί δεξιότερα της κορυφής. Βέβαια, το πρόβλημα μπορούσε να μειωθεί μειώνοντας το ρεύμα στο στόχο και αυτός ήταν και ο λόγος που το ρεύμα στο στόχο δεν ξεπέρασε τα 5-6nA (όπως ειπώθηκε στην 2.2). Όμως, περαιτέρω μείωση στο ρεύμα δεν ήταν δυνατή γιατί τότε θα αυξανόταν πολύ ο χρόνος λήψης μετρήσεων και επομένως κάποιο πρόβλημα pile-up παρέμενε όπως φαίνεται στο σχήμα 3.2.2. Το πρόβλημα αυτό μπορούσε να διορθωθεί τελείως κάνοντας χρήση κάποιας λειτουργίας στο SIMNRA (subtract pileup) η οποία ζητώντας κάποιες παραμέτρους του πειράματος (χρόνος ζωής, πραγματικός χρόνος, κλπ.) μπορεί να υπολογίζει το pile-up και να το αφαιρεί. Η διαδικασία αυτή δεν είναι εντελώς αυτοματοποιημένη αφού ο χρήστης μπορεί να επιλέξει πόσες φορές θα αφαιρεθεί το υπολογιζόμενο pile-up μέχρις ότου το υπόβαθρο που έχει δημιουργηθεί να «εξαφανισθεί» από το φάσμα. Στην ανάλυση που κάναμε όμως επιλέξαμε η διόρθωση να γίνει με μια διαφορετική διαδικασία. Στο σχήμα 3.4.3 φαίνεται η κορυφή – απόκριση του τανταλίου και δίπλα η περιοχή όπου συσσωρεύονταν οι παλμοί λόγω pile-up. Όπως φαίνεται από το σχήμα κοντά στην κορυφή στα δεξιά και για λίγα μόνο κανάλια το φάσμα από τα γεγονότα λόγω pile-up μπορεί να θεωρηθεί γραμμικό ενώ το ίδιο συμβαίνει και για λίγα κανάλια αριστερά της ανόδου. Όπως είπαμε λοιπόν τα γεγονότα λόγω pile -up θα έπρεπε να χρησιμοποιηθούν για να αυξήσουμε με κάποιο τρόπο τα γεγονότα λόγω

σκέδασης από το τάνταλο και επομένως το $Q^*\Omega$. Για να γίνει αυτό, με τη βοήθεια του SIMNRA ολοκληρώναμε – καταμετρούσαμε τα γεγονότα για 30 κανάλια αριστερά της ανόδου και τα γεγονότα για 10 κανάλια δεξιά της ανόδου. Διαιρώντας το πλήθος των γεγονότων δεξιά με το 10 προσδιορίζαμε τα γεγονότα ανά κανάλι που έπρεπε να προστίθενται στα γεγονότα αριστερά. Πολλαπλασιάζαμε αυτό με 30 και το προσθέταμε στα γεγονότα που υπολογίστηκαν για τα 30 κανάλια αριστερά. Στη συνέχεια διαιρούσαμε το αρχικό πλήθος των γεγονότων στα αριστερά με το πλήθος που υπολογιζόταν αφού προσθέταμε το πλήθος από pile-up (προηγούμενη πράξη) και το αποτέλεσμα αυτό (<1) το διαιρούσαμε με την τιμή του $Q^*\Omega$ που υπολογίστηκε από πριν. Στο σχήμα 3.4.3 φαίνεται ένα παράδειγμα τέτοιου υπολογισμού.



Όσο για τη δεύτερη διόρθωση που χρειάζεται, όπως εξηγήσαμε και στην ενότητα 3.2 στο σύστημά μας υπήρχε και ένας νεκρός χρόνος επεξεργασίας κάποιου παλμού κατά την διάρκεια του οποίου γεγονότα που εισέρχονταν στους ανιχνευτές δεν καταγράφονταν. Για το λόγο αυτό, το αποτέλεσμα από την διαδικασία της προηγούμενης παραγράφου έπρεπε να πολλαπλασιάζεται εκ νέου με το πηλίκο $R.T/L.T > 1$ όπως ακριβώς έγινε και με τις τιμές της απόδοσης κορυφής (Y) στην ενότητα 3.2. Φυσικά, αν κάποιος εξετάσει την εξίσωση 3.1 θα διαπιστώσει ότι το Y βρίσκεται στον αριθμητή της εξ. 3.1 ενώ το $Q^*\Omega$ στον παρονομαστή και επομένως η διόρθωση νεκρού χρόνου θα μπορούσε να παραβλεφθεί (**προσοχή** όμως και για το Y και το $Q^*\Omega$) αφού ουσιαστικά αποτελεί ένα παράγοντα (ξεχωριστό) για κάθε φάσμα ο οποίος στην μια περίπτωση πολλαπλασιάζεται και στην άλλη διαιρείται. Βέβαια, κατά τον υπολογισμό των ενεργών διατομών χρησιμοποιήθηκαν οι διορθωμένες τιμές και για τις δύο παραμέτρους αφού το $Q^*\Omega$ μπορούσαμε να το υπολογίσουμε και με άλλη μέθοδο και όχι από το ίδιο φάσμα από το οποίο πήραμε το Y (όπως θα δούμε

αμέσως μετά) και κατά των υπολογισμό των επιμέρους παραμέτρων (Y , $Q^*\Omega$) δεν ήταν ακόμη γνωστό ποιος τρόπος θα χρησιμοποιηθεί.

Στο παράρτημα Β μπορεί κανείς να δει τις τιμές για το $Q^*\Omega$ όπως υπολογίστηκαν από την πιο πάνω διαδικασία. Οι τιμές που φαίνονται είναι οι διορθωμένες τιμές τόσο από pileup όσο και λόγω νεκρού χρόνου. Τα σφάλματα που φαίνονται στο παράρτημα αυτό είναι αποτέλεσμα τετραγωνικής πρόσθεσης δύο συνιστωσών σφαλμάτων. Η πρώτη συνιστώσα είχε να κάνει αποκλειστικά με το σφάλμα αναλυτή κατά τον υπολογισμό του $Q^*\Omega$ με τη χρήση της εντολής fit spectrum. Όπως είπαμε κατά την χρήση αυτής της εντολής ο υπολογισμός δεν είναι εντελώς ανεξάρτητος από τον πειραματιστή αφού αυτός καλείται να επιλέξει το παράθυρο μέσα στο οποίο θα ισχύει η προσομοίωση. Για να υπολογίσουμε το σφάλμα που εμπλέκεται λόγω αυτού του γεγονότος δοκιμάσαμε σε διάφορα φάσματα να μεταβάλλουμε το παράθυρο ολοκλήρωσης και να συγκρίνουμε τις τιμές που λαμβάναμε για το $Q^*\Omega$ για ελαφρώς διαφορετικά παράθυρα ολοκλήρωσης. Στις διάφορες αυτές δοκιμές διαπιστώσαμε ότι η διαφορά δεν ξεπέρασε το 1% και επομένως υιοθετήσαμε σαν πειραματικό σφάλμα για την κάθε τιμή $Q^*\Omega$ το 1% αυτής τις τιμής. Η 2^η συνιστώσα σφάλματος οφείλεται σε εσωτερικές διαδικασίες του κώδικα και έχει να κάνει με τα αποδεκτά σφάλματα για τα μοντέλα απώλειας ενέργειας ιόντων στην ύλη (σφάλμα Ziegler) που χρησιμοποιεί η προσομοίωση (εδώ αξίζει να σημειώσουμε ότι για τα stopping power χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα Ziegler/Biersack και για τα φαινόμενα απώλειας ενέργειας χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο Bohr με διορθώσεις Chu&Yang). Το σφάλμα αυτό ή σφάλμα Ziegler πάρθηκε ίσο με το 3.5% της κάθε τιμής. Τα δύο σφάλματα προστέθηκαν τετραγωνικά και οι τελικές τιμές είναι αυτές που φαίνονται στους πίνακες του παραρτήματος Β. (Στην περίπτωση των 165° και 170° δεν ακολουθήσαμε την προηγούμενη διαδικασία και λάβαμε ολικό σφάλμα για το $Q^*\Omega$ ίσο με 4.5% για τους λόγους που εξηγούνται στη συνέχεια αυτής της ενότητας. Επίσης για παρόμοιους λόγους στην περίπτωση των 135° και 140° το σφάλμα «πειραματιστή» λήφθηκε 2% αντί 1% που αναφέραμε πιο πάνω.)

Στο υπόλοιπο της ενότητας αυτής αξίζει να γίνει μια συζήτηση που αφορά κάποιους ελέγχους «συνέπειας» που έγιναν με τη χρήση των φασμάτων της πηγής. Σε προηγούμενες ενότητες είδαμε την χρήση των φασμάτων πηγής στην βαθμονόμηση των φασμάτων. Η πηγή όμως μπορεί να χρησιμοποιηθεί και στη μέτρηση του $Q^*\Omega$ αν λάβουμε υπόψη κάποια πράγματα. Καταρχήν να αναφέρουμε ότι καθ' όλη τη διάρκεια του πειράματος οι ανιχνευτές δεν άλλαξαν θέση σε ότι αφορά την απόσταση από τον στόχο και ούτε άλλαξε οποιαδήποτε μάσκα η οποία είχε τοποθετηθεί μπροστά σε αυτούς (βλέπε κεφ. 2). Η μόνη αλλαγή η οποία είχε γίνει ήταν μια περιστροφή της γωνιομετρικής τράπεζας κατά 5° ώστε να καλυφθούν οι δύο τετράδες γωνιών όπως εξηγήσαμε σε προηγούμενες παραγράφους, και για τον λόγο αυτό η στερεά γωνία με την οποία ο κάθε ανιχνευτής υπέτεινε το στόχο δεν άλλαξε καθ' όλη τη διάρκεια του πειράματος. Το μόνο βεβαίως που μπορεί να άλλαζε για κάθε ανιχνευτή ήταν το φορτίο στο στόχο για τις δύο ομάδες γωνιών μέτρησης. Έχοντας αυτό σαν πρώτο κρατούμενο για τους ανιχνευτές, προχωράμε στην παρατήρηση ότι η πηγή που χρησιμοποιήσαμε ήταν ισότροπη και επομένως το πλήθος των σωματιδίων που παράγονταν σε κάποια χρονική στιγμή αναμένουμε να ήταν ισοκατανομημένο

σε μια στερεά γωνία 2π γύρω από την πηγή. Με αυτό σαν δεύτερο κρατούμενο και θέτοντας σαν N το συνολικό πλήθος των σωματιδίων που εκπέμπονται από την πηγή σε ένα χρονικό παράθυρο, μπορούμε να πούμε ότι το N_i πλήθος των σωματιδίων που φτάνουν σε ένα ανιχνευτή τοποθετημένο σε i μοίρες σε σχέση με την πηγή και έχει στερεά γωνία Ω_i δίνεται από την εξίσωση 3.4.2.

$$N_i = N \frac{\Omega_i}{2\pi} \quad (\text{εξ. 3.4.2})$$

Συνεχίζοντας τώρα τον προηγούμενο συλλογισμό είναι φανερό ότι ο λόγος των γεγονότων που καταγράφονται από έναν ανιχνευτή έστω 1 (στη περίπτωση της πηγής εννοούμε τα γεγονότα και από τις 3 κορυφές που φαίνονται στο σχήμα 3.1.1) προς τα γεγονότα που καταγράφονται από έναν άλλον ανιχνευτή έστω 2 (εννοείται όταν οι δύο ανιχνευτές συνέλεξαν γεγονότα στον ίδιο χρόνο ταυτόχρονα) θα δίνεται από την εξίσωση 3.4.3, και αφού η στερεά γωνία ήταν κάτι σταθερό για τον κάθε ανιχνευτή αναμένουμε ο λόγος αυτός να είναι σταθερός για κάθε ανεξάρτητη λήψη μετρήσεων με το ίδιο set-up.

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\Omega_1}{\Omega_2} \quad (\text{εξ. 3.4.3})$$

Όσον αφορά τώρα την μέτρηση φορτίου μπορούμε να δούμε ότι σε μια λήψη μετρήσεων στην οποία οι 4 ανιχνευτές λειτουργούν και καταγράφουν δεδομένα ταυτόχρονα (αυτό γίνεται για την τετράδα γωνιών $135^\circ/145^\circ/155^\circ/165^\circ$ και $140^\circ/150^\circ/160^\circ/170^\circ$ για την κάθε μια ξεχωριστά) η τιμή του Q θα είναι η ίδια και για τα 4 γινόμενα $(Q*\Omega)_i$ (όπου το i υποδηλώνει την γωνιά) που αντιστοιχούν στις 4 γωνίες. Έτσι μπορούμε εύκολα να δούμε ότι ισχύει η σχέση 3.4.4, όπου οι δείκτες υποδηλώνουν ανιχνευτές της ίδιας τετράδας. Επιπλέον, εδώ πρέπει να σημειώσουμε ότι επειδή το Ω ήταν χαρακτηριστικό για τον κάθε ανιχνευτή (αφού η απόσταση δεν άλλαζε όταν γυρνούσαμε το γωνιόμετρο), ισχύουν επίσης οι ισότητες των σχέσεων 3.4.5.

$$\frac{(Q\Omega)_i}{(Q\Omega)_j} = \frac{\Omega_i}{\Omega_j} = \frac{N_i}{N_j} \quad (\text{εξ. 3.4.4})$$

$$\begin{aligned} N_{135} &= N_{140} \\ N_{145} &= N_{150} \\ N_{155} &= N_{160} \\ N_{165} &= N_{170} \end{aligned} \quad (\text{εξ. 3.4.5})$$

Από τα προηγούμενα, είναι τώρα σαφές ότι αν γνωρίζουμε το γινόμενο $Q*\Omega$ για τα φάσματα ενός ανιχνευτή και γνωρίζουμε τα N_i (γεγονότα από φάσματα πηγής) για όλες τις γωνίες, μπορούμε με τη σχέση 3.4.4 να υπολογίσουμε και τα $Q*\Omega$ για όλους τους υπόλοιπους ανιχνευτές. Δηλαδή θα μπορούσαμε να αναλύσουμε πλήρως τα φάσματα από ένα μόνο ανιχνευτή για κάθε τετράδα γωνιών και εκμεταλλευόμενοι στη συνέχεια την απόλυτα βαθμονομημένη πηγή να υπολογίσουμε τα επιθυμητά για τα υπόλοιπα. Εδώ μάλιστα αξίζει να σημειωθεί ότι αν θα επιλεγόταν μια τέτοια μέθοδος υπολογισμού κάποιων $Q*\Omega$ θα έπρεπε να χρησιμοποιηθούν οι διορθωμένες λόγω νεκρού χρόνου τιμές για το Y και το $Q*\Omega$ (που θα είχαμε σαν οδηγό) και αυτός ήταν ένας από τους λόγους που οι διορθώσεις δεν αποφεύχθηκαν κατά τους υπολογισμούς των αντίστοιχων μεγεθών. Βέβαια, στη περίπτωση της παρούσας εργασίας επιλέχθηκε εξ αρχής η ανάλυση για το $Q*\Omega$ να γίνει κανονικά από όλα τα

φάσματα όπως περιγράφηκε στην αρχή της ενότητας ούτως ώστε να μπορούμε να επιλέξουμε το πιο αξιόπιστο «Q*Ω - οδηγό», αν χρειαζόταν να καταφύγουμε στη μέθοδο με την πηγή, και επίσης για να υπάρχουν αρκετά στοιχεία για τον έλεγχο που περιγράφεται στην επόμενη παράγραφο.

Ο έλεγχος «συνέπειας» που προαναφέραμε, συνίσταται ουσιαστικά στο γεγονός ότι οι λόγοι $\frac{(Q\Omega)_i}{(Q\Omega)_j}$ για οποιοδήποτε ζεύγος i,j ανιχνευτών της ίδιας τετράδας θα πρέπει να ουσιαστικά να ισούται με τον λόγο $\frac{N_i}{N_j}$ (από πηγή) των ίδιων ανιχνευτών (σχέση 3.4.4) για όλες τις ενέργειες. Για να γίνει ο έλεγχος αυτός, ολοκληρώσαμε τα φάσματα της πηγής (και τις 3 κορυφές που εμφανίζονται) για κάθε γωνία και τα αποτελέσματα φαίνονται στον πίνακα 3.4.1 που ακολουθεί. Επίσης, στον πίνακα 3.4.2 φαίνονται και οι ανά ζεύγη λόγοι που υπολογίστηκαν για τις τιμές του πίνακα 3.4.1. Τα σφάλματα υπολογίστηκαν σύμφωνα με τη θεωρία διάδοσης σφαλμάτων.

Πίνακας 3.4.1

Αποτελέσματα ολοκλήρωσης φασμάτων πηγής.

Ανιχνευτής/Γωνία	#Γεγονότων στις κορυφές (N _i)	Σφάλμα
A/135°,140°	2161	46
B/155°,160°	1693	41
C/145°,150°	1933	43
D/165°,170°	1865	43

Πίνακας 3.4.2

Λόγοι τιμών του πίνακα 3.4.1

140/160 ή 135/155		140/150 ή 135/145		140/170 ή 135/165		160/150 ή 155/145		160/170 ή 155/165		150/170 ή 145/165	
N _i /N _j	Σφάλμα	N _i /N _j	Σφάλμα	N _i /N _j	Σφάλμα	N _i /N _j	Σφάλμα	N _i /N _j	Σφάλμα	N _i /N _j	Σφάλμα
1.28	0.04	1.12	0.03	1.16	0.04	0.88	0.03	0.91	0.03	1.04	0.03

Τώρα δεν έμεινε παρά να υπολογίσουμε τους αντίστοιχους λόγους για τις τιμές Q*Ω που υπολογίσαμε και να συγκρίνουμε τις τιμές που θα προέκυπταν με αυτές του πίνακα 3.4.2. Οι υπολογισμοί αυτοί έγιναν σε Excel και συγκεκριμένα υπολογίστηκαν οι λόγοι για όλα τα προηγούμενα πιθανά ζεύγη (και για τις δύο τετράδες γωνιών) και για όλες τις ενέργειες. Στη συνέχεια, για κάθε ζεύγος, υπολογίστηκε η μέση τιμή των λόγων από όλες τις ενέργειες. Τα αποτελέσματα από αυτούς τους υπολογισμούς φαίνονται στους πίνακες 3.4.3α και β. Να σημειωθεί ότι το σφάλμα που φαίνεται στους πίνακες αυτούς δεν είναι το σφάλμα μέσης τιμής. Το σφάλμα αυτό όταν υπολογίστηκε ήταν πολύ μικρό και θεωρήθηκε ορθότερο σαν σφάλμα να λάβουμε την διαφορά της μεγαλύτερης από την μικρότερη τιμή από το σύνολο των λόγων που αντιστοιχούσαν σε κάθε ζεύγος. Στον πίνακα 3.4.4 φαίνονται οι συγκρίσεις (% διαφορές) μεταξύ των τιμών του πίνακα 3.4.2 και των αντίστοιχων στους πίνακες 3.4.3. Υπενθυμίζεται ότι σύμφωνα με τη σχέση 3.4.4 θα έπρεπε να είχαμε την εξής ισότητα: $\frac{(Q\Omega)_i}{(Q\Omega)_j} = \frac{N_i}{N_j}$.

Πίνακας 3.4.3α

Λόγοι τιμών $Q^*\Omega$ (μέσες τιμές) για την 1^η τετράδα γωνιών.

$\frac{(Q\Omega)_{140}}{(Q\Omega)_{160}}$		$\frac{(Q\Omega)_{140}}{(Q\Omega)_{150}}$		$\frac{(Q\Omega)_{140}}{(Q\Omega)_{170}}$		$\frac{(Q\Omega)_{160}}{(Q\Omega)_{150}}$		$\frac{(Q\Omega)_{160}}{(Q\Omega)_{170}}$		$\frac{(Q\Omega)_{150}}{(Q\Omega)_{170}}$	
Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα
1.44	0.06	1.22	0.04	1.43	0.07	0.85	0.03	0.99	0.05	1.17	0.05

Πίνακας 3.4.3β

Λόγοι τιμών $Q^*\Omega$ (μέσες τιμές) για την 2^η τετράδα γωνιών.

$\frac{(Q\Omega)_{135}}{(Q\Omega)_{155}}$		$\frac{(Q\Omega)_{135}}{(Q\Omega)_{145}}$		$\frac{(Q\Omega)_{135}}{(Q\Omega)_{165}}$		$\frac{(Q\Omega)_{155}}{(Q\Omega)_{145}}$		$\frac{(Q\Omega)_{155}}{(Q\Omega)_{165}}$		$\frac{(Q\Omega)_{145}}{(Q\Omega)_{165}}$	
Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα
1.42	0.05	1.23	0.06	1.41	0.07	0.87	0.04	0.99	0.05	1.15	0.06

Πίνακας 3.4.4

Σύγκριση των $\frac{N_i}{N_j}$ του πίνακα 3.4.2 με τα $\frac{(Q\Omega)_i}{(Q\Omega)_j}$ του πίνακα 3.4.3. Οι τιμές στον πίνακα

αντιστοιχούν στην επί της εκατό διαφορά των δύο συγκρινόμενων τιμών.

140/160	140/150	140/170	160/150	160/170	150/170
11.1%	8.2%	18.9%	3.5%	8.1%	11.1%
135/155	135/145	135/165	155/145	155/165	145/165
9.9%	8.9%	17.7%	1.2%	8.1%	9.6%

Παρατηρώντας τις τιμές του πίνακα 3.4.4 μπορούμε να αντιληφθούμε ότι δεν λάβαμε ότι ακριβώς περιμέναμε. Είναι φανερό ότι η επιθυμητή ισότητα, στα πλαίσια και του σφάλματος, επιτυγχάνεται μόνο για την περίπτωση των λόγων 160/150 και 155/145 δηλαδή μόνο για τους λόγους που αντιστοιχούν στους ανιχνευτές B και C (η κίτρινη στήλη). Δυστυχώς για τις υπόλοιπες συγκρίσεις δεν υπάρχει συμφωνία των δεδομένων από τα φάσματα με τα δεδομένα από την πηγή. Συγκεκριμένα, όταν τα δεδομένα από τον ανιχνευτή στις 140° και 135° (A) συγκρίνονται με αυτά των B και C παρατηρούνται αποκλίσεις από τα αναμενόμενα της τάξης 10-11%. Παρόμοια, όταν τα δεδομένα του ανιχνευτή D (165° και 170°) συγκρίνονται με αυτά των B και C παρατηρούμε πάλι 10-11% απόκλιση από τα αναμενόμενα. Τέλος, όταν συγκρίνουμε δεδομένα από τους A και D, μεταξύ τους, οι αποκλίσεις φτάνουν το 18-19%.

Προσπαθώντας τώρα να αποκωδικοποιήσουμε τις παρατηρήσεις της προηγούμενης παραγράφου, μπορούμε να πούμε ότι αφού για το λόγο «B/C» τα αποτελέσματα ήταν ικανοποιητικά και αφού όπου εμπλέκονται οι ανιχνευτές B και C οι αποκλίσεις είναι μικρότερες σε σχέση με αυτές που παρατηρούνται όταν δεν εμπλέκονται οι δύο αυτοί ανιχνευτές, τότε είναι ασφαλές να συμπεράνουμε ότι δεν είχαμε οποιοδήποτε πρόβλημα στον υπολογισμό του $Q^*\Omega$ από τα φάσματα των ανιχνευτών αυτών. Δυστυχώς όμως το ίδιο δεν μπορούμε να το πούμε και για τους ανιχνευτές A και D αφού όπου εμπλέκονται παρατηρούνται αποκλίσεις και μάλιστα στην περίπτωση που

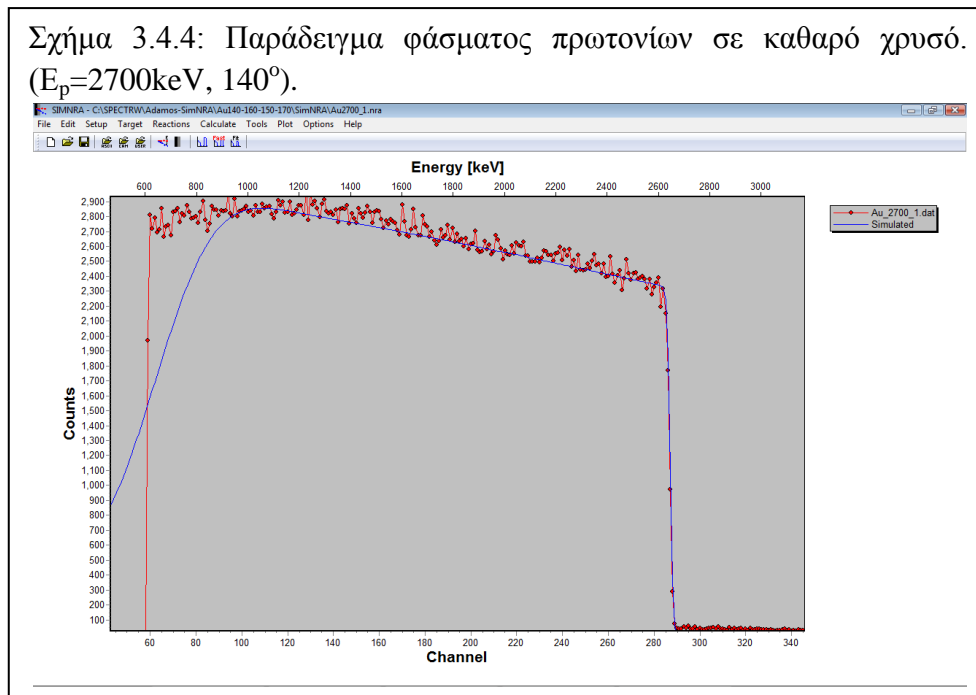
οι συγκρίσεις αφορούν αποκλειστικά αυτούς τους δύο, η κατάσταση γίνεται «δραματική».

Έχοντας τώρα τα παραπάνω ως δεδομένα θα μπορούσε κανείς να ισχυριστεί ότι θα ήταν καλό να κρατήσουμε τα $Q*\Omega$ για τους ανιχνευτές B και C όπως έχουν αλλά να χρησιμοποιήσουμε την πηγή και τη σχέση 3.4.4 για να υπολογίσουμε τα $Q*\Omega$ για τους ανιχνευτές A και D θέτοντας ως ανιχνευτή οδηγό ένα από τους άλλους δύο π.χ. τον C. Δηλαδή θα μπορούσαμε να χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση 3.4.6 για να υπολογίσουμε τα $Q*\Omega$ για τις 140° και 170° και την εξίσωση 3.4.7 για τον αντίστοιχο υπολογισμό για τις 135° και 165° , φυσικά για την κάθε ενέργεια ξεχωριστά.

$$Q\Omega_{140 \text{ or } 170} = Q\Omega_{160} * \frac{N_{140 \text{ or } 170}}{N_{160}} \text{ (εξ. 3.4.6)}$$

$$Q\Omega_{135 \text{ or } 165} = Q\Omega_{155} * \frac{N_{135 \text{ or } 165}}{N_{155}} \text{ (εξ. 3.4.7)}$$

Όμως προτού προχωρήσουμε σε μια τέτοια ενέργεια αποφασίσαμε να κάνουμε ακόμα κάποιους επιπρόσθετους ελέγχους. Για τους ελέγχους αυτούς χρησιμοποιήσαμε τα φάσματα με στόχο καθαρό χρυσό που όπως είπαμε είχαμε πάρει για μερικές ενέργειες πρωτονίων και δευτερίων (2700keV , 3250keV και 4200keV με πρωτόνια και 1000 και 1100keV με δευτέρια). Στο σχήμα 3.4.4 φαίνεται ένα τέτοιο φάσμα (πρωτόνια ενέργειας 2700keV σε χρυσό) με τον ανιχνευτή σε γωνία 140° . Η ιδέα ήταν με την ίδια διαδικασία που περιγράφηκε πιο πάνω να μετρήσουμε το $Q*\Omega$ στην περίπτωση του χρυσού και για τις δύο δέσμες και να φτιάξουμε πάλι τους λόγους με τους οποίους δουλέψαμε στις προηγούμενες παραγράφους. Στόχος μας ήταν να ελέγξουμε κατά πόσο το γεγονός ότι μπροστά στο τάνταλο υπήρχε το βόριο προκάλεσε τις ασυμφωνίες που είδαμε πριν και επίσης να ελέγξουμε κατά πόσο οι λόγοι που υπολογίζονταν ήταν αυτοσυνεπείς κάτω από κάποιες διαφορετικές συνθήκες.



Η διαδικασία που ακολουθήθηκε ήταν η ίδια με πριν, δηλαδή πήραμε τους λόγους για όλες τις ενέργειες (και από τις δύο δέσμες) και υπολογίσαμε την μέση τιμή για όλους τους δυνατούς λόγους (για την μέση τιμή συνυπολογίστηκαν τα δεδομένα και από τις δύο δέσμες αφού είχαμε πολύ λίγα φάσματα). Στον πίνακα 3.4.5 φαίνονται τα αποτελέσματα των υπολογισμών αυτών με το σφάλμα να αντιπροσωπεύει ότι και στα προηγούμενα. Στη συνέχεια στον πίνακα 3.4.6 φαίνονται οι συγκρίσεις (% διαφορές) των τιμών του πίνακα 3.4.5 με αυτές του πίνακα 3.4.3α (όπου δίνονται οι αντίστοιχοι λόγοι που πάρθηκαν από το τάνταλο).

Πίνακας 3.4.5

Λόγοι τιμών Q^Ω (μέσες τιμές) για την 1^n τετράδα γωνιών (στόχος χρυσού).*

$\frac{(Q\Omega)_{140}}{(Q\Omega)_{160}}$		$\frac{(Q\Omega)_{140}}{(Q\Omega)_{150}}$		$\frac{(Q\Omega)_{140}}{(Q\Omega)_{170}}$		$\frac{(Q\Omega)_{160}}{(Q\Omega)_{150}}$		$\frac{(Q\Omega)_{160}}{(Q\Omega)_{170}}$		$\frac{(Q\Omega)_{150}}{(Q\Omega)_{170}}$	
Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα	Λόγος	Σφάλμα
1.43	0.02	1.20	0.02	1.40	0.07	0.84	0.01	0.98	0.05	1.16	0.07

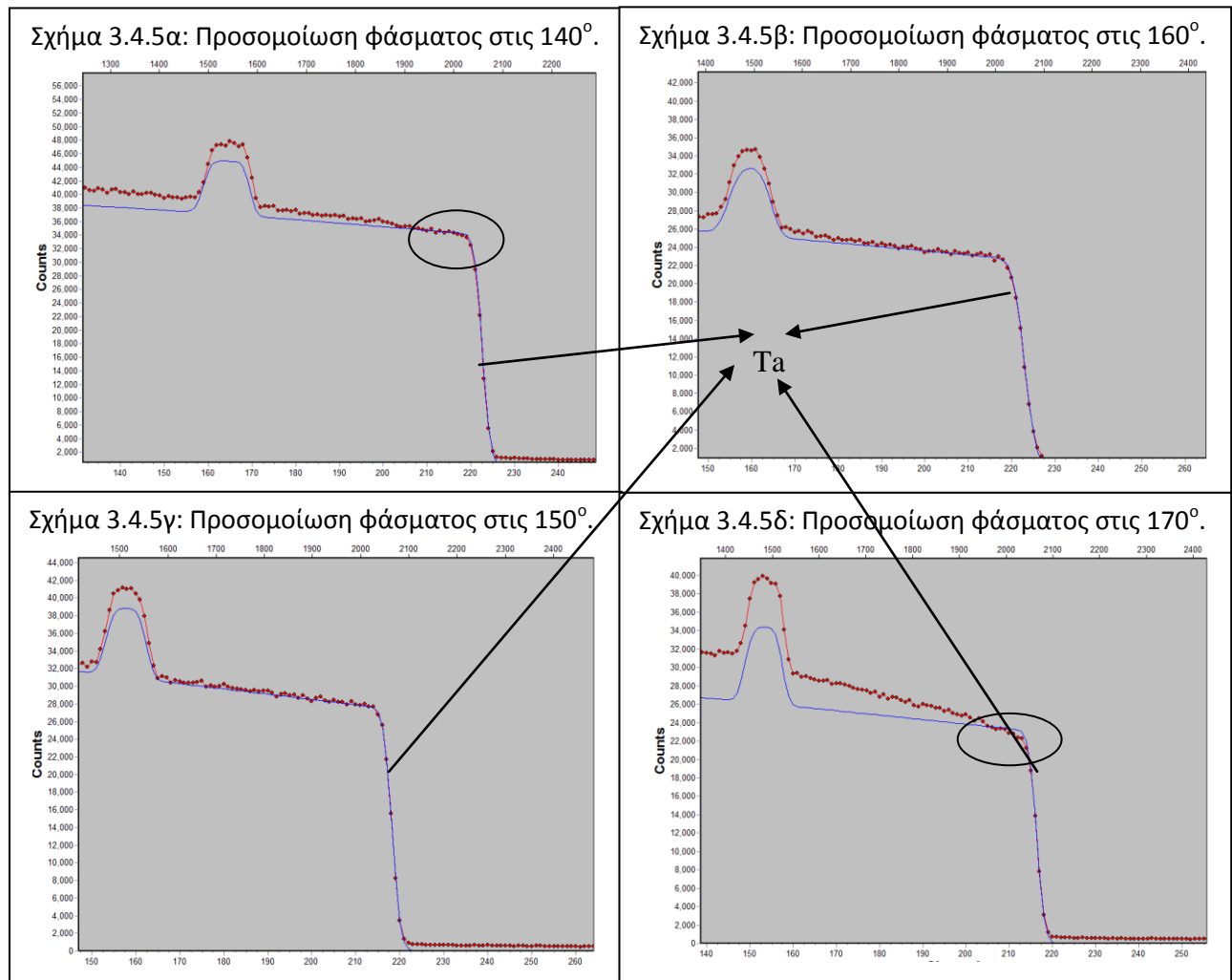
Πίνακας 3.4.6

Σύγκριση των $\frac{(Q\Omega)_i}{(Q\Omega)_j}$ του πίνακα 3.4.3α με τα $\frac{(Q\Omega)_i}{(Q\Omega)_j}$ του πίνακα 3.4.5. Οι τιμές στον πίνακα αντιστοιχούν στην επί της εκατό διαφορά των δύο συγκρινόμενων τιμών.

140/160	140/150	140/170	160/150	160/170	150/170
0.7%	1.6%	2.1*	1.2%	1.0%	0.9%

Παρατηρούμε από τον πίνακα 3.4.6 ότι η συμφωνία μεταξύ των λόγων που πάρθηκαν με στόχο το ταντάλιο με αυτούς που πάρθηκαν με στόχο το χρυσό είναι εκπληκτική (διαφορές < 2.2%) πράγμα που σημαίνει ότι είχαμε αυτοσυνέπεια στα δεδομένα που διάβαζαν οι ίδιοι ανιχνευτές σε διαφορετικές συνθήκες. Το ερώτημα όμως τώρα παρέμενε για το αν θα χρησιμοποιήσουμε τα $Q^*\Omega$ που υπολογίσαμε αναλύοντας κάθε φάσμα ξεχωριστά ή αν θα χρησιμοποιούσαμε την πηγή για να υπολογίσουμε τις ποσότητες αυτές (με τον τρόπο που περιγράψαμε σε προηγούμενη παράγραφο) για τους ανιχνευτές A και D που φαίνεται να εμφάνιζαν προβλήματα. Θα μπορούσε βέβαια κανείς να ισχυριστεί ότι η μέθοδος με την πηγή είναι πιο αξιόπιστη αφού η πηγή εκπέμπει ισότροπα και είναι ανεξάρτητη από τα χαρακτηριστικά της δέσμης. Από την άλλη όμως, τα φάσματα της πηγής ήταν σαφώς «φτωχότερα» σε στατιστική, οι έλεγχοι με το χρυσό έδειξαν αυτοσυνέπεια και επιπλέον τα φάσματα πηγής πάρθηκαν σε διαφορετική μέρα από τα υπόλοιπα φάσματα. Το τελευταίο σημαίνει ότι αν κάτι είχε συμβεί με τους ανιχνευτές (π.χ. χαλάρωση σύνδεσης κλπ.) στο διάστημα μεταξύ λήψης φάσματος πηγής και λήψης υπόλοιπων φασμάτων οι ασυμφωνίες που διακρίναμε ήταν δικαιολογημένες. Όμως αν πούμε ότι υπήρχε κάποιο πρόβλημα στην καταγραφή φορτίου από κάποιο ανιχνευτή (συστηματικό σφάλμα) αυτό το πρόβλημα θα εμφανιζόταν και στην καταγραφή των γεγονότων στις κορυφές των υπό μελέτη αντιδράσεων αλλά και στην απόκριση του ταντάλου δηλαδή στη μέτρηση του $Q^*\Omega$. Από την σχέση 3.1 όμως μπορούμε να δούμε ότι αλλαγές στις τιμές του Y και του $Q^*\Omega$ κατά το ίδιο ποσοστό δεν επηρεάζουν τον υπολογισμό της

ενεργού διατομής («σχετική» μέτρηση). Επομένως, ορθότερο φαίνεται να είναι η χρήση των $Q^*\Omega$ από τα ίδια φάσματα από τα οποία εξήχθη η πληροφορία για τα Y .



Τέλος, εδώ αξίζει να ειπωθούν κάποιες παρατηρήσεις που έγιναν κατά την ανάλυση των φασμάτων (κυρίως κατά τον υπολογισμό του $Q^*\Omega$ από κάθε φάσμα) και που οδήγησαν στην τελική απόφαση για το πια δεδομένα να χρησιμοποιήσουμε. Στο σχήμα 3.4.5 φαίνονται προσομοιωμένα φάσματα για την 1^η τετράδα γωνιών σε ενέργεια πρωτονίων 2200keV στην περιοχή απόκρισης του ταντάλου. Οι κορυφές ελαστικής σκέδασης βορίου που φαίνονται στο προσομοιωμένο φάσμα (συνεχής γραμμή) προέρχονται από τη χρήση δεδομένων ενεργών διατομών από [Chi01] και δεν μας απασχολούν εδώ. Αυτό που κυρίως μας απασχολεί σε αυτό το σημείο είναι η ποιότητα της προσομοίωσης της απόκρισης ταντάλου (βλ. σχήμα 3.4.5). Για τη λήψη του σχήματος 3.4.5 έγινε και για τις 4 γωνίες προσομοίωση του πειραματικού φάσματος (γραμμή με πειραματικά σημεία) με ένα εικονικό (συνεχής γραμμή) θεωρώντας ενεργό διατομή Rutherford για το τάνταλο. Η προσομοίωση έγινε για γεγονότα από την επιφάνεια του ταντάλου (πρώτα 30 κανάλια αριστερά της ανόδου) κάνοντας και τις απαραίτητες μετατροπές στο offset όπως είχαμε περιγράψει στα προηγούμενα. Από τα σχήματα 3.4.5β και γ, παρατηρούμε ότι η προσομοίωση είναι πολύ ικανοποιητική για τις γωνίες 160° και 150° δηλαδή για τους ανιχνευτές B και C για τους οποίους οι έλεγχοι με την πηγή έδωσαν ικανοποιητικά αποτελέσματα. Στο

σχήμα 3.4.5α (140° – ανιχνευτής A) η προσομοίωση φαίνεται να «χαλάει» για τα κανάλια λίγο μετά τα επιφανειακά αν και για τα επιφανειακά κανάλια (βλέπε κύκλο στο σχήμα 3.4.5α) η συμφωνία είναι ικανοποιητική. Όσον τώρα αφορά τον ανιχνευτή D (170°) όπως φαίνεται στο σχήμα 3.4.5δ (βλέπε κύκλο) η προσομοίωση είναι πολύ κακής ποιότητας. Παρόλο που προσπαθήσαμε να περιορίσουμε την προσομοίωση σε πολύ επιφανειακά κανάλια (10-15 κανάλια) εν τούτοις η συμφωνία πειραματικού και «εικονικού» φάσματος χαλάει σε μεγάλο βαθμό ήδη από πολύ επιφανειακά στρώματα με αποτέλεσμα ο ανιχνευτής D να καθίσταται αναξιόπιστος. Να σημειωθεί επίσης ότι η ίδια ακριβώς εικόνα εμφανίζεται όταν κάνουμε παρόμοια ανάλυση και για την 2^η τετράδα γωνιών και επομένως ήταν φανερό ότι δεν γινόταν σωστή μέτρηση φορτίου από τους ανιχνευτές A και D.

Επομένως, έχοντας τώρα υπόψη όλη την πιο πάνω μακρά συλλογιστική είμαστε σε θέση να πάρουμε κάποιες τελικές αποφάσεις όσον αφορά τα πια δεδομένα θα χρησιμοποιούνταν στους τελικούς υπολογισμούς. Ξεκινώντας από τους ανιχνευτές B και C (γωνίες $145^\circ, 150^\circ, 155^\circ, 160^\circ$) οι οποίοι έδειξαν «σωστή» συμπεριφορά σε όλους τους ελέγχους, νομίζω ότι πέραν πάσας αμφιβολίας μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τις τιμές των $Q^*\Omega$ που υπολογίστηκαν από το κάθε φάσμα για την κάθε ενέργεια και γωνία ξεχωριστά (Παράρτημα Β). Για τον ανιχνευτή A (γωνίες $135^\circ, 140^\circ$) παρόλο που υπήρχε πρόβλημα στους ελέγχους με πηγή εντούτοις θεωρήσαμε πάλι σωστό να χρησιμοποιήσουμε τα δεδομένα του παραρτήματος Β αφού η προσομοίωση φαίνεται ικανοποιητική για τα επιφανειακά κανάλια στο σχήμα 3.4.5α. Για λόγους όμως συνέπειας στην περίπτωση αυτού του ανιχνευτή λάβαμε σαν 1^η συνιστώσα σφάλματος (σφάλμα «πειραματιστή») για το $Q^*\Omega$ ένα 2% των τιμών σε αντίθεση με τους ανιχνευτές B και C για τους οποίους το αντίστοιχο σφάλμα λήφθηκε 1% (βλέπε 2^η παράγραφο μετά το σχήμα 3.4.3). Επιπλέον, επιφυλασσόμαστε να ελέγξουμε και πάλι την συνέπεια των αποτελεσμάτων για αυτές τις γωνίες συγκρίνοντάς τα με αυτά των τεσσάρων προηγούμενων γωνιών στη βάση της γωνιακής κατανομής (βλέπε επόμενο κεφάλαιο). Τέλος αποφασίσαμε να μην δημοσιεύσουμε τα αποτελέσματα για τις γωνίες 165° και 170° αφού προφανέστατα από το σχήμα 3.4.5δ η καταμέτρηση φορτίου από τον συγκεκριμένο ανιχνευτή ήταν πολύ προβληματική. Αποφασίσαμε όμως οι υπολογισμοί να γίνουν για την ενεργό διατομή, έστω και ανεπίσημα, ούτως ώστε να ελέγξουμε πάλι το κατά πόσο ακολουθούν την γωνιακή κατανομή που φαίνεται να ακολουθούν οι ε.δ για τις προηγούμενες γωνίες. Μάλιστα, οι υπολογισμοί για τις ενεργές διατομές έγιναν χρησιμοποιώντας τόσο τις τιμές για το $Q^*\Omega$ από τα φάσματα (για τις οποίες θεωρήσαμε ένα συνολικό σφάλμα 4.5%) που φαίνονται στον πίνακα Β2 του παραρτήματος Β, όσο και τις τιμές για το $Q^*\Omega$ που υπολογίστηκαν με βάση τις εξισώσεις 3.4.6 και 3.4.7 έχοντας σαν «ανιχνευτή οδηγό» τον ανιχνευτή Β (160° και 155°). Οι τιμές αυτές για το $Q^*\Omega$ φαίνονται στον πίνακα Β3 του παραρτήματος Β.

3.5. Υπολογισμός πάχους στόχου

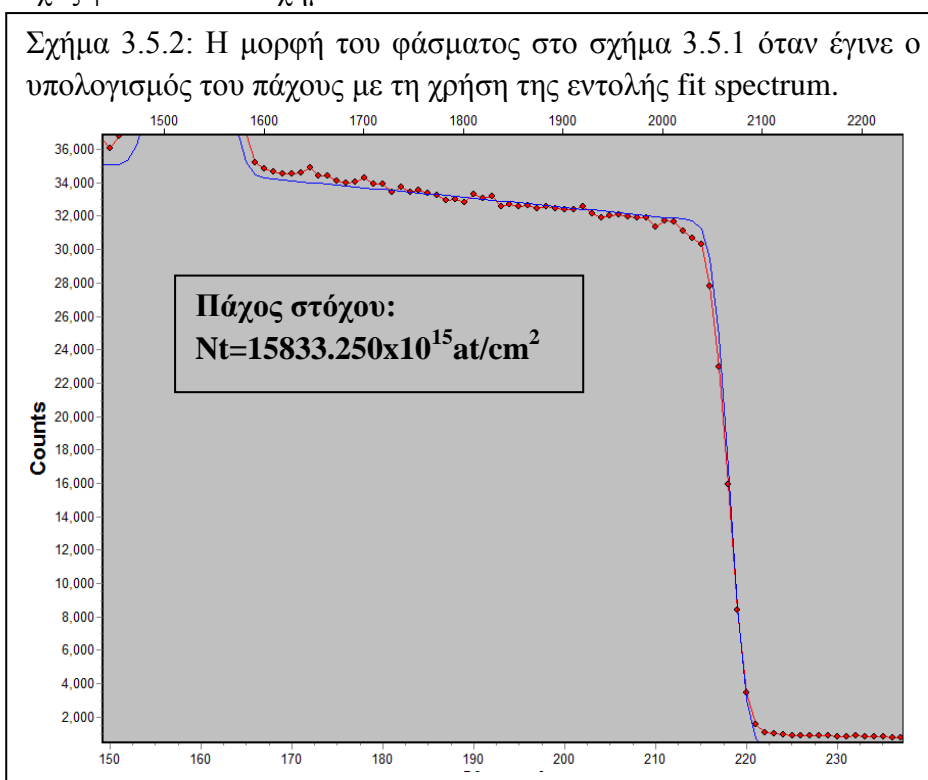
Περνάμε τώρα στον υπολογισμό του τελευταίου στοιχείου που υπολείπεται για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής σύμφωνα με τη εξίσωση 3.1 που δεν είναι άλλο από το «πάχος» στόχου Nt. Ο υπολογισμός αυτός είναι από τους πιο κρίσιμους αφού

σε αυτό το σημείο μπορούν να υπάρξουν οι περισσότερες αβεβαιότητες. Ας μην ξεχνάμε ότι ένας από τους στόχους της παρούσας διπλωματικής είναι ο προσδιορισμός ενεργών διατομών αντιδράσεων για το βόριο οι οποίες θα επιτρέπουν την εύρεση με ακρίβεια της ποσότητας βορίου σε ένα υλικό και την εύρεση του χωρικού του προφίλ, αφού όπως εξηγήσαμε η βιβλιογραφία είναι «φτωχή» σε τέτοια δεδομένα. Θέλουμε δηλαδή να υπολογίσουμε με μεγάλη ακρίβεια αυτό το οποίο η παρούσα διπλωματική ευελπιστεί να διευκολύνει όταν ολοκληρωθεί. Για τον λόγο αυτό ακολουθήσαμε δύο διαφορετικές και ανεξάρτητες πυρηνικές μεθόδους για τον υπολογισμό του πάχους στόχου ώστε να μπορέσουμε να τις συγκρίνουμε και να έχουμε μια εκτίμηση για την αβεβαιότητα στην μέτρηση αυτή. Βέβαια, όπως αναφέραμε και στο κεφάλαιο 2 είχαμε και μια ονομαστική σύσταση στόχου που δινόταν από τον κατασκευαστή ($Nt = 17992 \times 10^{15} \text{ at / cm}^2$, 99.9% εμπλουτισμένος σε βόριο 11) αλλά θεωρήσαμε πιο σωστό να ελέγξουμε τη τιμή αυτήν πριν την χρησιμοποιήσουμε για λόγους συνέπειας και επειδή ο στόχος είχε κατασκευαστεί αρκετό καιρό πριν τον χρησιμοποιήσουμε.

Η πρώτη τεχνική που χρησιμοποιήσαμε για τον καθορισμό του πάχους εκμεταλλευόταν πάλι την απόκριση του ταντάλου. Όπως περιγράψαμε στο κεφάλαιο 2 ο στόχος βορίου ήταν τοποθετημένος πάνω σε υποστήριγμα ταντάλου «απέιρου» πάχους. Αυτό σημαίνει ότι τα πρωτόνια που προσέπιπταν στο στόχο έπρεπε πρώτα να διαπεράσουν το στρώμα βορίου πριν «συναντήσουν» το τάνταλο και το ίδιο βεβαίως ίσχυε και για τα ανακλώμενα από το τάνταλο πρωτόνια πριν «συναντήσουν» τους ανιχνευτές. Αυτό προκαλούσε μια μείωση στην ενέργεια των πρωτονίων την οποία μπορούσαμε να εκμεταλλευτούμε για τον προσδιορισμό του πάχους του στόχου. Για παράδειγμα στο σχήμα 3.5.1 φαίνονται σε αντιπαραβολή ένα πραγματικό φάσμα και ένα φάσμα από προσομοίωση στο οποίο υποθέσαμε ότι δεν υπήρχε βόριο μπροστά από το τάνταλο, με πρωτόνια ενέργειας 2200keV (1197keV σύμφωνα με τις διορθώσεις της ενότητας 2.6). Είναι εμφανές ότι στο πειραματικό φάσμα η απόκριση του ταντάλου είναι μετατοπισμένη προς μικρότερες ενέργειες σε σχέση με το προσομοιωμένο, λόγω της ύπαρξης βορίου στο στόχο. Την ενεργειακή αυτή διαφορά μπορούσαμε να την εκμεταλλευτούμε και με την βοήθεια του SIMNRA να υπολογίσουμε τη σύσταση του στόχου μπροστά από το τάνταλο.



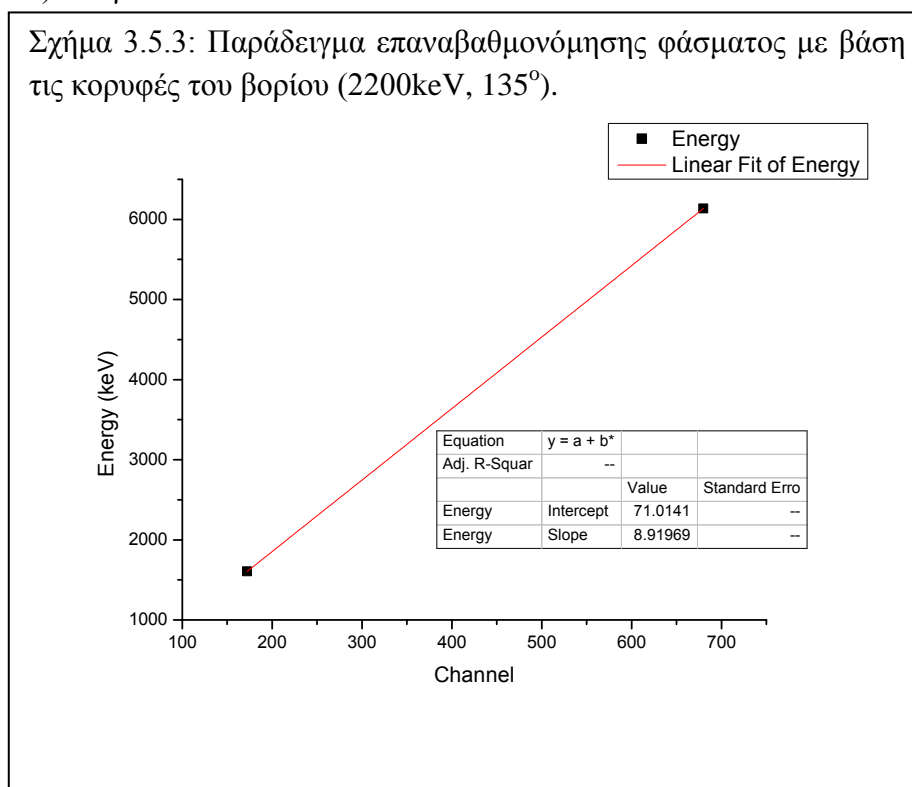
Συγκεκριμένα στην εντολή `fit spectrum`, την οποία είχαμε συναντήσει και στην προηγούμενη ενότητα, δινόταν η δυνατότητα να «ζητήσουμε» από το πρόγραμμα να προσομοιάσει το πειραματικό φάσμα μεταβάλλοντας το πεδίο «Layer composition and thickness» και να υπολογίσουμε έτσι το πάχος του στόχου. Για να γίνει ο υπολογισμός αυτός έπρεπε να τροφοδοτήσουμε το πρόγραμμα με στοιχεία όπως το $Q \cdot \Omega$ κάθε φάσματος, την ενεργειακή διακριτική ικανότητα των ανιχνευτών κλπ. τα οποία είχαμε υπολογίσει σε προηγούμενες ενότητες. Στο σχήμα 3.5.2 φαίνεται το φάσμα με τα ίδια δεδομένα όπως το φάσμα 3.5.1 όταν θεωρήσαμε μπροστά από το τάνταλο στρώμα βορίου εμπλουτισμένο κατά 99.9% σε βόριο-11 και χρησιμοποιήσαμε την προαναφερθείσα εντολή για να υπολογίσουμε το πάχος του στρώματος που προσομοίωνε καλύτερα το πειραματικό φάσμα. Η τιμή που λάβαμε για το πάχος φαίνεται στο σχήμα 3.5.2.



Η πιο πάνω διαδικασία έγινε για αρκετές ενέργειες και για τις 8 γωνίες από τις οποίες είχαμε φάσματα. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιήσαμε χαμηλές ενέργειες από το κάθε φάσμα έτσι ώστε η απώλεια ενέργειας να είναι πιο έντονη και να έχουμε περισσότερα κανάλια διαθέσιμα για τον υπολογισμό. Χρησιμοποιήσαμε τις ενέργειες 2200keV, 2300keV, 2400keV, 2500keV και 2600keV (διορθωμένες βέβαια με βάση την 2.6) και για τις 8 γωνίες και έτσι υπολογίσαμε συνολικά 40 τιμές για το πάχος του στόχου. Όπως είπαμε, πριν προχωρήσουμε στον υπολογισμό του πάχους με την πιο πάνω μέθοδο έπρεπε να τροφοδοτούμε το πρόγραμμα με τα στοιχεία που είχαμε υπολογίσει στις προηγούμενες ενότητες. Βέβαια όμως, όπως μπορεί κανείς να καταλάβει από την φύση αυτής της μεθόδου ένα κρίσιμο σημείο για τον σωστό υπολογισμό του πάχους είναι η χρήση «σωστής» βαθμονόμησης των φασμάτων. Όμως, στην ενότητα 3.1 είχαμε δει ότι κατά τον έλεγχο της βαθμονόμησης είχαν παρατηρηθεί αποκλίσεις μέχρι και 15keV από τα αναμενόμενα. Για τον λόγο αυτό

αποφασίσαμε πριν προχωρήσουμε στον υπολογισμό του πάχους να βαθμονομούμε το κάθε φάσμα που χρησιμοποιούσαμε ξεχωριστά χρησιμοποιώντας τις δύο κορυφές βορίου που υπήρχαν. Η διαδικασία που ακολουθήθηκε ήταν η ίδια με αυτή που περιγράφεται στην 2.1 (εύρεση του καναλιού στο κέντρο της ανόδου κάθε κορυφής και αντιστοίχσή του με τις ενέργειες που υπολογίζονταν από το CIRE), μόνο που σε αυτή τη περίπτωση είχαμε μόνο δύο σημεία για την βαθμονόμηση του κάθε φάσματος. Η διαδικασία αυτή έγινε και για τα 40 φάσματα που χρησιμοποιήθηκαν και στο σχήμα 3.5.3 φαίνεται ένα παράδειγμα της ευθείας βαθμονόμησης (που υπολογιζόταν από το Origin για τα δύο σημεία κάθε φάσματος) για ενέργεια 2200keV (1197keV) και γωνία 135°.

Σχήμα 3.5.3: Παράδειγμα επαναβαθμονόμησης φάσματος με βάση τις κορυφές του βορίου (2200keV, 135°).



Συνοψίζοντας, για τον υπολογισμό του πάχους με την εκμετάλλευση της απόκρισης ταντάλου, επαναβαθμονομήσαμε τα 40 φάσματα που χρησιμοποιήσαμε (8 γωνίες x 5 ενέργειες), «δίνουμε» στο SIMNRA τα στοιχεία που είχαμε υπολογίσει σε προηγούμενες ενέργειες και υποθέταμε στόχο καθαρού βορίου (99.9% εμπλουτισμένο σε βόριο-11) με πάχος το ονομαστικό πάχος που δίνεται στο κεφάλαιο 2. Στη συνέχεια με την εντολή fit spectrum – layer composition and thickness το SIMNRA «διόρθωνε» το δοσμένο πάχος ώστε το υπολογιζόμενο προσομοιωμένο φάσμα να «συμφωνεί» ενεργειακά με το πειραματικό – πραγματικό στην περιοχή απόκρισης του ταντάλου. Σημειώνουμε επίσης ότι ο υπολογισμός γινόταν σε ένα παράθυρο προσομοίωσης (fitting range) που περιλάμβανε τα πρώτα 25-30 κανάλια στην περιοχή της κορυφής ταντάλου. Από την διαδικασία αυτή, λήφθηκαν 40 τιμές για το πάχος στόχου οι οποίες φαίνονται στον πίνακα 3.5.1. Τα σφάλματα που φαίνονται δίπλα από τις τιμές αυτές είναι τα σφάλματα τα οποία «έδινε» το SIMNRA κατά τον υπολογισμό (όπου αυτό ήταν δυνατό). Στο κάτω μέρος του πίνακα 3.5.1

φαίνεται η μέση τιμή των 40 αυτών τιμών (μαζί με το σφάλμα μέσης τιμής), η οποία ήταν και η πρώτη εκτίμηση για το πάχος στόχου.

Πίνακας 3.5.1

Υπολογισμός πάχους στόχου από κορυφή ταντάλου. Οι τιμές για το πάχος δίνονται σε 10^{15} άτομα/cm².

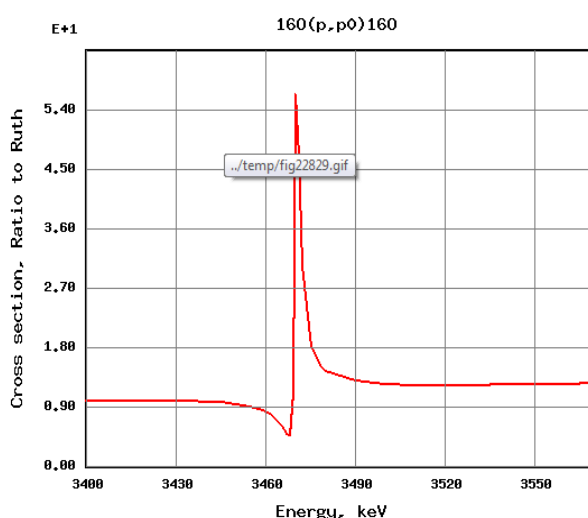
135°		140°		145°		150°		155°		160°		165°		170°	
Nt	δNt	Nt	δNt	Nt	δNt	Nt	δNt	Nt	δNt	Nt	δNt	Nt	δNt	Nt	δNt
17536	----	17208	22	15833	----	16597	6	18217	6	17990	9	16287	6	17082	3
17876	----	17195	2	16628	3	16514	19	17249	84	16793	35	16628	13	16968	----
17536	27	17990	----	15833	----	15897	5	19654	17	18103	20	16628	7	17195	37
18557	7	18444	----	16680	50	16968	22	18557	44	17195	40	16855	43	17028	7
19011	10	18784	15	16555	31	16741	7	19465	55	19011	18	17999	11	18217	10
Μέση Τιμή: $Nt = (17440 \pm 160) \times 10^{15} \text{ atoms/cm}^2$															

Πριν προχωρήσουμε στην δεύτερη μέθοδο υπολογισμού του πάχους είναι αναγκαίο να γίνει μια συζήτηση που αφορά την προηγούμενη μέθοδο. Κάνοντας τον υπολογισμό του πάχους με τον τρόπο που περιγράψαμε στις προηγούμενες παραγράφους αποσιωπήσαμε μια παραδοχή που αναγκαία έγινε για να χρησιμοποιηθεί η πιο πάνω μέθοδος. Όταν υπολογίσαμε το πάχος στόχου με την εντολή fit spectrum στο SIMNRA υποθέσαμε ότι στο στόχο μας δεν υπήρχε τίποτα άλλο εκτός από καθαρό βόριο εμπλουτισμένο σε βόριο-11 κατά 99.9% και αυτό το δώσαμε σαν δεδομένο στο πρόγραμμα. Κατά συνέπεια το SIMNRA, όταν υπολόγιζε το πάχος στόχου με βάση την απώλεια ενέργειας των πρωτονίων πριν φτάσουν το τάνταλο έκανε χρήση δεδομένων για την απώλεια ενέργειας σε υλικά που αφορούσαν το βόριο-11 μόνο και κανένα άλλο στοιχείο ή ισότοπο. Αυτό όμως ήταν κάτι που υποθέσαμε αυθαίρετα, ή στηριζόμενοι μόνο στην ονομαστική σύσταση του στόχου, και όχι κάτι το οποίο είχαμε ελέγξει πειραματικά. Φυσιολογικά μάλιστα, θα περιμέναμε ότι στον στόχο θα υπήρχαν προσμίξεις κυρίως οξυγόνου και άνθρακα τα οποία θα άλλαζαν την σύσταση του στόχου και θα προσέφεραν στην απώλεια ενέργειας. Το ίδιο βέβαια θα συνέβαινε και αν στο στόχο υπήρχε περισσότερη ποσότητα βορίου-10 από ότι ο κατασκευαστής δήλωνε. Όμως αν το ενεργειακό offset στην απόκριση του ταντάλου οφειλόταν και σε τέτοια στοιχεία και εμείς δεν τα λάβαμε υπόψη στον υπολογισμό του πάχους τότε το πάχος που υπολογίσαμε για το βόριο-11 θα ήταν μεγαλύτερο από το πραγματικό με αποτέλεσμα να υπάρχει σφάλμα στην ενεργό διατομή. Για τον λόγο αυτό η πιθανή ύπαρξη άλλων στοιχείων στο στόχο ήταν κάτι που έπρεπε να ελεγχθεί πειραματικά.

Όπως είπαμε πιθανά στοιχεία που μπορούσαν να υπάρχουν στο στόχο ήταν άνθρακας (από τυχών επαφή με τα χέρια κλπ.), οξυγόνο (κυρίως από οξειδώσεις) και βόριο-10 από κατασκευαστικές ατέλειες του στόχου. Ένας πρώτος έλεγχος για τέτοια στοιχεία μπορούσε να γίνει από τα ίδια τα φάσματα ψάχνοντας για κορυφές των στοιχείων αυτών. Όπως φαίνεται από το σχήμα 3.1.2 στα φάσματά μας εκτός από τις

κορυφές του βορίου δεν φαινόταν να υπάρχουν άλλες κορυφές κάτι όμως που δεν μπορούμε να πούμε με απόλυτη βεβαιότητα λόγω του υψηλού υποβάθρου από την σκέδαση Rutherford στο τάνταλο. Για παράδειγμα, στο στόχο θα μπορούσε να υπάρχει οξυγόνο σε μικρή ποσότητα τέτοια ώστε ενώ θα μπορούσε να επηρεάσει την μέτρηση του βορίου με την πιο πάνω μέθοδο να μην είναι αρκετή ώστε να φαίνεται στα πειραματικά φάσματα. Συγκεκριμένα χρησιμοποιώντας το SIMNRA και βάζοντας τεχνητά στο στόχο οξυγόνο θα μπορούσαμε να προσδιορίσουμε την ελάχιστη ποσότητα οξυγόνου που θα ήταν ικανή να δώσει εμφανή κορυφή στα πειραματικά φάσματα με δέσμη πρωτονίων. Για να γίνει αυτός ο έλεγχος βάζαμε σαν πάχος στόχου την ονομαστική τιμή που δινόταν για το βόριο, επιλέγαμε αριθμό στοιχείων στο στόχο ίσο με 2 (βόριο και οξυγόνο) και δοκιμάζαμε ποια ποσότητα οξυγόνου θα ήταν ικανή να δώσει εμφανή κορυφή που να ξεχωρίζει από το μεγάλο υπόβαθρο λόγω του ταντάλου. Δεδομένα ενεργών διατομών για το οξυγόνο πήραμε από το IBANDL ($^{16}\text{O}(p,p_0)^{16}\text{O}$) χρησιμοποιώντας την λειτουργία SigmaCalc⁷. Για παράδειγμα στο σχήμα 3.5.4α φαίνεται η ενεργός διατομή για την ελαστική σκέδαση στο οξυγόνο όπου παρουσιάζεται ένας συντονισμός μεταξύ των 3460keV και 3490keV. Αυτό σημαίνει ότι το οξυγόνο, αν υπήρχε, θα ήταν ευκολότερο να φανεί σε ένα φάσμα με ενέργεια πρωτονίων 3500keV αφού σε ένα τέτοιο φάσμα ο συντονισμός αυτός θα μπορούσε να διεγερθεί από πρωτόνια που χάνουν ενέργεια στο στόχο και προσεγγίζουν την ενέργεια του συντονισμού. Στο σχήμα 3.5.4β φαίνεται ένα προσομοιωμένο φάσμα με στόχο ο οποίος περιέχει 10% οξυγόνο. Είναι ξεκάθαρο (βλέπε κορυφή οξυγόνου στο 3.5.4β) ότι αν στο στόχο (στο στρώμα του βορίου) υπήρχε οξυγόνο σε ποσότητα 10% του ολικού πάχους αυτό θα ήταν εύκολο να φανεί και να αναλυθεί από το φάσμα με δέσμη πρωτονίων. Αν όμως αυτή η ποσότητα ήταν μικρότερη από 10% τότε οι δοκιμές έδειξαν ότι η ανίχνευση του οξυγόνου δεν θα ήταν δυνατή.

Σχήμα 3.5.4α: Ενεργός διατομή για την ελαστική σκέδαση πρωτονίων σε οξυγόνο-16.



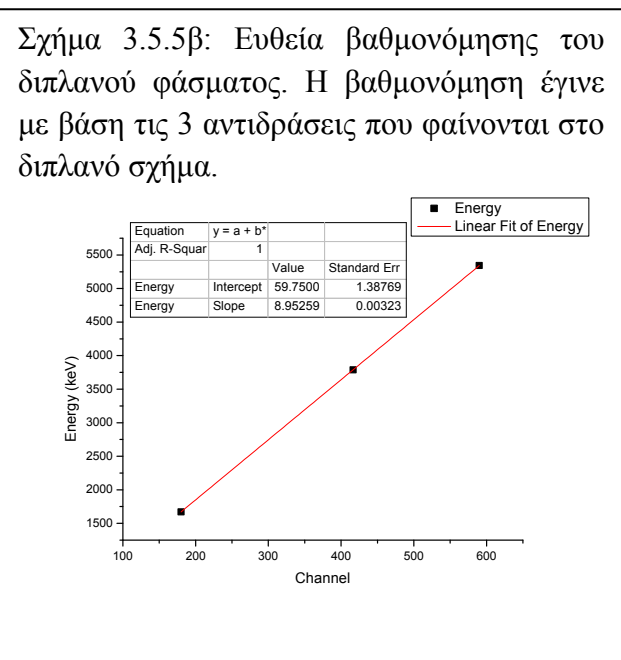
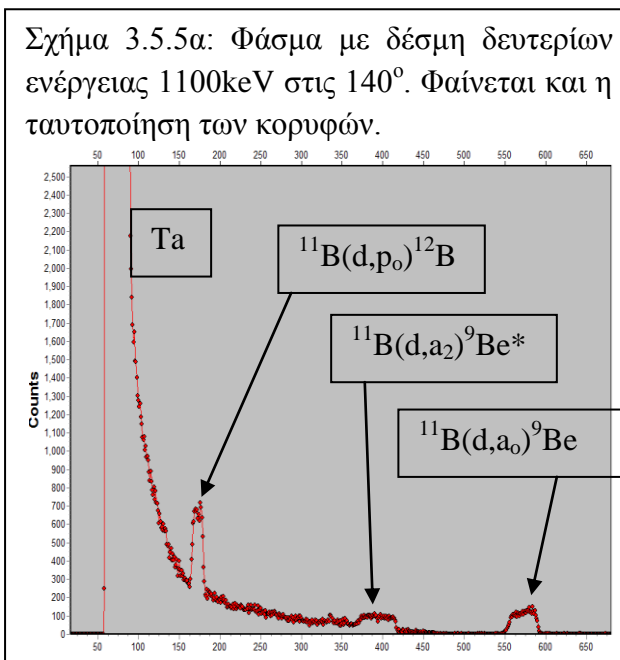
Σχήμα 3.5.4β: Φάσμα σκέδασης πρωτονίων με ενέργεια 3500keV. Για το προσομοιωμένο φάσμα (μπλε) χρησιμοποιήθηκε στόχος με 10% οξυγόνο στο στρώμα βορίου. Είναι εμφανές ότι η ποσότητα αυτή θα έδινε κορυφή ευδιάκριτη σε σχέση με το υπόβαθρο λόγω ταντάλου.



⁷ SigmaCalc: Λειτουργία στην [IBANDL] στην οποία δίνονται ενεργές διατομές για συγκεκριμένη γωνία οι οποίες υπολογίστηκαν λαμβάνοντας υπόψη πολλές διαθέσιμες εργασίες.

Από τα προηγούμενα είναι φανερό ότι η τιμή του πάχους που υπολογίστηκε με την προηγούμενη μέθοδο δεν θα μπορούσε να δοθεί με σφάλμα μικρότερο του 10% αφού από τα φάσματα με δέσμη πρωτονίων η μόνη πληροφορία που θα μπορούσαμε να έχουμε σε ότι αφορά το οξυγόνο στο στόχο είναι ότι αυτό ήταν λιγότερο από 10% του ονομαστικού πάχους. Επιπλέον, από τα φάσματα αυτά δεν μπορούσαμε να έχουμε καμιά ουσιαστική πληροφορία για το βόριο-10 και τον άνθρακα αφού οι κορυφές της ελαστικής σκέδασης για τα δύο αυτά στοιχεία εμπλέκονται με αυτή του βορίου-11 με αποτέλεσμα να μην μπορεί να εξαχθεί πληροφορία για αυτά. Για το λόγο αυτό ήταν αναγκαίο να ανατρέξουμε στα φάσματα με δέσμη δευτερίων για να πάρουμε απαντήσεις τόσο για το βόριο-10 και τον άνθρακα όσο και για το οξυγόνο.

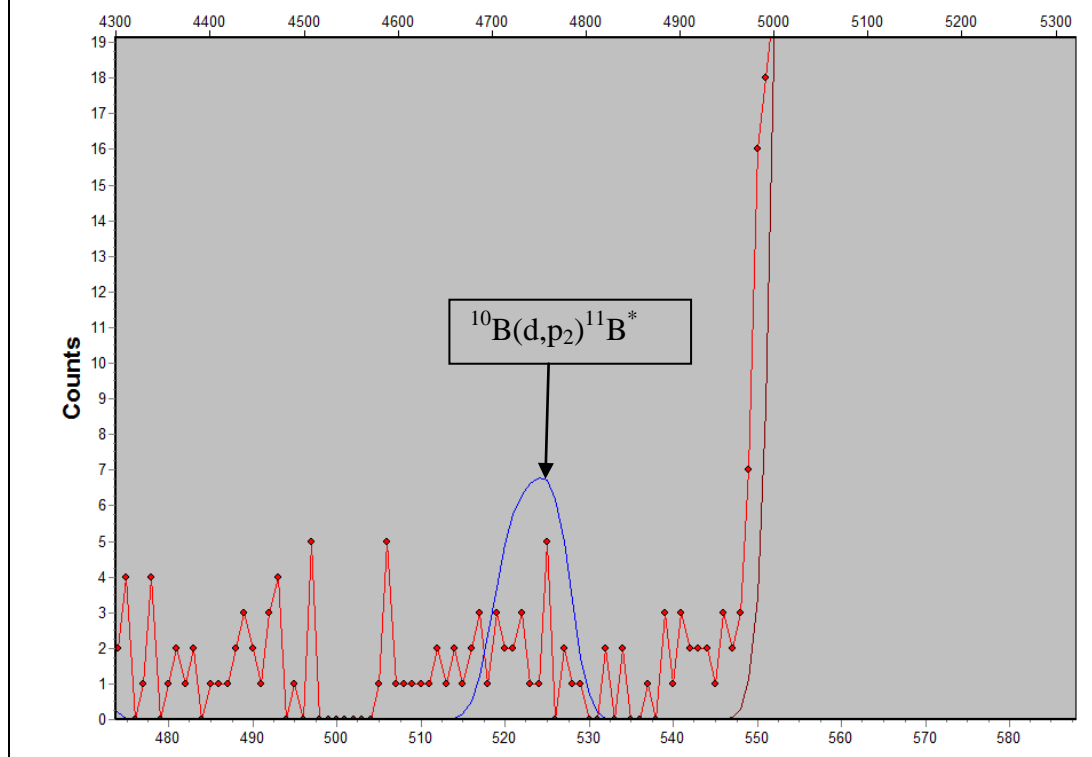
Στο σχήμα 3.5.5α φαίνεται το φάσμα που πήραμε με ενέργεια δευτερίων 1100keV στις 140° σε μεγέθυνση για να φανούν οι κορυφές που αναφέρονται στη συνέχεια. Στο σχήμα αυτό έχουν ταυτοποιηθεί οι κορυφές των αντιδράσεων $^{11}\text{B}(d,a_0)^9\text{Be}$, $^{11}\text{B}(d,a_2)^9\text{Be}^*$ και $^{11}\text{B}(d,p_0)^{12}\text{B}$ οι οποίες μελετήθηκαν στο [Kok09] και τις οποίες θα χρησιμοποιήσουμε στην περαιτέρω ανάλυση. Σε πρώτο στάδιο οι κορυφές αυτές χρησιμοποιήθηκαν για μια πιο ακριβή βαθμονόμηση των φασμάτων με δέσμη δευτερίων (η ταυτοποίηση των κορυφών έγινε με τη χρήση της υπάρχουσας βαθμονόμησης της ενότητας 3.1) για τους λόγους που αυτό έγινε και στα φάσματα με πρωτόνια στις προηγούμενες παραγράφους, και με τον ίδιο τρόπο. Στην περίπτωση αυτή είχαμε τρία σημεία για το κάθε φάσμα (3 κορυφές) και βέβαια βαθμονομήσαμε και τα τέσσερα φάσματα που λάβαμε (140°, 150°, 160°, 170°). Στο σχήμα 3.5.5β φαίνεται η ευθεία βαθμονόμησης για το φάσμα του σχήματος 3.5.5α ($E_d=1100\text{keV}$, 140°).



Έχοντας βαθμονομήσει το φάσμα ήμασταν τώρα έτοιμοι να κάνουμε τους ελέγχους που αφορούσαν τα στοιχεία που συζητήθηκαν προηγουμένως. Αρχικά κάναμε τους ελέγχους για το βόριο-10. Για να διαπιστώσουμε λοιπόν αν υπήρχε κάποια ποσότητα από βόριο-10 στο στόχο ψάξαμε τα φάσματα που πήραμε με δέσμη δευτερίων για να

διαπιστώσουμε αν υπήρχε οποιαδήποτε κορυφή που να οφείλεται σε αντίδραση με αυτό το στοιχείο. Το σύστημα $d+^{10}\text{B}$ μελετήθηκε στο παρελθόν στο [Kok07] για τις γωνίες που μας ενδιαφέρουν και επομένως είχαμε και αξιόπιστα στοιχεία ενεργών διατομών που να μας επιτρέπουν να υπολογίσουμε προσομοιωμένο φάσμα ώστε να ξέρουμε που θα έπρεπε να εμφανίζονται κορυφές για το βόριο-10. Να σημειωθεί ότι το σύστημα αυτό δίνει φάσμα με πολλές κορυφές ($\alpha_0, p_0, p_1, p_2, \dots$) γεγονός που φάνηκε πολύ χρήσιμο στον έλεγχο αυτό. Στο σχήμα 3.5.6 φαίνεται το φάσμα που πάρθηκε για τις 140° στα 1100keV σε μεγέθυνση σε μια περιοχή ενεργειών στην οποία το pileup λόγω της ύπαρξης του ταντάλου δεν δημιουργούσε προβλήματα. Στο φάσμα αυτό το προσομοιωμένο φάσμα (μπλε) υπολογίστηκε υποθέτοντας ότι ο στόχος περιέχει 4% βόριο-10. Παρατηρούμε ότι με τέτοια σύσταση στόχου θα ήταν εμφανής η κορυφή της αντίδρασης $^{10}\text{B}(d,p_2)^{11}\text{B}^*$ πράγμα που στο πειραματικό φάσμα (γραμμή με πειραματικά σημεία) δεν συμβαίνει. Μπορούμε επομένως να υποθέσουμε ότι καμιά σημαντική ποσότητα βορίου-10 δεν υπήρχε στο στόχο.

Σχήμα 3.5.6: Αντιπαραβολή πραγματικού φάσματος (γραμμή με πειραματικά σημεία) με φάσμα στο οποίο υποθέσαμε στόχο με 4% βόριο-10 (συνεχής γραμμή). Είναι φανερό ότι στο πραγματικό φάσμα δεν υπάρχει η κορυφή της αντίδρασης $^{10}\text{B}(d,p_2)^{11}\text{B}^*$, που θα υπήρχε αν στο στόχο υπήρχε βόριο-10.

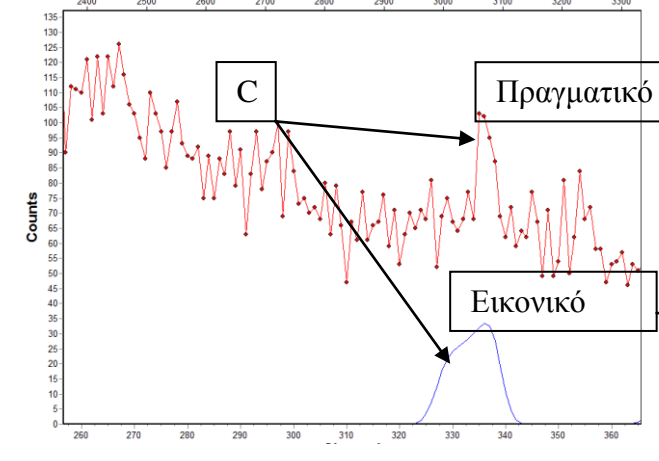


Μετά το βόριο-10, σειρά για έλεγχο είχε ο άνθρακας. Για τον έλεγχο αυτό υπολογίστηκε πάλι ένα εικονικό φάσμα υποθέτοντας κάποια ποσότητα άνθρακα στο στόχο με τη χρήση ενεργών διατομών που πάρθηκαν πάλι με τη χρήση της εντολής SigmaCalc. Στο σχήμα 3.5.7α φαίνεται αυτή η προσπάθεια για το φάσμα των 140° . Αυτή τη φορά υποθέσαμε ότι εκτός από βόριο-11 στο στόχο υπάρχει και μια ποσότητα άνθρακα ίση με το 0.5% του συνολικού στόχου (σε όλη την έκταση του

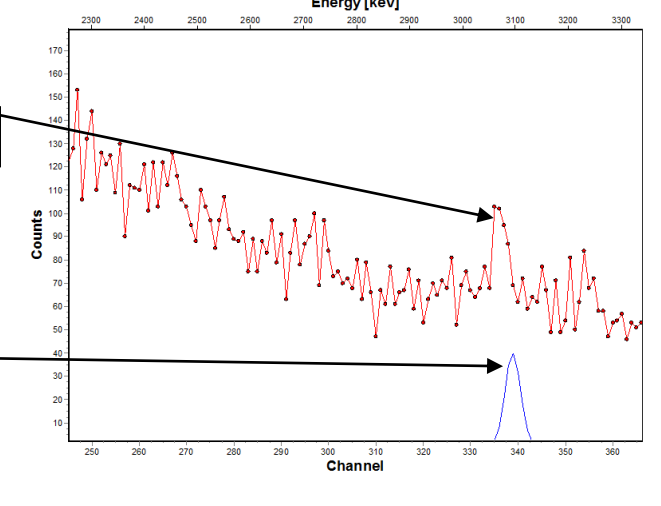
στόχου). Η εικόνα που φαίνεται στο σχήμα 3.5.7α έχει μεγεθυνθεί στην περιοχή που αναμένεται η κορυφή της αντίδρασης $^{12}\text{C}(d,p_0)^{13}\text{C}$ (3099keV). Καταρχήν, παρατηρούμε ότι στην αναμενόμενη ενέργεια έχει σχηματιστεί μια μικρή κορυφή στο πραγματικό φάσμα (γραμμή με πειραματικά σημεία) η οποία όμως επικάθεται σε υπόβαθρο (λόγο pileup) και είναι πολύ μικρή. Επιπλέον, παρατηρούμε ότι ακόμα με την πολύ μικρή ποσότητα άνθρακα που υποθέσαμε, η κορυφή στο προσομοιωμένο φάσμα (συνεχής γραμμή) είναι αρκετά «μεγαλύτερη» από την πραγματική και αρκετά πιο απλωμένη σε χαμηλότερες ενέργειες (σε αντίθεση με την πραγματική που έχει μικρό εύρος). Το γεγονός αυτό μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι, ο άνθρακας που υπήρχε στον στόχο δεν ήταν τοποθετημένος σε όλο το βάθος του μαζί με το βόριο αλλά ήταν μάλλον τοποθετημένος στην επιφάνεια του στόχου. Έτσι κι' αλλιώς αυτό ήταν κάτι που περιμέναμε αφού η κύρια αιτία ύπαρξης άνθρακα στο στόχο ήταν το «carbon build up» δηλαδή η συσσώρευση άνθρακα στην επιφάνεια ενός στόχου κατά την ακτινοβολία λόγω ύπαρξης ακαθαρσιών στον θάλαμο.

Επομένως, για να μπορέσουμε να προσομοιώσουμε τον πραγματικό στόχο υποθέσαμε ότι ο άνθρακας υπήρχε σαν ξεχωριστό λεπτό στρώμα πάνω από το βόριο-11 και προσπαθήσαμε να υπολογίσουμε ποια ποσότητα άνθρακα θα προσομοίαζε καλύτερα την παρατηρούμενη κορυφή. Βέβαια όπως φαίνεται και από τα σχήματα 3.5.7 η πραγματική κορυφή επικαθόταν όπως είπαμε σε υπόβαθρο και για τον λόγο αυτό η χρήση της εντολής «Fit Spectrum» δεν μπορούσε να χρησιμοποιηθεί εδώ. Μπορούσαμε όμως να κάνουμε τον υπολογισμό με άλλο τρόπο. Αρχικά ολοκληρώσαμε την πραγματική κορυφή στο SPECTRW αφαιρώντας ένα γραμμικό υπόβαθρο και πήραμε αποτέλεσμα 165 ± 36 γεγονότα. Στη συνέχεια, το SIMNRA μας έδινε την δυνατότητα ολοκλήρωσης της προσομοιωμένης κορυφής και καταμέτρησης των γεγονότων σ' αυτή. Μεταβάλλοντας την ποσότητα του άνθρακα στο στρώμα μπροστά από το βόριο υπολογίσαμε ποια ποσότητα δίνει κορυφή με περίπου 165 γεγονότα. Εδώ αξίζει να σημειώσουμε ότι το $Q \cdot \Omega$ που χρησιμοποιήσαμε για τον έλεγχο αυτό καθώς και για τον έλεγχο για ^{10}B υπολογίστηκε με τρόπο που περιγράφεται σε επόμενες παραγράφους.

Σχήμα 3.5.7α: Αντιπαραβολή πραγματικού φάσματος στις 140° με προσομοιωμένο στο οποίο υποθέσαμε ύπαρξη άνθρακα σε όλο το βάθος του στόχου σε ποσοστό 0.5%.



Σχήμα 3.5.7β: Εικόνα διπλανού σχήματος όταν υποθέσαμε ύπαρξη επιφανειακής στρώσης άνθρακα με πυκνότητα $27.35 \times 10^{15} \text{at/cm}^2$.

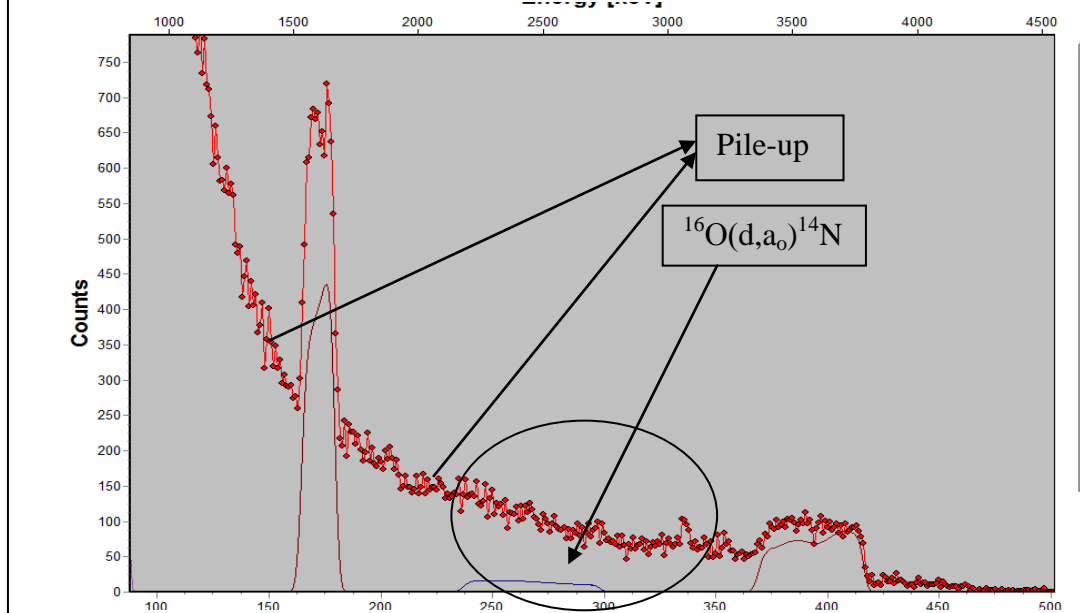


Στο σχήμα 3.5.7β παρατηρούμε καταρχήν ότι υπάρχει μια ελαφρά μετατόπιση της κορυφής στα δεξιά σε σχέση με το 3.5.7α γεγονός που σημαίνει ότι η λεπτή στρώση άνθρακα δεν ήταν τελείως επιφανειακή αλλά μάλλον συνυπήρχε μαζί με το βόριο στα πρώτα στρώματα του στόχου. Όμως, αυτό που πραγματικά έχει σημασία να δούμε είναι η ελάχιστη ποσότητα άνθρακα που χρειάστηκε να υποθέσουμε για να πάρουμε μια κορυφή στο προσομοιωμένο φάσμα η οποία να περιέχει 165 γεγονότα. Χρειάστηκε λοιπόν να υποθέσουμε επιφανειακή στρώση με επιφανειακή πυκνότητα $27.35 \times 10^{15} \text{at/cm}^2$. Η ποσότητα αυτή ήταν βέβαια αμελητέα για τα δεδομένα του δικού μας στόχου. Ας μην ξεχνάμε ότι υπολογίσαμε το πάχος στόχου με την μέθοδο του ενεργειακού «offset» με ένα σφάλμα της τάξης των $150 \times 10^{15} \text{at/cm}^2$ και η ποσότητα άνθρακα που υπολογίσαμε ήταν πολύ μικρότερη της τιμής αυτής. Επιπλέον όμως, κάναμε και κάποιες δοκιμές επαναυπολογισμού του πάχους με την προηγούμενη μέθοδο (offset στο Ta) θεωρώντας στρώμα άνθρακα μπροστά από το βόριο, αλλά οι τιμές που παίρναμε διαφωνούσαν από αυτές που είχαμε προσδιορίσει χωρίς την υπόθεση άνθρακα κατά ποσοστά πολύ μικρότερα του σφάλματος που είχαμε προσδιορίσει. Για τον λόγο αυτό αποφασίσαμε να αγνοήσουμε την ποσότητα άνθρακα που εμφανίστηκε στον στόχο σε όλο το υπόλοιπο της ανάλυσης αφού αυτή κρίθηκε αμελητέα. Άλλωστε ας μην ξεχνάμε ότι ο άνθρακας αυτός προήλθε κυρίως από «Carbon build up» και επομένως δεν ήταν παρόν σε όλη τη διάρκεια του πειράματος. Εμείς, εξετάσαμε τον στόχο με δέσμη δευτερίων αφού είχαμε συλλέξει τα φάσματα με πρωτόνια και επομένως στην «χειρότερη» του φάση από πλευράς προσμείξεων άνθρακα. Επίσης ας μην ξεχνάμε ότι σε όλη τη διάρκεια του πειράματος μετακινούσαμε τον στόχο πάνω – κάτω ώστε να αποφύγουμε ακριβώς την υπερβολική συσσώρευση άνθρακα σε ένα σημείο, και επομένως δικαιολογημένα μπορούμε να αγνοήσουμε την ύπαρξη άνθρακα.

Μέχρι τώρα λοιπόν, έχουμε δει ότι ο στόχος μας δεν είχε κάποια σημαντική πρόσμειξη από άνθρακα ή βόριο-10 και άρα απομένει μόνο να ελέγξουμε την περίπτωση του οξυγόνου. Στο σχήμα 3.5.8 φαίνεται πάλι μια αντιπαραβολή πραγματικού με προσομοιωμένο φάσμα στην περιοχή που θα αναμέναμε να παρουσιαστεί μια κορυφή οξυγόνου από την αντίδραση $^{16}\text{O}(d,a_0)^{14}\text{N}$. Για την λήψη του εικονικού φάσματος υποθέσαμε στόχο με 4% οξυγόνο και χρησιμοποιήσαμε ενεργές διατομές για το οξυγόνο πάλι από SigmaCacl. Στο σχήμα είναι φανερό ότι η περιοχή στην οποία αναμέναμε την κορυφή περιέχει έντονο pileup με αποτέλεσμα η διερεύνηση για το οξυγόνο να μην διευκολύνεται ιδιαίτερα. Μπορούμε να θυμηθούμε ότι από τα φάσματα με πρωτόνια μπορέσαμε να συμπεράνουμε ότι το οξυγόνο αν υπήρχε ήταν σε ποσότητα μικρότερη του 10%. Από τα φάσματα με δευτέρια και με παρόμοιο τρόπο μπορούμε να καλυτερεύσουμε την αρχική εκτίμηση και να μειώσουμε το όριο για τη συνολική ποσότητα οξυγόνου στο 4% αφού είναι φανερό ότι μεγαλύτερες ποσότητες θα άφηναν εμφανή σημάδια στο πειραματικό φάσμα. Σε καμιά όμως περίπτωση δεν μπορούμε να προσδιορίσουμε πόση ακριβώς ποσότητα οξυγόνου υπήρχε στον στόχο και σε πια έκταση. Άλλωστε δεν πρέπει να ξεχνάμε ότι οξυγόνο υπήρχε και λόγω της παρουσίας της ένωσης Ta_2O_5 στο τάνταλο λόγω οξειδωσης του μετάλλου, και οποιοδήποτε εμφανές σήμα οξυγόνου θα οφειλόταν και σε αυτήν την ένωση (δηλαδή το όριο 4% αφορά και αυτή την ένωση) που όμως δεν

ήταν μέρος της περιοχής του βορίου. Επομένως, αναμένουμε ότι η ποσότητα οξυγόνου στο βόριο ήταν αρκετά μικρότερη από 4%

Σχήμα 3.5.8: Αντιπαραβολή πραγματικού φάσματος με εικονικό στην περιοχή όπου αναμενόταν κορυφή λόγω οξυγόνου [$^{16}\text{O}(\text{d},\text{a}_0)^{14}\text{N}$] (βλέπε κύκλο). Έχουμε υποθέσει οξυγόνο σε ποσοστό 4% του ολικού στόχου. Είναι φανερό ότι ποσότητες οξυγόνου μεγαλύτερες από αυτές που υποθέσαμε θα ήταν εμφανείς. Επιπλέον, είναι φανερό ότι καλύτερη ανάλυση δεν επιτρεπόταν λόγω pileup.



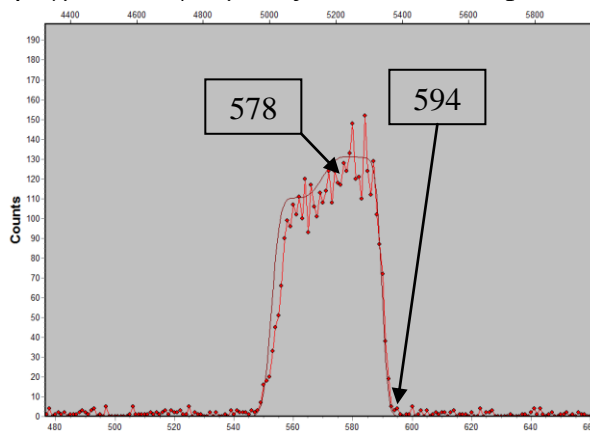
Αφού λοιπόν δεν μπορέσαμε να προσδιορίσουμε το εάν και πόσο οξυγόνο υπήρχε στο στόχο ανατρέξαμε στην βιβλιογραφία να εξετάσουμε αν η χημική συμπεριφορά του βορίου μας επιτρέπει να υποθέσουμε μη ύπαρξη οξυγόνου στον στόχο. Γενικά σε ιστοσελίδες και άρθρα γενικής χημείας (π.χ. <http://www.chemistryexplained.com>) αναφέρεται ότι το βόριο αντιδρά γενικά δύσκολα με το οξυγόνο σε θερμοκρασίες δωματίου. Η οξειδωσή του είναι αργή και γενικά η χημική του συμπεριφορά μοιάζει πολύ με του πυριτίου στο γεγονός ότι όταν οξειδωθεί σχηματίζει ένα πολύ λεπτό επιφανειακό στρώμα οξειδίου το οποίο τελικά αποτρέπει περαιτέρω οξείδωση. Αν και δεν μπορέσαμε να βρούμε αναφορές στο πάχος αυτού του στρώματος για το βόριο, στο πυρίτιο αναφέρεται ότι τέτοια στρώματα έχουν τυπικό πάχος της τάξης των 0.5nm. Πρόχειροι υπολογισμοί και υποθέτοντας πυκνότητα B_2O_3 ίση με $2.5\text{gr}/\text{cm}^3$ έδειξαν ότι τέτοια πάχη δίνουν επιφανειακή πυκνότητα οξειδίου του βορίου της τάξης των $9 \times 10^{15}\text{at}/\text{cm}^2$ που για τα δεδομένα του δικού μας στόχου ($Nt = 17992 \times 10^{15}\text{at}/\text{cm}^2$ το ονομαστικό πάχος) φάνταζε πάλι αμελητέο. Εξάλλου, όταν υπολογίσαμε το πάχος στόχου με την πρώτη μέθοδο που περιγράψαμε (ενεργειακό offset στο τάνταλο) υποθέτοντας καθαρό βόριο-11 (99.9%) στον στόχο, προέκυψε ότι το πάχος ήταν $17438 \times 10^{15}\text{at}/\text{cm}^2$ μια τιμή πολύ κοντά σε αυτή που έδινε ο κατασκευαστής και επομένως είχαμε άλλο ένα λόγο να υποθέσουμε ότι η προσέγγιση «καθαρού στόχου» ήταν ικανοποιητική.

Μπορούμε τώρα να προχωρήσουμε σε ένα 2^ο τρόπο υπολογισμού του πάχους χρησιμοποιώντας τα φάσματα με δέσμη δευτερίων και τα δεδομένα για τις ενεργές

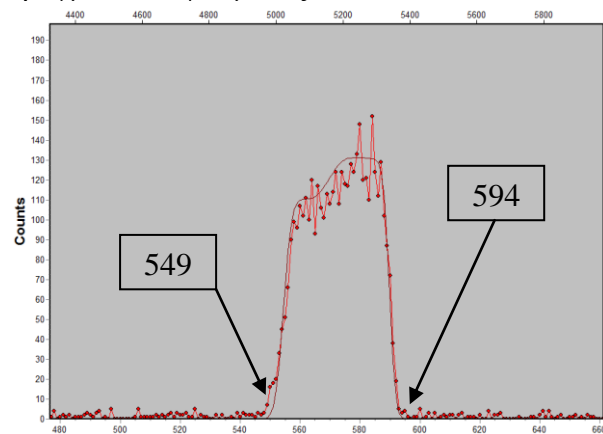
διατομές που δίνονται στο [Kok09]. Εδώ εκμεταλλευτήκαμε μόνο την κορυφή της αντίδρασης $^{11}\text{B}(\text{d},\text{a}_0)^9\text{Be}$ αφού όπως φαίνεται και από το σχήμα 3.5.5α οι άλλες κορυφές του φάσματος επηρεάζονται έντονα από το pileup. Η ιδέα είναι με τη χρήση της εντολής Fit Spectrum για ένα παράθυρο που να περιλαμβάνει όλη τη κορυφή να «φιτάρουμε» το πραγματικό φάσμα ώστε να υπολογίσουμε το πάχος του στόχου (ας θυμηθούμε εδώ την επιλογή Layer composition & thickness που χρησιμοποιήσαμε προηγουμένως). Κατά τα γνωστά για την χρήση αυτής της λειτουργίας χρειάζεται να έχουμε γνωστά τη σύσταση (υποθέσαμε πάλι καθαρό βόριο), την ενέργεια, γωνία κλπ. και βέβαια το $Q^*\Omega$. Τα φάσματα που χρησιμοποιήσαμε ήταν για ενέργεια 1100keV (1097keV) και για τις 4 γωνίες ($140^\circ, 150^\circ, 160^\circ, 170^\circ$) ώστε να μπορέσουμε να πάρουμε 4 τιμές για το πάχος.

Το $Q^*\Omega$ στα φάσματα αυτά δεν υπολογίστηκε από την απόκριση του ταντάλου γιατί η περιοχή αυτή έμενε εκτός κατά την βαθμονόμησης κατά την βαθμονόμηση με τις 3 κορυφές (βλέπε προηγούμενες σελίδες) και επειδή στην περίπτωση αυτή η διόρθωση λόγω του pile up δεν ήταν εύκολη. Για να υπολογίσουμε το φορτίο κάναμε χρήση των πρώτων στρωμάτων του βορίου στο στόχο δηλαδή τα πρώτα κανάλια της κορυφής της αντίδρασης $^{11}\text{B}(\text{d},\text{a}_0)^9\text{Be}$. Για παράδειγμα στο σχήμα 3.5.9α φαίνεται το φάσμα των 140° . Εδώ κατά την προσομοίωση υποθέσαμε ονομαστική σύσταση στόχου και εκτελέσαμε την εντολή Fit Spectrum αφήνοντας να τρέχει η παράμετρος $Q^*\Omega$ απαιτώντας συμφωνία μεταξύ των καναλιών 578 και 594 (επιφανειακά κανάλια) ώστε ο υπολογισμός να μη επηρεάζεται από το πάχος (δεν απαιτούσαμε συμφωνία σε όλη την έκταση του στόχου). Με τον τρόπο αυτό καθορίσαμε το $Q^*\Omega$ και για τα 4 φάσματα και στη συνέχεια εκτελέσαμε και πάλι την εντολή Fit Spectrum αφήνοντας τώρα σαν ελεύθερη παράμετρο το πάχος στόχου και απαιτώντας συμφωνία σε όλη την έκταση της κορυφής. Ως παράδειγμα πάλι δίνεται στο σχήμα 3.5.9β η περίπτωση των 140° όπου τώρα απαιτήσαμε συμφωνία μεταξύ των καναλιών 549 και 594.

Σχήμα 3.5.9α: Υπολογισμός $Q^*\Omega$ με την χρήση των «επιφανειακών» καναλιών της κορυφής για την περίπτωση των 140° . Φαίνονται και τα κανάλια μεταξύ των οποίων απαιτήσαμε συμφωνία εικονικού και πραγματικού φάσματος. $Q^*\Omega = 1.3\text{E}11 \text{part}^*\text{sr}$



Σχήμα 3.5.9β: Υπολογισμός πάχους στόχου με την χρήση όλων των καναλιών της κορυφής για την περίπτωση των 140° . Φαίνονται και τα κανάλια μεταξύ των οποίων απαιτήσαμε συμφωνία εικονικού και πραγματικού φάσματος. $N_t = 17336\text{E}15 \text{at}/\text{cm}^2$.



Κάνοντας την πιο πάνω διαδικασία και για τις 4 γωνίες πήραμε 4 τιμές για το πάχος του στόχου από τις οποίες υπολογίσαμε την μέση τιμή. Οι τιμές που πήραμε σε κάθε προσπάθεια φαίνονται στον πίνακα 3.5.2 μαζί με το σφάλμα τους καθώς και η μέση τιμή με το σφάλμα μέσης τιμής.

Πίνακας 3.5.2

Υπολογισμός πάχους στόχου με τη χρήση της κορυφής $^{11}\text{B}(d, a_0)^9\text{Be}$. Οι τιμές στον πίνακα αναφέρονται σε 10^{15} άτομα/cm².

Γωνία	Nt	δ(Nt)
140°	17336	76
160°	17114	83
150°	17384	78
170°	17558	88
Μέση Τιμή	17350	90

Παρατηρούμε ότι και η τιμή αυτή είναι σε εξαιρετική συμφωνία με το πάχος που υπολογίστηκε από την πρώτη μέθοδο 17438×10^{15} at/cm² και πολύ κοντά στην ονομαστική τιμή που δίνει ο κατασκευαστής 17992×10^{15} at/cm². Τελικά εμείς αποφασίσαμε σαν πραγματική τιμή για το πάχος να υιοθετήσουμε την μέση τιμή των τιμών που υπολογίσαμε με τις δύο μεθόδους που περιγράψαμε στις προηγούμενες παραγράφους. Πιο κάτω φαίνεται η τιμή αυτή. Σαν σφάλμα για το πάχος αποφασίσαμε να χρησιμοποιήσουμε την διαφορά της τιμής αυτής από την ονομαστική τιμή και επομένως είχαμε:

Τελικό Πάχος Στόχου

$$Nt = (17400 \pm 600) \times 10^{15} \text{ at/cm}^2$$

3.6. Τελικός Υπολογισμός Ενεργών Διατομών Αντιδράσεων

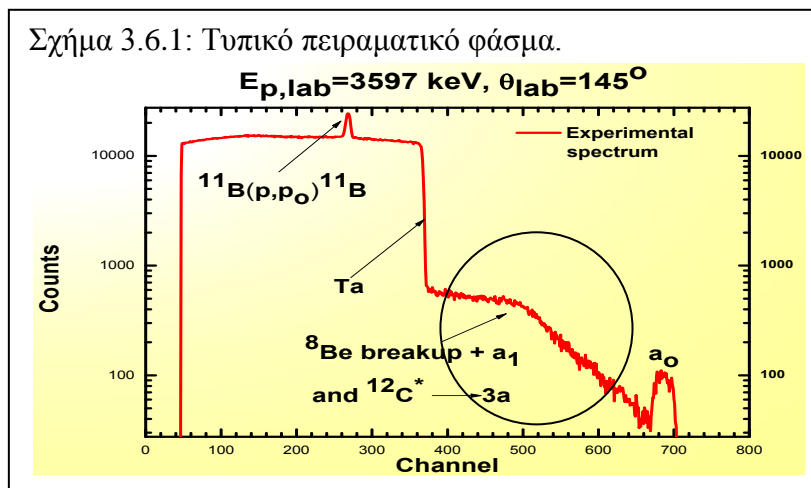
Έχουμε τώρα υπολογίσει όλες τις παραμέτρους της εξίσωσης 3.1 που χρειάζονταν για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών και μπορούμε εδώ να προχωρήσουμε στον υπολογισμό αυτό. Όλοι οι υπολογισμοί έγιναν στο Origin χρησιμοποιώντας την τιμή για το πάχος που υπολογίσαμε στην προηγούμενη ενότητα, τις αποδόσεις των αντιδράσεων από το παράρτημα Α και τα Q*Ω από το παράρτημα Β. Στον υπολογισμό του σφάλματος λήφθηκαν υπόψη τα σφάλματα στο Q*Ω και την απόδοση αλλά όχι στο πάχος στόχου αφού αυτό δεν θεωρείται στατιστικό σφάλμα και δεν προστίθεται τετραγωνικά. Ο υπολογισμός των σφαλμάτων έγινε χρησιμοποιώντας την θεωρία διάδοσης σφαλμάτων και η σχέση που δίνει το σφάλμα δίνεται από την εξίσωση 3.6.1.

$$\delta\sigma = \sigma * \sqrt{\left(\frac{\delta Y}{Y}\right)^2 + \left(\frac{\delta(Q*\Omega)}{(Q*\Omega)}\right)^2} \quad (\text{εξ. 3.6.1})$$

Στους πίνακες που ακολουθούν φαίνονται τα αποτελέσματα των υπολογισμών τα οποία αντιστοιχίζονται σε συγκεκριμένες ενέργειες. Οι ενέργειες που αντιστοιχίζονταν στην κάθε ενεργό διατομή δεν είναι οι ονομαστικές ενέργειες που φαίνονται στα παραρτήματα Α και Β. Εδώ κατά σύμβαση οι ενεργές διατομές δίνονται σε ενέργειες που αντιστοιχούσαν στην ενέργεια των σωματιδίων στο κέντρο του στόχου. Για να υπολογίσουμε την ενέργεια αυτή πρώτα κάναμε διόρθωση στην

ονομαστική ενέργεια (-3keV με βάση την ενότητα 2.6) και στη συνέχεια με τη βοήθεια του SIMNRA υπολογίζαμε την απώλεια ενέργειας σε ένα στόχο βορίου με πάχος το μισό από αυτό που υπολογίστηκε στην ενότητα 3.5 (δηλαδή $8697 \times 10^{15} \text{at/cm}^2$) για την κάθε ενέργεια πρόσπτωσης. Αφαιρώντας την υπολογιζόμενη απώλεια από την ενέργεια πρόσπτωσης βρίσκαμε το επιθυμητό. Για παράδειγμα για ενέργεια πρωτονίων 2197keV (2200keV η ονομαστική) η απώλεια για μισό στόχο θα ήταν περίπου 20keV. Αφαιρώντας το 20 από το 2197 βρίσκουμε 2177keV που είναι η ενέργεια στην οποία αντιστοιχεί η πρώτη ενεργός διατομή. Ο υπολογισμός γινόταν στο SIMNRA με τη χρήση της εντολής Calculate Stopping... δίνοντας την ενέργεια πρόσπτωσης και το είδος του στόχου. Όσο για το σφάλμα στην ενέργεια, αυτό προερχόταν από δύο συνιστώσες. Η πρώτη συνιστώσα προερχόταν από το ενεργειακό άνοιγμα της δέσμης το οποίο υπολογίστηκε ότι ήταν 1.6keV (βλέπε ενότητα 2.6) για δέσμη ενέργειας 994.9keV. Από αυτό και με μια απλή μέθοδο των τριών υπολογίζαμε ποιο ήταν το άνοιγμα και για τις υπόλοιπες ενέργειες όπως για παράδειγμα για ενέργεια 2197keV το άνοιγμα θα ήταν $1.6 * 2197 / 994.7 = 3.5 \text{keV}$. Η δεύτερη συνιστώσα προερχόταν από το ενεργειακό «straggling» της δέσμης μέσα στον στόχο το οποίο υπολογιζόταν από το SIMNRA κατά τον υπολογισμό των απωλειών και δινόταν στην έξοδο. Οι δύο συνιστώσες προσθέτονταν τετραγωνικά και έτσι προέκυπτε το συνολικό σφάλμα στην ενέργεια.

Στους πίνακες που ακολουθούν δίνονται τα αποτελέσματα των ενεργών διατομών για τις αντιδράσεις $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ και $^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{Be}$ σε γωνίες 135° , 140° , 145° , 150° , 155° , και 160° . Υπενθυμίζεται ότι το σφάλμα στην γωνία ήταν 1.5° . Τα αποτελέσματα για τις 165° και 170° δίνονται στο παράρτημα Γ ξεχωριστά λόγω των προβλημάτων που συζητήθηκαν στις προηγούμενες ενότητες, μαζί με μια ενδιαφέρουσα συζήτηση. Τέλος, μετά τους πίνακες των αποτελεσμάτων δίνονται και τα διαγράμματα των ενεργών διατομών συναρτήσει της ενέργειας (excitation functions). Στα διαγράμματα αυτά, όπου ήταν δυνατό, φαίνονται και αποτελέσματα από άλλα πειράματα για να μπορεί να γίνει η κατάλληλη σύγκριση. Συζήτηση και περιγραφή των αποτελεσμάτων γίνεται στο επόμενο κεφάλαιο. Στο σχήμα 3.6.1 φαίνεται πάλι το τυπικό πειραματικό φάσμα του σχήματος 3.1.2, για σκοπούς πληρότητας της παρουσίασης των αποτελεσμάτων και για να διευκολυνθεί η συζήτηση στο επόμενο κεφάλαιο.



Πίνακας 3.6.1

Αριθμητικές Τιμές Ενέργων Διατομών για την αντίδραση $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$.

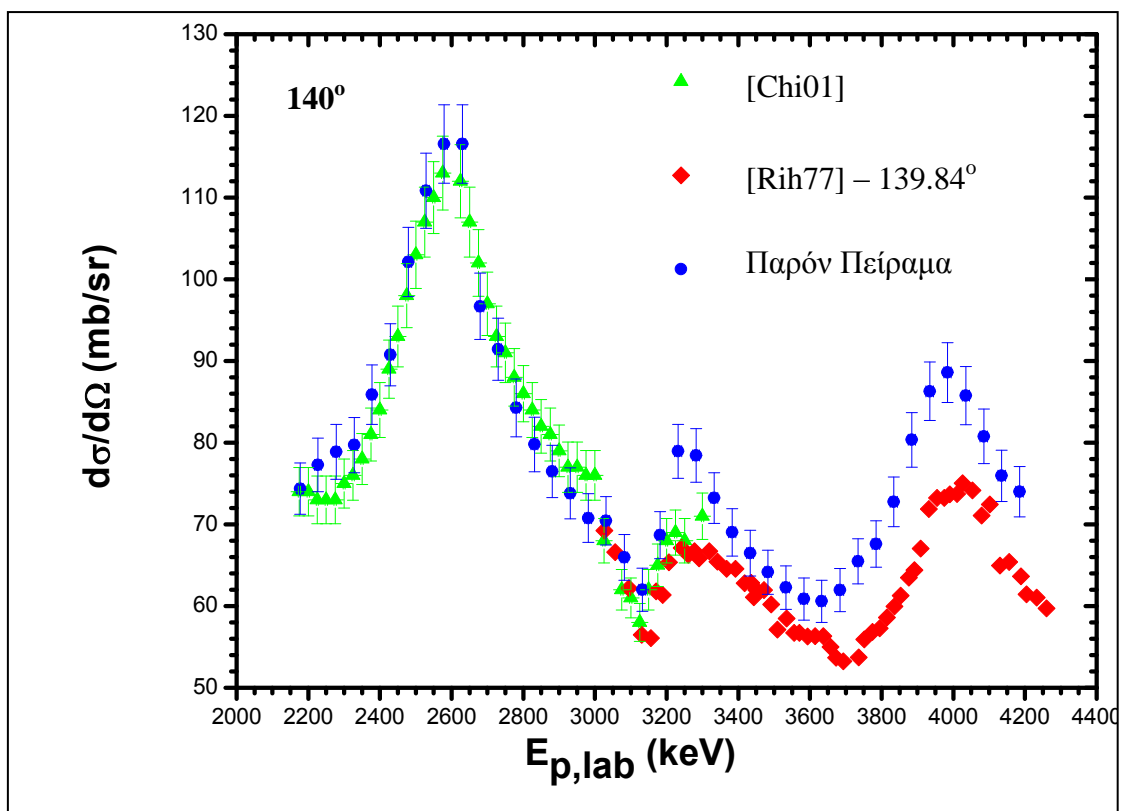
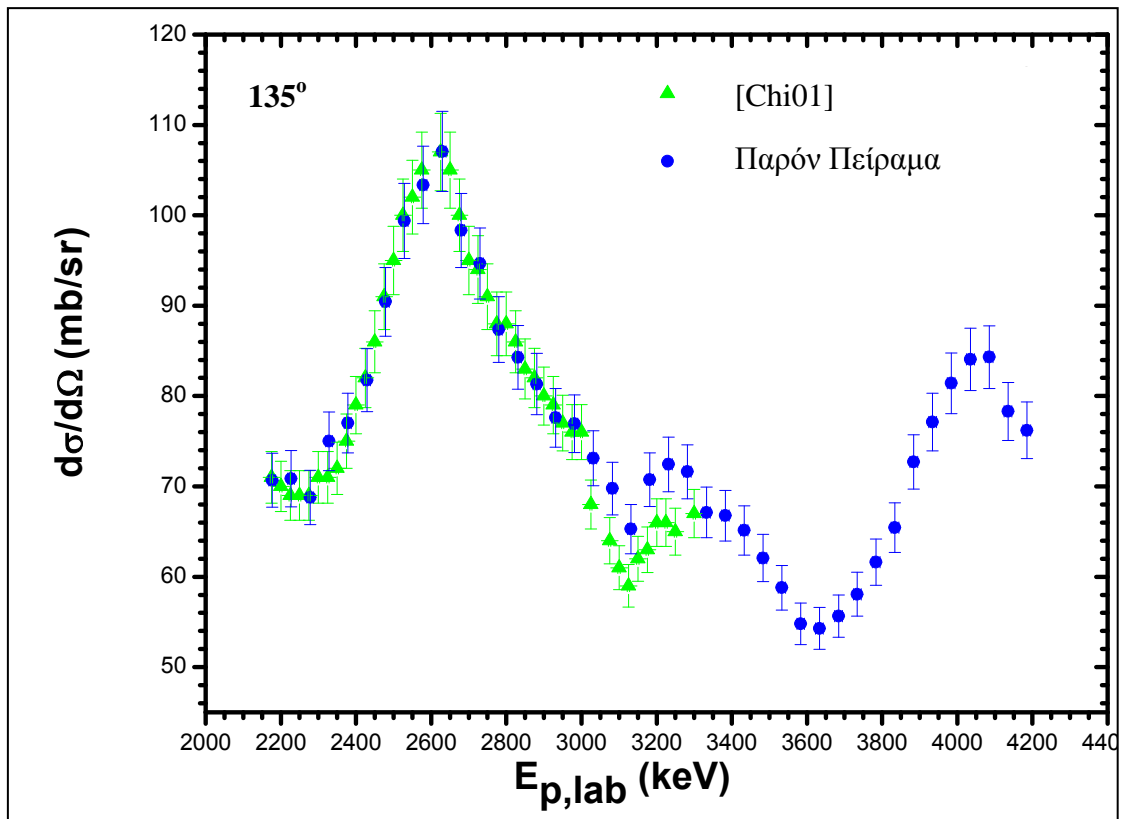
$E_{p,\text{lab}}$ (keV)	$\delta E_{p,\text{lab}}$ (keV)	$\sigma \pm \delta\sigma$ (mb/sr) $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$											
		135°		140°		145°		150°		155°		160°	
2177	9	71	3	74	3	82	3	94	4	87	3	90	3
2227	9	71	3	77	3	86	3	93	4	86	3	90	4
2278	9	69	3	79	3	89	3	94	4	86	3	98	4
2328	9	75	3	80	3	90	3	99	4	89	4	104	4
2378	9	77	3	86	4	100	4	105	4	101	4	108	4
2429	9	82	3	91	4	107	4	117	4	109	4	126	5
2479	9	90	4	102	4	119	4	127	5	123	5	134	5
2529	9	99	4	111	5	126	5	137	5	130	5	142	5
2579	9	103	4	117	5	127	5	140	5	133	5	147	6
2630	9	107	4	117	5	126	5	135	5	126	5	138	5
2680	9	98	4	97	4	108	4	106	4	110	4	109	4
2730	9	95	4	91	4	101	4	95	4	99	4	96	4
2780	9	87	4	84	4	93	4	88	3	89	3	83	3
2831	9	84	4	80	3	87	3	79	3	79	3	78	3
2881	9	81	3	76	3	84	3	79	3	80	3	76	3
2931	9	78	3	74	3	82	3	79	3	80	3	73.7	2.9
2981	9	77	3	71	3	80	3	73.0	2.8	81	3	75	3
3031	9	73	3	70	3	79	3	72.6	2.8	73.7	2.9	73.4	2.9
3082	10	69.8	2.9	65.9	2.8	76.5	2.9	68.8	2.7	71.0	2.8	65.7	2.6
3132	10	65.3	2.7	62.0	2.6	69.5	2.7	65.8	2.6	69.0	2.7	67.0	2.7
3182	10	71	3	68.7	2.9	84	3	77	3	84	3	81	3
3232	10	72	3	79	3	88	3	92	3	91	3	95	4
3282	10	72	3	78	3	89	3	90	3	92	3	94	4
3333	10	67.1	2.8	73	3	85	3	85	3	91	3	90	3
3383	10	66.8	2.8	69.0	2.9	83	3	83	3	87	3	87	3
3433	10	65.1	2.7	66.5	2.8	80	3	81	3	80	3	85	3
3483	10	62.1	2.6	64.2	2.7	76.8	2.9	81	3	80	3	86	3
3533	10	58.8	2.5	62.3	2.7	75.9	2.9	77	3	81	3	78	3
3583	10	54.8	2.3	60.9	2.6	71.9	2.7	75.5	2.9	76	3	77	3
3633	10	54.3	2.3	60.6	2.6	69.4	2.6	73.6	2.8	70.8	2.8	76	3
3684	10	55.6	2.4	62.0	2.6	68.9	2.6	70.9	2.7	70.3	2.7	77	3
3734	10	58.1	2.4	65.5	2.8	69.9	2.7	74.4	2.8	72.0	2.8	76	3
3784	10	61.6	2.6	67.6	2.8	73.5	2.8	78	3	73.4	2.8	77	3
3834	10	65.4	2.7	73	3	78.2	2.9	82	3	79	3	85	3
3884	10	73	3	80	3	86	3	88	3	82	3	89	3
3934	10	77	3	86	4	87	3	93	3	87	3	94	4
3984	10	81	3	89	4	86	3	92	3	91	3	89	3
4035	10	84	3	86	4	87	3	88	3	83	3	83	3
4085	10	84	3	81	3	83	3	80	3	74.5	2.8	75.0	2.9
4135	10	78	3	76	3	75.1	2.8	73.9	2.8	70.0	2.7	65.2	2.6
4185	10	76	3	74	3	72.0	2.7	69.1	2.7	63.0	2.4	64.9	2.6

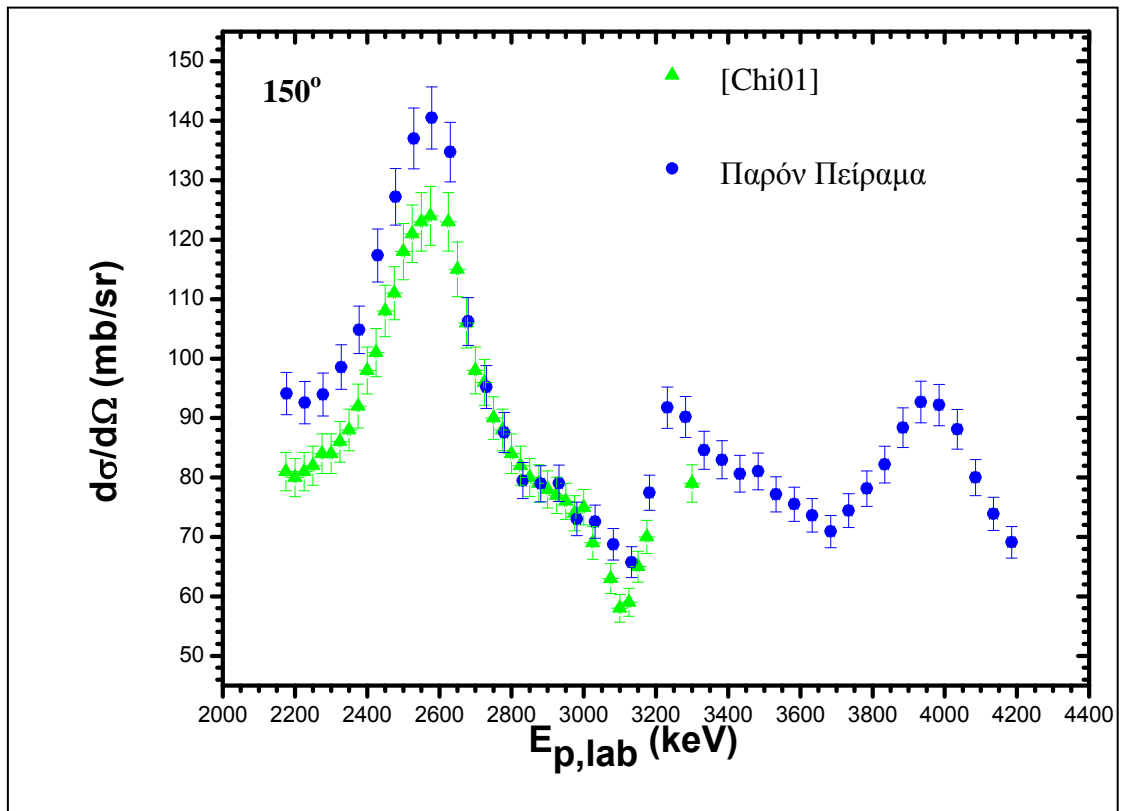
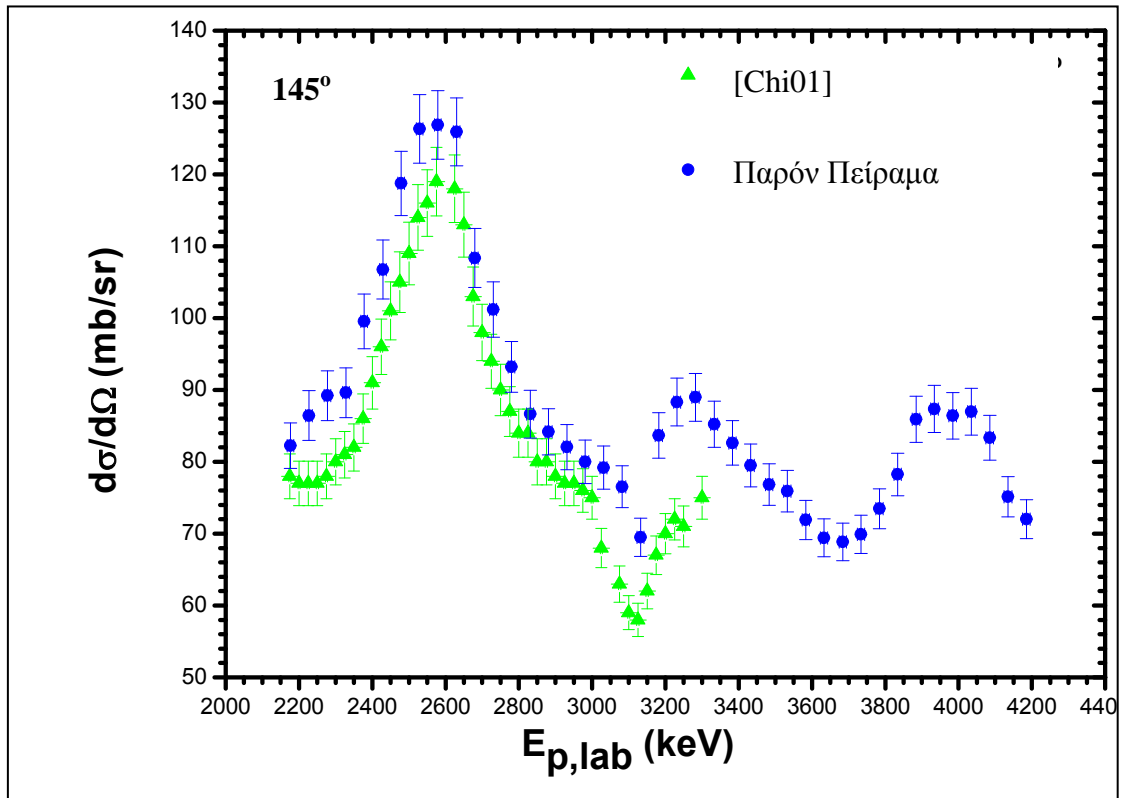
Πίνακας 3.6.2

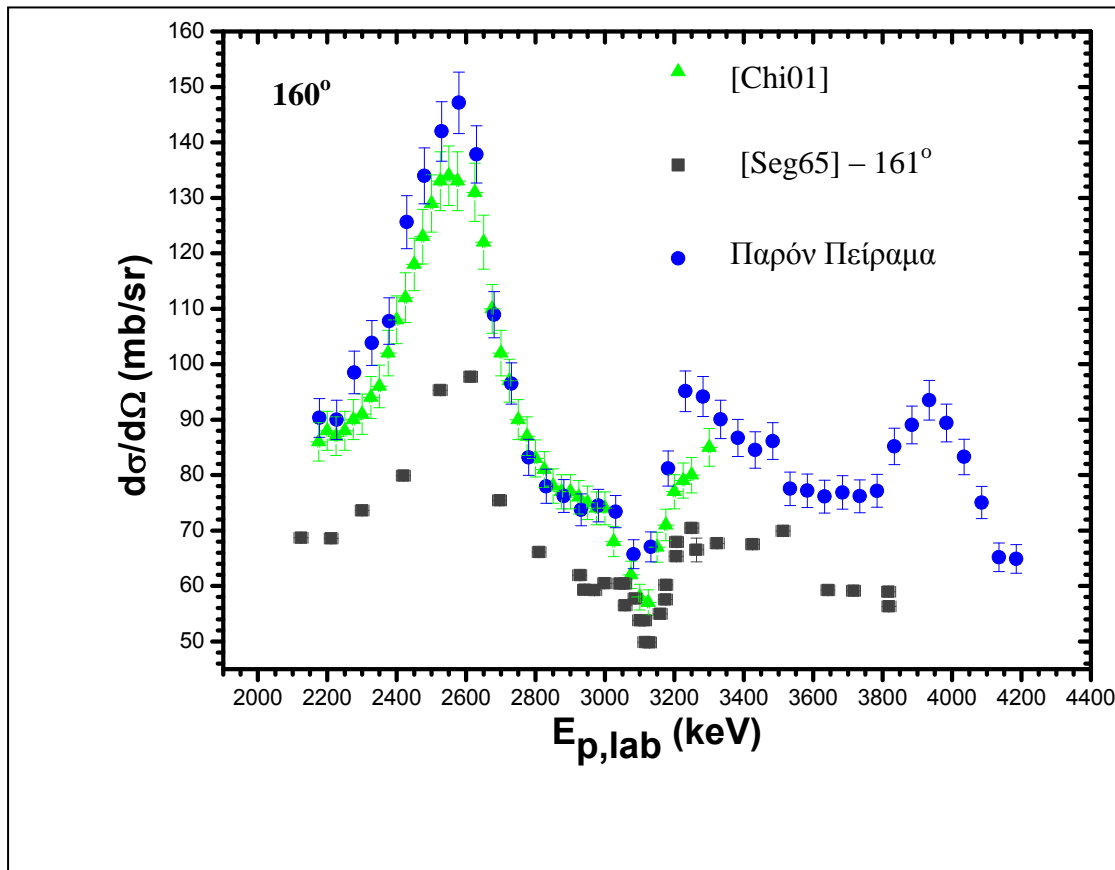
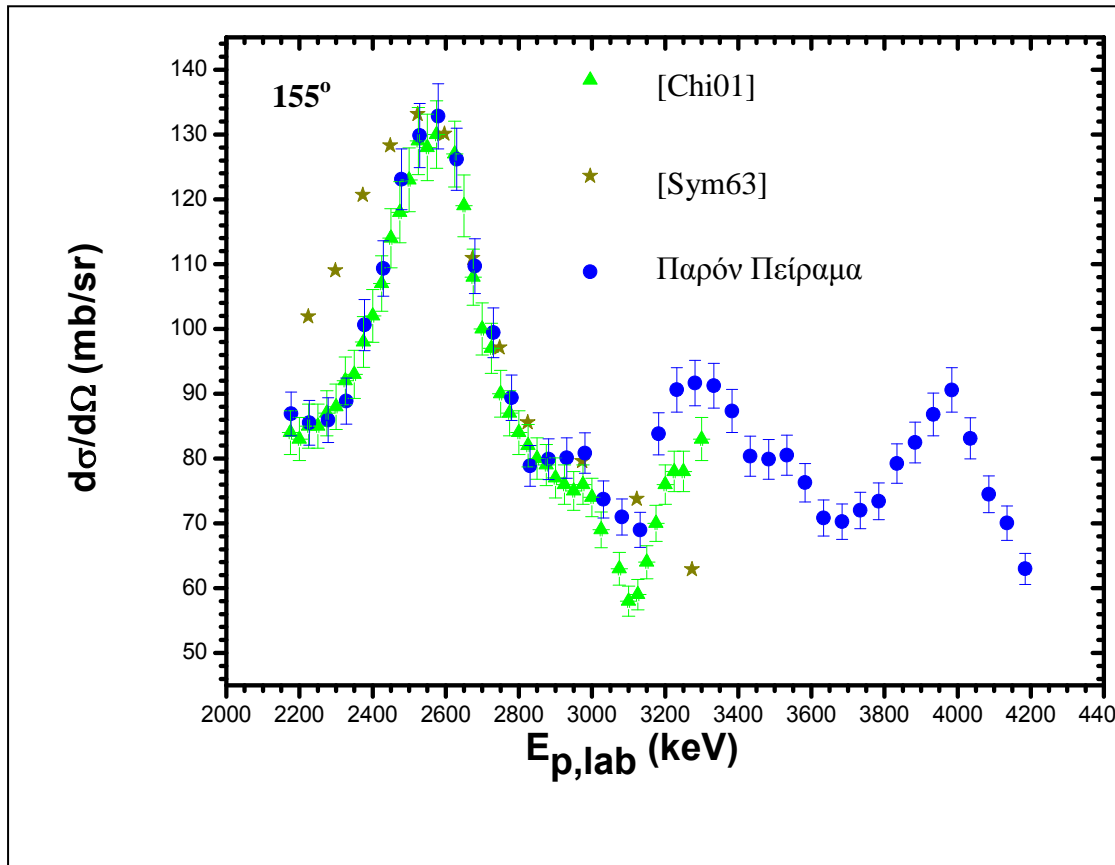
Αριθμητικές Τιμές Ενεργών Διατομών για την αντίδραση $^{11}\text{B}(p, a_0)^8\text{Be}$

$E_{p,\text{lab}}$ (keV)	$\delta E_{p,\text{lab}}$ (keV)	$\sigma \pm \delta\sigma$ (mb/sr) $^{11}\text{B}(p, a_0)^8\text{Be}$											
		135°		140°		145°		150°		155°		160°	
2177	9	0.58	0.03	0.60	0.03	0.60	0.03	0.61	0.03	0.51	0.03	0.51	0.03
2227	9	0.68	0.04	0.73	0.04	0.83	0.05	0.80	0.04	0.70	0.05	0.78	0.04
2278	9	1.00	0.05	1.13	0.06	1.07	0.06	1.19	0.06	0.97	0.05	1.09	0.06
2328	9	1.47	0.07	1.45	0.07	1.57	0.08	1.55	0.07	1.33	0.07	1.38	0.07
2378	9	1.86	0.09	2.06	0.10	2.25	0.10	2.21	0.10	1.90	0.09	2.07	0.10
2429	9	2.58	0.12	2.55	0.12	2.91	0.13	2.91	0.12	2.70	0.13	2.70	0.12
2479	9	3.54	0.16	3.80	0.17	3.80	0.16	3.98	0.16	3.74	0.16	3.79	0.16
2529	9	4.19	0.19	4.69	0.20	5.13	0.21	5.06	0.20	4.73	0.20	4.57	0.19
2579	9	4.89	0.21	5.38	0.23	5.60	0.22	5.68	0.23	5.36	0.22	5.55	0.22
2630	9	5.04	0.22	5.38	0.23	5.64	0.23	5.89	0.23	5.58	0.22	5.62	0.23
2680	9	4.80	0.21	4.37	0.19	5.08	0.20	4.96	0.20	4.97	0.20	4.68	0.19
2730	9	3.83	0.17	3.81	0.17	4.17	0.17	3.97	0.16	3.98	0.17	3.54	0.15
2780	9	2.74	0.13	2.92	0.13	2.98	0.13	2.80	0.12	2.93	0.13	2.63	0.12
2831	9	1.81	0.09	1.84	0.09	2.07	0.09	1.71	0.08	1.82	0.09	1.57	0.08
2881	9	1.26	0.06	1.17	0.06	1.24	0.06	0.98	0.05	1.13	0.06	0.88	0.05
2931	9	0.82	0.04	0.70	0.04	0.78	0.04	0.61	0.04	0.54	0.04	0.50	0.04
2981	9	0.58	0.03	0.51	0.03	0.56	0.03	0.45	0.03	0.57	0.04	0.50	0.04
3031	9	0.52	0.03	0.47	0.03	0.66	0.04	0.58	0.04	0.60	0.04	0.65	0.04
3082	10	0.51	0.03	0.60	0.04	0.77	0.04	0.77	0.04	0.79	0.04	0.81	0.05
3132	10	0.72	0.04	0.73	0.04	1.06	0.05	0.91	0.05	1.05	0.06	1.17	0.06
3182	10	0.80	0.04	0.77	0.04	1.21	0.06	1.13	0.06	1.30	0.07	1.32	0.07
3232	10	0.80	0.04	0.94	0.05	1.10	0.06	1.32	0.07	1.31	0.06	1.46	0.07
3282	10	0.84	0.05	0.90	0.05	1.23	0.06	1.33	0.07	1.37	0.07	1.54	0.08
3333	10	0.82	0.05	0.97	0.05	1.30	0.06	1.37	0.07	1.39	0.07	1.50	0.08
3383	10	0.97	0.05	1.01	0.06	1.56	0.07	1.46	0.07	1.65	0.08	1.55	0.08
3433	10	0.98	0.06	1.15	0.06	1.61	0.08	1.64	0.08	1.67	0.08	1.86	0.09
3483	10	1.13	0.07	1.38	0.07	1.71	0.08	1.98	0.09	1.84	0.09	1.98	0.09
3533	10	1.37	0.07	1.52	0.08	2.06	0.10	2.04	0.10	2.06	0.10	2.19	0.10
3583	10	1.52	0.08	1.73	0.09	2.00	0.10	2.07	0.10	2.39	0.11	2.20	0.10
3633	10	1.69	0.09	1.81	0.09	2.11	0.10	2.26	0.10	2.27	0.11	2.48	0.11
3684	10	1.75	0.09	1.92	0.09	2.44	0.12	2.32	0.11	2.16	0.11	2.58	0.12
3734	10	1.66	0.09	1.95	0.10	2.46	0.12	2.59	0.12	2.46	0.12	2.43	0.11
3784	10	1.68	0.09	1.79	0.10	2.47	0.11	2.59	0.12	2.42	0.12	2.66	0.12
3834	10	1.77	0.10	2.03	0.10	2.04	0.11	2.34	0.11	2.04	0.11	2.44	0.12
3884	10	1.76	0.09	1.81	0.09	2.29	0.11	2.40	0.11	2.44	0.11	2.28	0.11
3934	10	1.51	0.09	1.75	0.09	2.19	0.12	2.13	0.10	2.22	0.12	2.21	0.11
3984	10	1.56	0.09	1.54	0.08	1.90	0.11	1.87	0.09	1.76	0.10	2.18	0.11
4035	10	1.12	0.08	1.46	0.09	1.77	0.10	1.86	0.10	1.75	0.10	1.85	0.10
4085	10	1.25	0.08	1.32	0.08	1.61	0.09	1.64	0.09	1.44	0.09	1.70	0.10
4135	10	1.07	0.07	1.38	0.08	1.48	0.08	1.51	0.08	1.45	0.08	1.36	0.08
4185	10	0.90	0.07	0.89	0.07	1.35	0.08	1.03	0.07	1.29	0.08	1.28	0.08

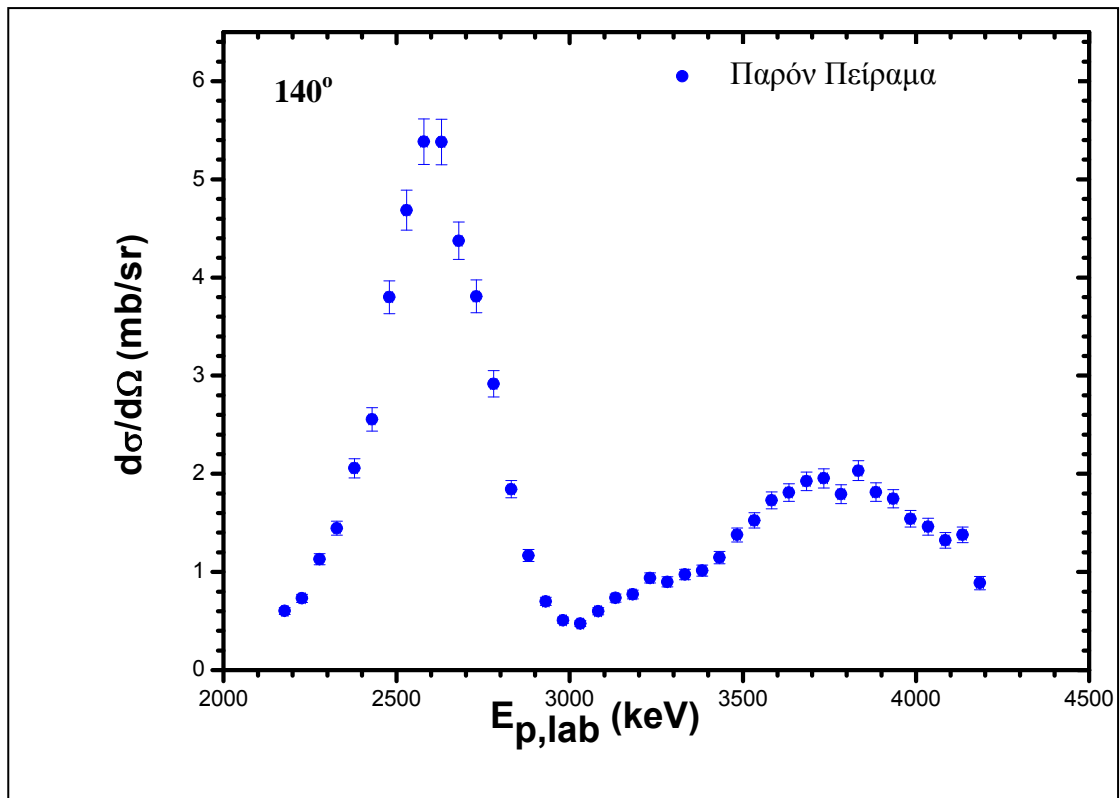
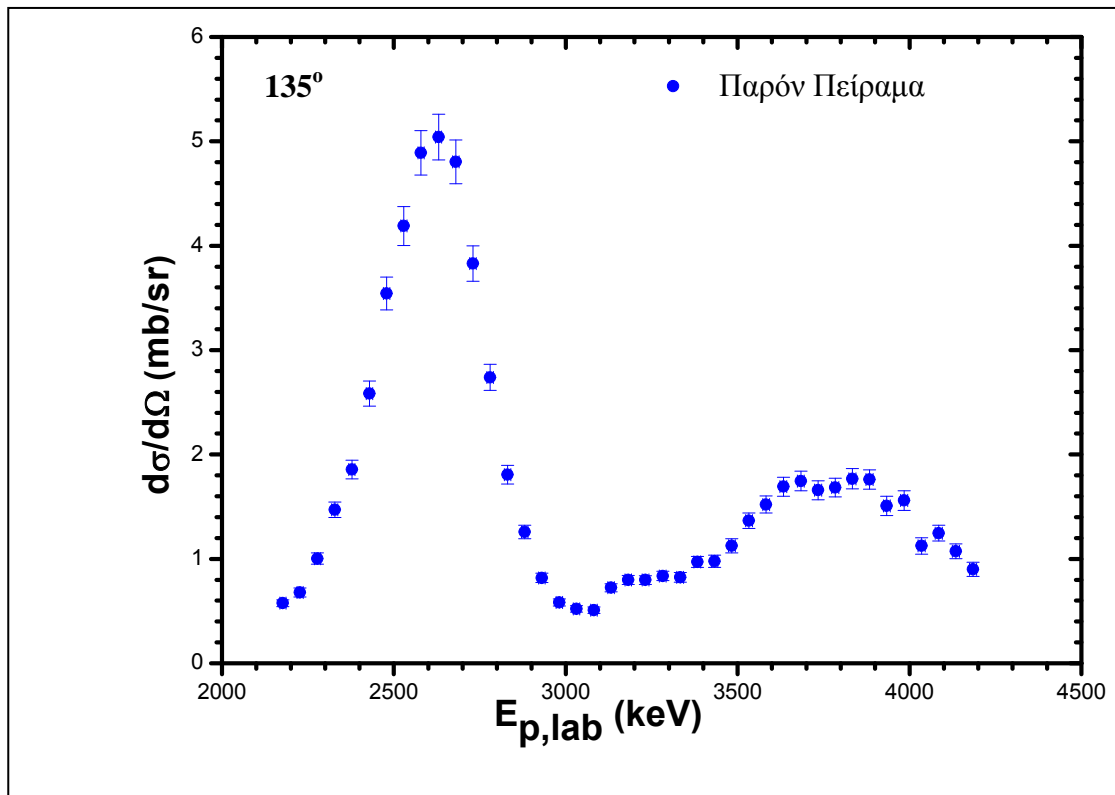
Σχήμα 3.6.2: Διαγράμματα ενεργών διατομών για την αντίδραση $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ για τις 6 πρώτες γωνίες. Στα διαγράμματα φαίνονται επίσης και οι ενεργές διατομές που μετρήθηκαν από άλλα εργαστήρια για σύγκριση.

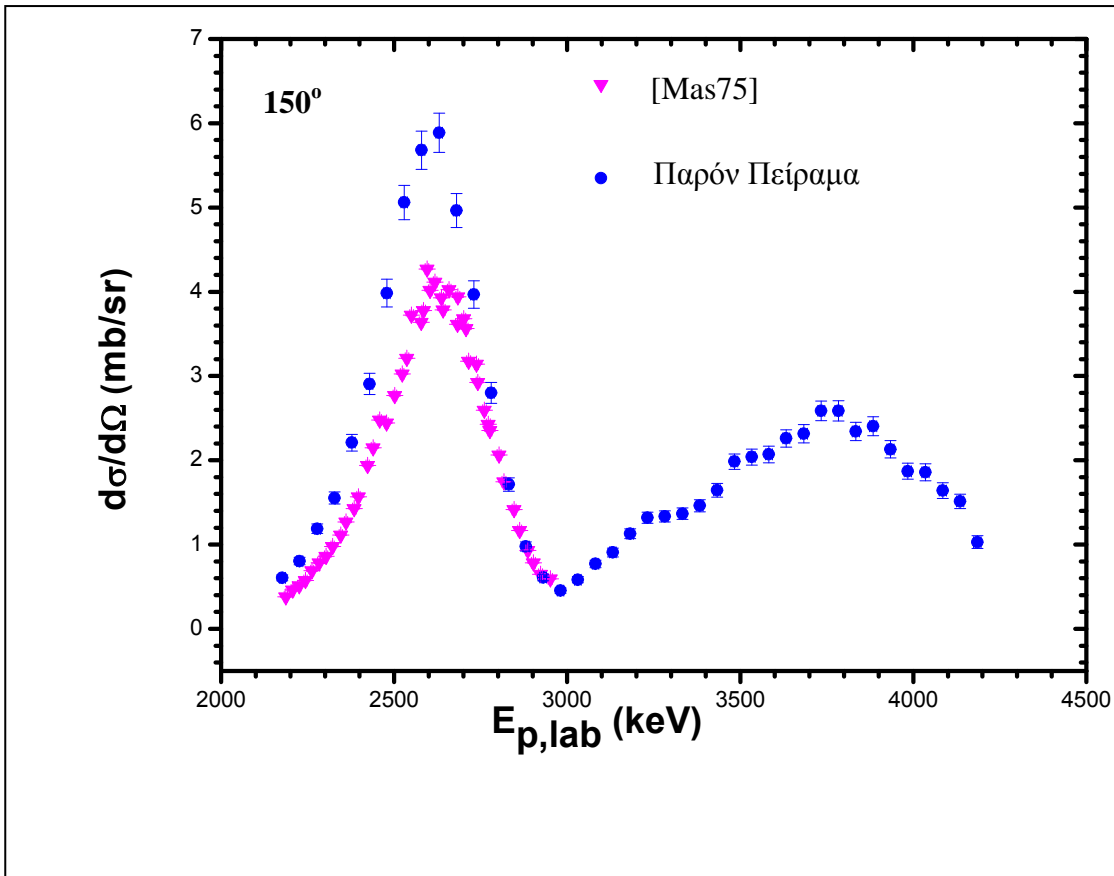
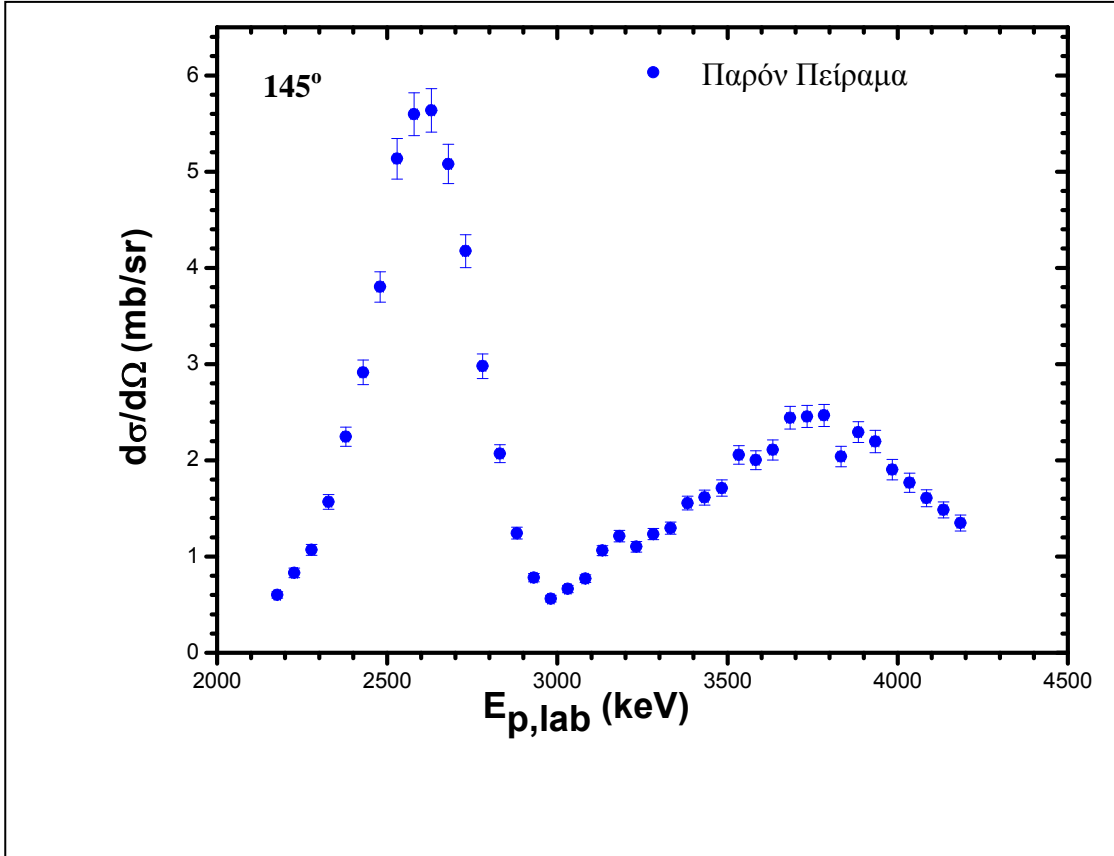


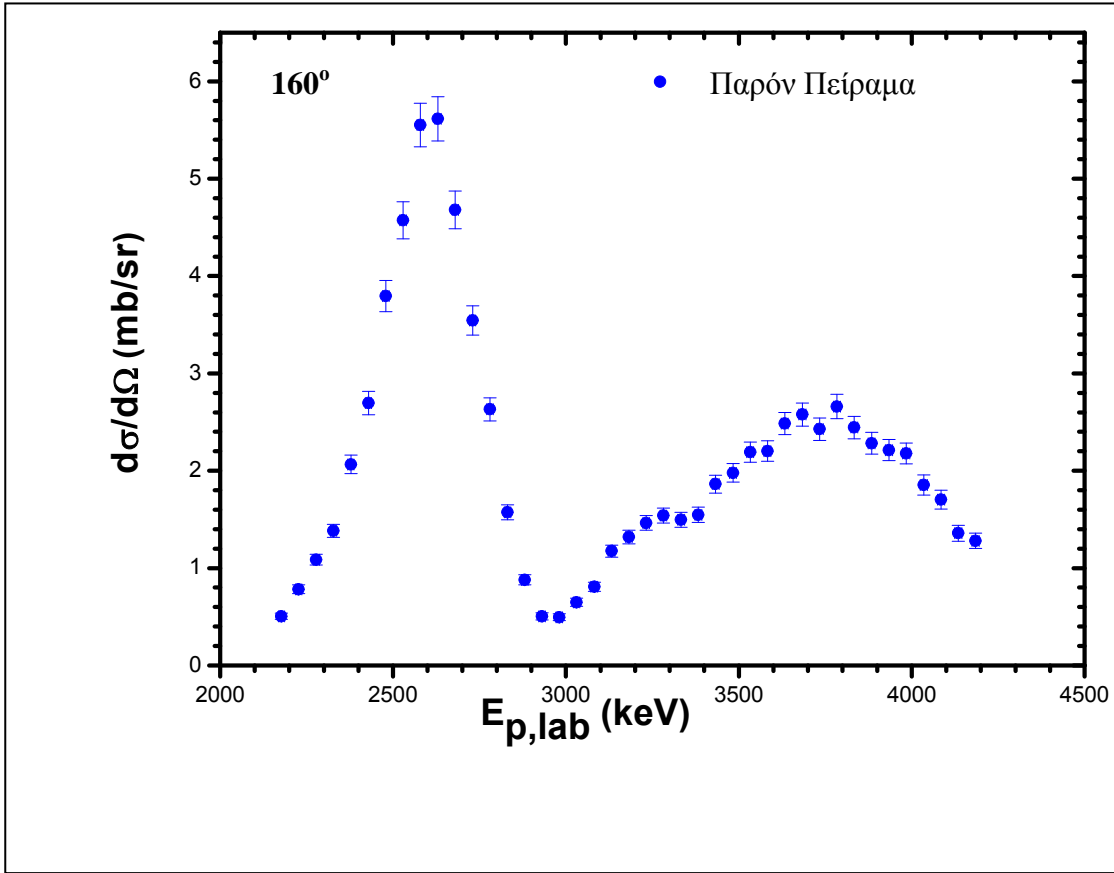
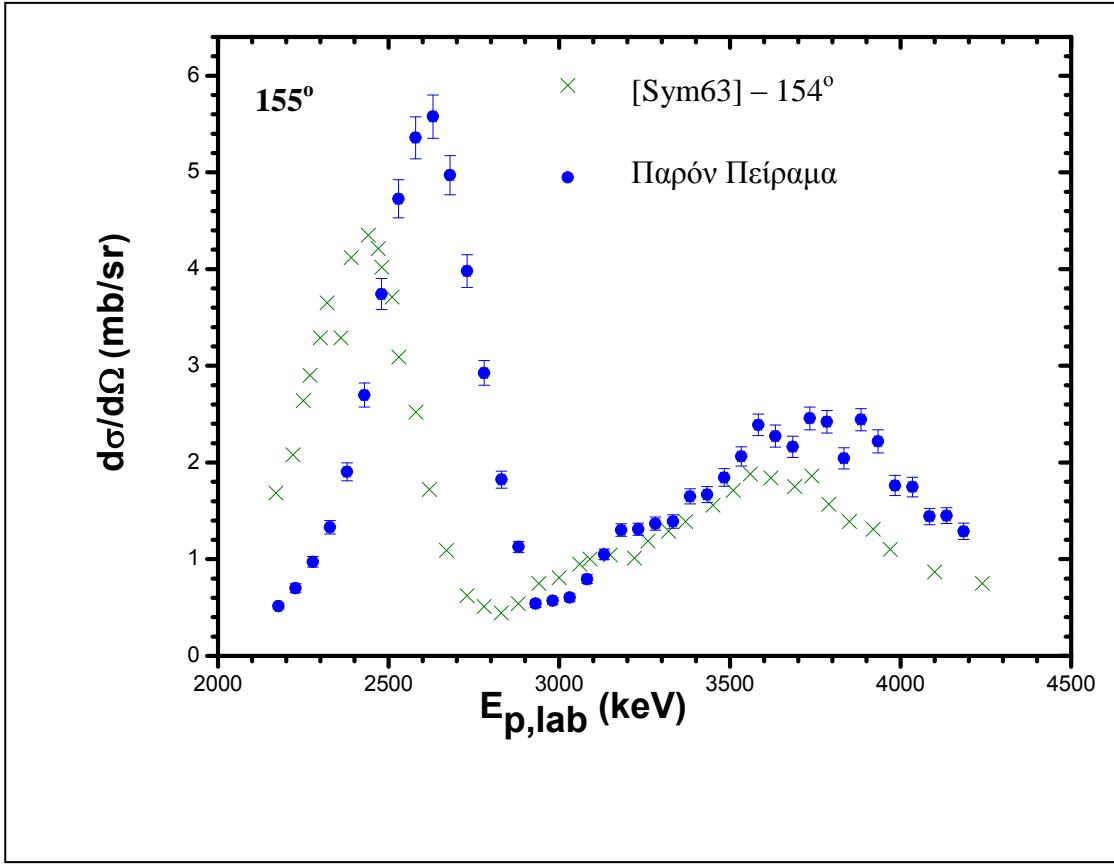




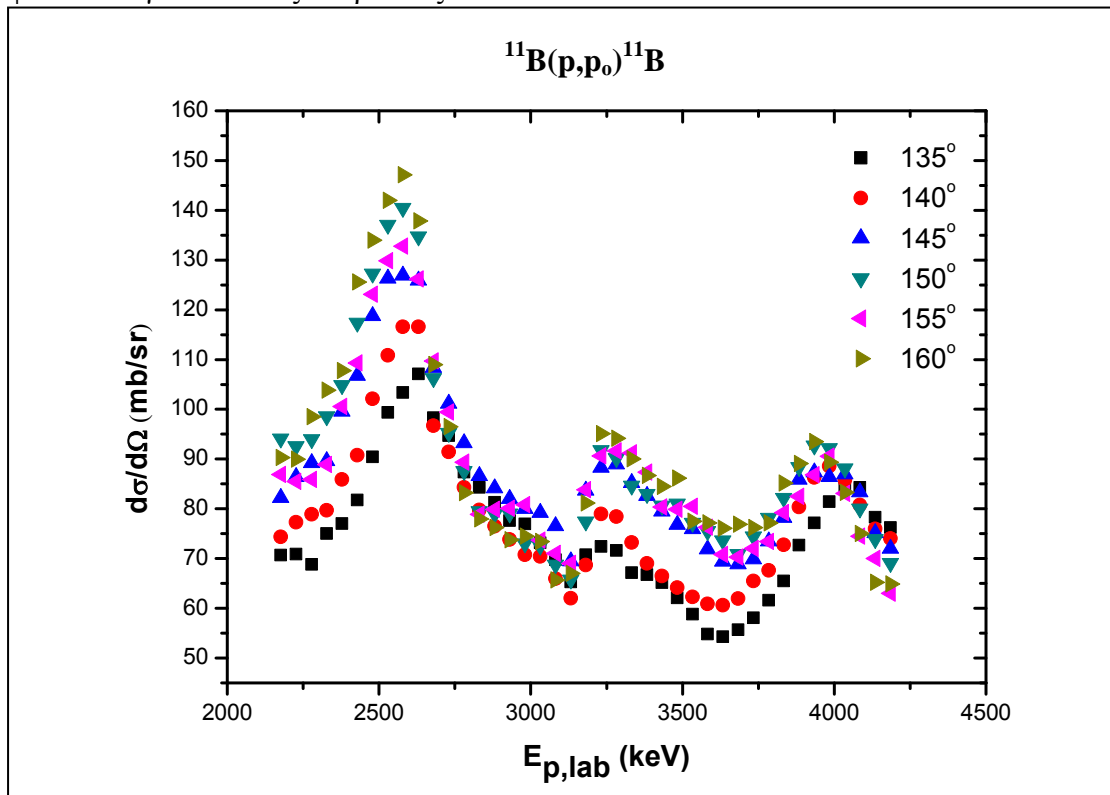
Σχήμα 3.6.3: Διαγράμματα ενεργών διατομών για την αντίδραση $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ για τις 6 πρώτες γωνίες. Στα διαγράμματα φαίνονται επίσης και οι ενεργές διατομές που μετρήθηκαν από άλλα εργαστήρια για σύγκριση.



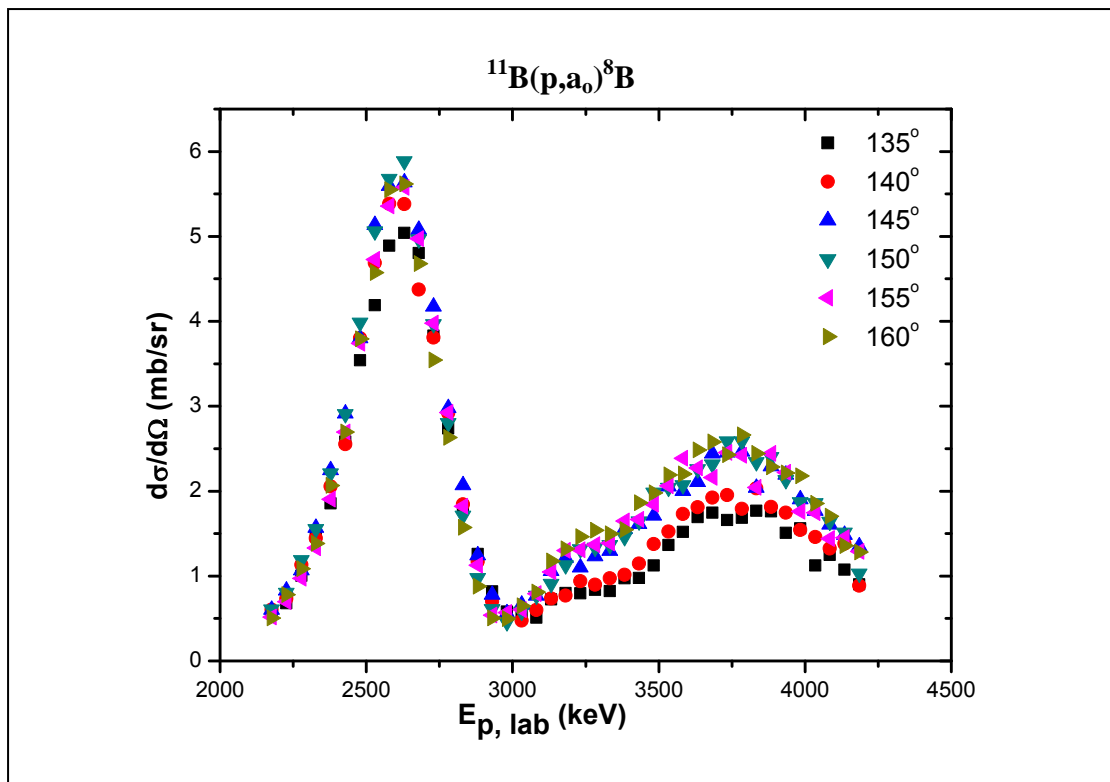




Σχήμα 3.6.4: Συγκεντρωτικό διάγραμμα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ για όλες τις έξι γωνίες που φαίνονται στο σχήμα 3.6.2. Στο διάγραμμα αυτό φαίνεται η γωνιακή εξάρτηση της ενεργού διατομής. Τα σφάλματα δεν φαίνονται για σκοπούς ευκρίνειας.



Σχήμα 3.6.5: Συγκεντρωτικό διάγραμμα ενεργών διατομών της αντίδρασης $^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{B}$ για όλες τις έξι γωνίες που φαίνονται στο σχήμα 3.6.3. Στο διάγραμμα αυτό φαίνεται η γωνιακή εξάρτηση της ενεργού διατομής. Τα σφάλματα δεν φαίνονται για σκοπούς ευκρίνειας.



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4 ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ – ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

4.1. Συνοπτική Περιγραφή Φασμάτων

Φτάσαμε τώρα στο τελευταίο κεφάλαιο της παρούσας εργασίας στο οποίο θα γίνει μια συζήτηση των αποτελεσμάτων τα οποία παρουσιάστηκαν στην ενότητα 3.6. Καταρχήν, ξεκινάμε με μια σύντομη περιγραφή των φασμάτων με δέσμη πρωτονίων η οποία αν και έγινε σε διάσπαρτα κομμάτια των προηγούμενων κεφαλαίων είναι καλό να υπάρχει εδώ σε μια πιο συγκεντρωτική μορφή. Στο σχήμα 3.6.1, φαίνεται ένα τυπικό φάσμα με δέσμη πρωτονίων σε λογαριθμική κλίμακα όπου κανείς μπορεί να διακρίνει τις κορυφές των αντιδράσεων $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ και $^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{Be}$, καθώς και την απόκριση του τανταλίου. Είναι φανερό ότι η κορυφή της ελαστικής σκέδασης επικάθεται σε ένα ισχυρό υπόβαθρο λόγω του τανταλίου γεγονός που όπως είδαμε προκάλεσε κάποια προβλήματα στην ολοκλήρωση της κορυφής αυτής. Αντίθετα η κορυφή των a_0 είναι απαλλαγμένη από υπόβαθρα λόγω βαρέων στοιχείων (λόγω μεγάλου Q της αντίδρασης τα a παράγονται σε αρκετά υψηλές ενέργειες) γεγονός που αυξάνει τη σπουδαιότητα της αντίδρασης αυτής.

Επιπλέον στο σχήμα 3.6.1 μπορεί κανείς να δει μια «φαρδιά» κορυφή (βλέπε κύκλο στο σχήμα) η οποία έχει εν μέρει να κάνει με την αντίδραση $^{11}\text{B}(p,a_1)^8\text{Be}$. Όπως όμως εξηγήθηκε και στο κεφάλαιο 1 στην τελευταία παράγραφο στη συζήτηση για την NRA, σωματίδια από διάσπαση του βηρυλλίου σε δύο a ($^{11}\text{B}(p,a)2a$) καθώς και σωματίδια από απευθείας διάσπαση του άνθρακα-12 σε 3- a ($^{11}\text{B}(p,3a)$) εμπλέκονται στην «κορυφή» αυτή και αυτό εξηγεί το μεγάλο εύρος που παρατηρείται. Θυμίζουμε ότι στο [Kok07] υπάρχει μια ωραία συζήτηση η οποία καταδεικνύει ότι τα προϊόντα της αντίδρασης $^{11}\text{B}(p,3a)$ αποτελούν μια σημαντική συνιστώσα της κορυφής που παρατηρείται και επίσης εξηγεί καλύτερα τους λόγους για την ακαταλληλότητα των a_1 για αναλυτικούς σκοπούς. Η ανάλυση αυτής της κορυφής και η εξαγωγή αποτελεσμάτων για την $^{11}\text{B}(p,a_1)^8\text{Be}$ θα απαιτούσε ειδικές τεχνικές και επιπλέον στα φάσματα που είχαμε στην διάθεσή μας η κατάσταση επιβαρυνόταν ακόμη περισσότερο και λόγω του pile up που υπήρχε στην περιοχή αυτή. Έτσι αποφασίστηκε ανάλυση να γίνει μόνο για τις άλλες δύο κορυφές.

4.2. Περιγραφή Αποτελεσμάτων – Χρησιμότητα της μεθόδου για ανάλυση υλικών – Σύγκριση με δεδομένα βιβλιογραφίας

Μπορούμε τώρα να κάνουμε μια περιγραφή των αποτελεσμάτων. Εξετάζοντας τα σχήματα 3.6.2 και 3.6.3 και μένοντας προς το παρόν στα σημεία που αφορούν το δικό μας πείραμα μπορούμε να πούμε ότι τόσο για την αντίδραση $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ όσο και για την αντίδραση $^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{Be}$ κανένα πλατό δεν εμφανίζεται σε όλο το ενεργειακό φάσμα που μελετήθηκε. Αυτό γενικά περιορίζει την «αναλυτική δύναμη» της τεχνικής ειδικά όταν πρόκειται για ανάλυση παχέων στόχων. Εντούτοις όμως, όπως μπορεί κανείς να διαπιστώσει, η μεταβολή της ενεργού διατομής με την ενέργεια είναι αργή και για τις δύο αντιδράσεις. Το γεγονός αυτό μπορεί όχι μόνο να δικαιολογήσει το μεγάλο βήμα που χρησιμοποιήθηκε στην ενέργεια αλλά μπορεί

επίσης να «διορθώσει» ως ένα βαθμό το πρόβλημα της έλλειψης πλατό δεδομένου βέβαια ότι έχει γίνει σωστή βαθμονόμηση της δέσμης πριν την χρήση των αντιδράσεων αυτών για ανάλυση. Επιπλέον, το γεγονός ότι η κορυφή της ελαστικής σκέδασης είναι εμφανής ακόμα και όταν υπάρχουν βαριά στοιχεία αποτελεί ένα θετικό γεγονός αφού οι δύο αντιδράσεις που μελετήθηκαν μπορούν να χρησιμοποιηθούν μαζί στην ίδια ανιχνευτική διάταξη και να γίνεται ανάλυση και από τις δύο κορυφές αυξάνοντας την ακρίβεια.

Επίσης σε ότι αφορά την IBA δεν πρέπει να ξεχνάμε ότι οι δύο αντιδράσεις μελετήθηκαν σε 6 διαφορετικές γωνίες γεγονός που πάλι μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να αυξήσει την αξιοπιστία ή και την ταχύτητα της ανάλυσης με την χρήση των αντιδράσεων αυτών. Για παράδειγμα, θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν φάσματα στην περιοχή των 2600keV, περιοχή που και οι δύο αντιδράσεις παρουσιάζουν μέγιστα στην ενεργό διατομή, και με λήψη φασμάτων σε πολλές γωνίες να μπορούμε να παίρνουμε γρήγορα φάσματα (μεγάλη ενεργός διατομή) αυξάνοντας έτσι την ταχύτητα και την ακρίβεια. Άλλωστε, όπως μπορούμε να δούμε και από τα διαγράμματα 3.6.4 και 3.6.5 παρατηρείται μια αργή και ομαλή γωνιακή εξάρτηση στην ελαστική σκέδαση και σχεδόν μια ανεξαρτησία από την γωνία στην $^{11}\text{B}(\text{p},\text{a}_0)^8\text{Be}$ γεγονός που καθιστά πιο ασφαλή την εξαγωγή τιμών ενεργών διατομών για ενδιάμεσες γωνίες που δεν έχουν μετρηθεί ακολουθώντας την γενική τάση μεταβολής (interpolation). Αυτό μπορεί να φανεί ιδιαίτερα χρήσιμο σε εργαστήρια με ανιχνευτές σε αμετάβλητες γωνίες που δεν έχουν μετρηθεί. Στο σημείο αυτό, όπου αναφερθήκαμε στην ομαλή γωνιακή εξάρτηση των ενεργών διατομών, αξίζει να αναφέρουμε ότι τα αποτελέσματα από τις 135° και 140° - για τα οποία είχαμε μια μικρή αμφιβολία λόγω μικροπροβλημάτων στην μέτρηση φορτίου (βλέπε ενότητα 3.4)- φαίνεται να ακολουθούν ικανοποιητικά την γενική τάση στην γωνιακή εξάρτηση γεγονός που αυξάνει την αξιοπιστία για τις γωνίες αυτές.

Εξετάζοντας τώρα τα σφάλματα πρέπει να πούμε ότι στην περίπτωση της ελαστικής σκέδασης τα σφάλματα για τις 6 γωνίες που παρουσιάστηκαν κυμαίνονταν μεταξύ 3.7% - 4.4% ανάλογα με την γωνία και την ενέργεια. Στην περίπτωση της αντίδρασης $^{11}\text{B}(\text{p},\text{a}_0)^8\text{Be}$ τα σφάλματα ανάλογα με την γωνία και την ενέργεια κυμάνθηκαν μεταξύ των τιμών 4% - 7.7%. Τα σφάλματα αυτά όπως είπαμε οφείλονται μόνο σε σφάλματα από την ολοκλήρωση των κορυφών και το $Q^*\Omega$ και όχι από το πάχος του στόχου αφού αυτό δεν θεωρείται στατιστικό σφάλμα και δεν μπορεί να συνυπολογιστεί με τα άλλα σφάλματα χρησιμοποιώντας θεωρία διάδοσης σφαλμάτων. Αντί αυτού το σφάλμα στον στόχο αναφέρεται ξεχωριστά σαν ένα επιπλέον σφάλμα. Το σφάλμα αυτό ήταν περίπου 3.5%.

Τέλος αξίζει να αφιερώσουμε λίγο χώρο για να συγκρίνουμε τα αποτελέσματά μας με αυτά που υπάρχουν στην βιβλιογραφία. Αρχικά μπορούμε κοιτάζοντας τα διαγράμματα στο σχήμα 3.6.2 να εξετάσουμε την περίπτωση της ελαστικής σκέδασης. Είναι φανερό, ότι σε γενικές γραμμές τα αποτελέσματα του δικού μας πειράματος είναι σε καλή συμφωνία με τα δεδομένα από [Chi01]. Σχεδόν σε όλες τις γωνίες οι διαφορές που παρατηρούνται είναι διαφορές που μπορούν να καλυφθούν από τα όρια του πειραματικού σφάλματος με μοναδικές εξαιρέσεις τις 150° και 160° στις οποίες οι διαφορές δεν καλύπτονται από τα σφάλματα. Οι μέγιστες διαφορές

εντοπίζονται στις 150° με τις μετρήσεις της παρούσας εργασίας να είναι σταθερά μεγαλύτερες μέχρι και 10% περίπου. Όσον αφορά μετρήσεις από άλλα εργαστήρια φαίνεται πάλι ότι οι δικές μας τιμές ήταν σταθερά μεγαλύτερες όπως για παράδειγμα στις περιπτώσεις των 140° και 160° όπου τα αποτελέσματά μας συγκρίνονται με αυτά από [Rich77] και [Seg65] αντίστοιχα. Τέλος στις 155° και στην σύγκριση με τα δεδομένα από [Sym63] είναι φανερό ότι υπάρχει διαφωνία σε ότι αφορά την ενέργεια στην οποία εμφανίζεται το μέγιστο στην ενεργό διατομή.

Εξετάζοντας τώρα την περίπτωση της αντίδρασης $^{11}\text{B}(p, \alpha_0)^8\text{Be}$ είναι φανερό ότι στην βιβλιογραφία δεν υπήρχαν πολλές εργασίες με τις οποίες τα αποτελέσματά μας να μπορούν να συγκριθούν. Δεδομένα υπήρχαν μόνο στην περίπτωση των 150° και 155° από [Mas75] και [Sym63] αντίστοιχα. Και στις δύο αυτές περιπτώσεις, είναι φανερό ότι οι τιμές που εκτιμήσαμε για τις ενεργές διατομές ήταν αρκετά ψηλότερες από αυτές των άλλων εργαστηρίων (30% και 22%). Μάλιστα στην περίπτωση των 155° υπάρχει σαφής διαφορά στην ενέργεια στην οποία βρίσκεται το μέγιστο της ενεργού διατομής. Γενικά το γεγονός ότι οι ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν ήταν μεγαλύτερες από αυτές των πειραμάτων στα [Sym63] και [Seg65] θεωρείται θετικό. Όπως εξηγήθηκε στο [May98] όταν οι ενεργές διατομές από τις δύο εργασίες που προαναφέρθηκαν χρησιμοποιήθηκαν για την ανάλυση κάποιων δειγμάτων άμορφου υδρογονωμένου βορίου προσδιορίστηκε μια πυκνότητα για το άμορφο βόριο κατά 20% μεγαλύτερη από αυτή του κρυσταλλικού βορίου. Αφού αυτό όμως θεωρείται απίθανο τότε αναμένεται οι τιμές των ενεργών διατομών για τις αντιδράσεις που μελετήθηκαν να είναι μεγαλύτερες από αυτές που προσδιορίζονται στα [Sym63] και [Seg65], πράγμα που είναι εμφανές στις δικές μας μετρήσεις.

4.3. Ποιοτική Διερεύνηση των αποτελεσμάτων στην βάση της θεωρίας συντονισμών

Στην ενότητα 1.5 δώσαμε το διάγραμμα διάσπασης του συστήματος $p+^{11}\text{B}$ στο οποίο φαίνονται οι πιθανοί συντονισμοί οι οποίοι μπορούν να διεγερθούν με τις ενέργειες πρωτονίων που είχαμε καθώς και τα πιθανά κανάλια αποδιέγερσης. Συγκεκριμένα με τις ενέργειες που χρησιμοποιήθηκαν μπορούσαμε να διεγείρουμε συντονισμούς μεταξύ των ενεργειών 17973keV και 19806keV όπου συνολικά υπήρχαν 10 συντονισμοί. Εξετάζοντας τώρα προσεκτικά τα διαγράμματα του σχήματος 3.6.2 διαπιστώνουμε ότι για την ελαστική σκέδαση και στην ενεργειακή περιοχή που μελετήσαμε υπήρχαν 3 μέγιστα στα διαγράμματα των ενεργών διατομών. Τα τρία μέγιστα αυτά αντιστοιχούν περίπου σε ενέργειες 2560keV, 3290keV και 3973keV. Αν τις ενέργειες αυτές τις μετατρέψουμε στο κέντρο μάζας και τις προσθέσουμε στην τιμή $Q=15956\text{keV}$ θα μπορέσουμε να δούμε ότι τα μέγιστα αυτά αντιστοιχούν στους συντονισμούς που βρίσκονται σε ενέργειες 18350keV ($\Gamma=220\text{keV}$), 18800keV ($\Gamma=100\text{keV}$) και 19690keV ($\Gamma=230\text{keV}$) αντίστοιχα. Όμως όπως μπορούμε να δούμε από την ενότητα 1.5 οι συντονισμοί που υπάρχουν δεν είναι μόνο 3 αλλά 10 και μάλιστα αρκετά ευρείς και επομένως μπορεί κανείς να καταλάβει ότι η δομή που παρατηρείται στην ενεργό διατομή οφείλεται στη συνεισφορά όλων των αλληλεπικαλυπτόμενων συντονισμών. Ειδικότερα ο πολύ ευρύς συντονισμός στα 19200keV (1.1MeV) αλληλεπικαλύπτεται με όλους τους συντονισμούς που

συναντάμε από τον 18160keV (240keV) και πάνω και επομένως μπορούμε να υποθέσουμε ότι αυτός θα ευθύνεται κατά κύριο λόγο για την πολυπλοκότητα της δομής που παρατηρείται από ενέργειες πρωτονίων 2900keV και πάνω. Επίσης είναι εμφανές στα διαγράμματα του σχήματος 3.6.2 στην περιοχή ενέργειας πρωτονίων περίπου 3100keV εμφανίζεται μια «βύθιση» στα διαγράμματα ενεργών διατομών που ξεκάθαρα οφείλεται σε καταστρεπτική συμβολή μεταξύ συντονισμών που βρίσκονται κοντά και διεγείρονται με τις ενέργειες αυτές (π.χ 18800keV, 18710keV, 19200keV, κλπ.).

Εξετάζοντας τώρα τα διαγράμματα του σχήματος 3.6.3 που αφορούν στην αντίδραση $^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{Be}$, παρατηρούμε ότι εμφανίζονται δύο μέγιστα στην ενεργό διατομή. Το πρώτο μέγιστο που εμφανίζεται σε ενέργεια πρωτονίων περίπου 2600keV αδιαμφισβήτητα οφείλεται στον συντονισμό 18350keV ($\Gamma=220\text{keV}$) όπου μάλιστα η πολύ καλή δομή των διαγραμμάτων σε αυτή την περιοχή (καλοσχηματισμένο μέγιστο) αφήνει περιθώρια να υποθέσουμε ότι στην περίπτωση αυτή η δομή των διαγραμμάτων της ενεργού διατομής δεν επηρεάζεται πολύ από αλληλεπικαλυπτόμενους συντονισμούς. Όσο για το δεύτερο μέγιστο αυτό εμφανίζεται περίπου σε ενέργειες πρωτονίων 3770keV και αυτό φαίνεται να αντιστοιχεί στον συντονισμό στα 19400keV ($\Gamma=490\text{keV}$). Στην περίπτωση αυτή όμως η κάπως πιο περίπλοκη μορφή του διαγράμματος σε αυτή την περιοχή υποδηλώνει πάλι αλληλεπικαλυπτόμενους συντονισμούς, ενώ μπορούμε πάλι να υποθέσουμε ότι ο ευρύς συντονισμός στα 19200keV ($\Gamma=1100\text{keV}$) συνεισφέρει στο μέγιστο αυτό.

Γενικά πρέπει να πούμε ότι η επίδραση των αλληλεπικαλυπτόμενων συντονισμών, κάνει την διερεύνηση της δομής των διαγραμμάτων ενεργών διατομών πολύπλοκη διαδικασία. Επίσης, η κατάσταση δυσκολεύει ακόμη περισσότερο αν λάβουμε υπόψη ότι σε τόσο ψηλές ενέργειες διέγερσης ακόμη και η γνώση των τιμών J^π για τις πιθανές καταστάσεις του πυρήνα ^{12}C είναι αμφίβολη. Για τους λόγους αυτούς, η συζήτηση θα περιοριστεί μόνο στην ποιοτική περιγραφή που δώσαμε πιο πάνω και δεν θα επεκταθούμε περισσότερο.

4.4. Προτάσεις για το μέλλον

Όπως είδαμε στα προηγούμενα κεφάλαια, στην παρούσα εργασία μελετήσαμε τις αντιδράσεις $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ και $^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{Be}$ σε ένα ευρύ γωνιακό και ενεργειακό φάσμα με σκοπό τον εμπλουτισμό της παγκόσμιας βιβλιοθήκης δεδομένων με ενεργές διατομές χρήσιμες για την ανάλυση και εύρεση χωρικού προφίλ βορίου σε υλικά. Ο στόχος αυτός επετεύχθη για έξι γωνίες στην περιοχή $135^\circ - 160^\circ$ με βήμα 5° τα αποτελέσματα για τις οποίες δημοσιεύτηκαν ήδη στο [Kok10] ενώ όπως εξηγούμε και στο παράρτημα Γ αυτό δεν ήταν δυνατό να γίνει για τις γωνίες 165° και 170° . Βέβαια οι γωνίες αυτές είναι αρκετά σημαντικές από την σκοπιά της IBA και μάλιστα για τις 165° υπάρχουν σύγχρονα δεδομένα στην IBANDL από [May98] με το οποία θα ήταν ενδιαφέρον να συγκρίνουμε δικές μας μετρήσεις. Για τον λόγο αυτό, μια ενδιαφέρουσα πρόταση για το μέλλον θα ήταν η λήψη επιπρόσθετων μετρήσεων που αφορούν τις γωνίες αυτές χρησιμοποιώντας τον ίδιο στόχο με αυτό που χρησιμοποιήθηκε στο υπόλοιπο πείραμα.

Επίσης, θα ήταν θετικό να σχεδιαζόταν ένα πείραμα επαλήθευσης αποτελεσμάτων στο οποίο θα χρησιμοποιηθεί παχύς στόχος βορίου και θα ελεγχθούν οι τιμές που προσδιορίστηκαν για όλο το ενεργειακό και γωνιακό φάσμα που μελετήθηκε. Ενδιαφέρουσα επίσης θα ήταν, τόσο από θεωρητικής σκοπιάς όσο και για σκοπούς IBA, η επέκταση της μελέτης του βορίου – 11 σε μεγαλύτερες ενέργειες. Τέλος, από τη σκοπιά της θεωρητικής πλευράς θα μπορούσαν να γίνουν και μετρήσεις σε μπροστινές γωνίες ώστε να μελετηθεί όλο το γωνιακό φάσμα, προσδιορισμός δηλαδή πλήρους γωνιακής κατανομής, που είναι χρήσιμη στη θεωρία.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

Αποτελέσματα ολοκλήρωσης κορυφών για τις αντιδράσεις $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$, $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$.

Πίνακας Α1

135°				
Ενέργεια (keV)	$^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$		$^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$	
	Υ	δΥ	Υ	δΥ
2200	97214	1291	792	30
2250	53624	965	513	25
2300	59399	986	867	31
2350	65276	1025	1281	38
2400	66650	956	1606	43
2450	59440	841	1878	45
2500	78659	988	3081	57
2550	72447	830	3054	58
2600	90445	918	4279	70
2650	95369	919	4490	70
2700	86031	870	4203	67
2750	83648	814	3384	60
2800	83650	852	2622	56
2850	70236	808	1505	44
2900	77808	858	1205	38
2950	85889	957	906	33
3000	87136	914	659	29
3050	82948	878	590	25
3100	86944	941	635	28
3150	79464	886	881	31
3200	76971	857	870	31
3250	90084	935	991	35
3300	86984	964	1016	37
3350	82456	858	1010	40
3400	79836	913	1161	41
3450	75390	862	1131	50
3500	73541	856	1333	58
3550	71100	809	1652	57
3600	65595	816	1821	65
3650	63340	837	1973	70
3700	65600	836	2059	74
3750	69495	797	1984	73
3800	74577	804	2038	69
3850	78524	871	2121	81
3900	87809	820	2126	73
3950	88866	815	1737	82
4000	95083	854	1821	83
4050	100884	823	1350	76
4100	109078	854	1613	74
4150	133944	984	1836	94
4200	115926	944	1371	87

Πίνακας Α2

140°				
Ενέργεια (keV)	$^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$		$^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$	
	Υ	δΥ	Υ	δΥ
2200	90590	1109	734	30
2250	81116	1042	767	30
2300	83341	1119	1195	36
2350	82196	1065	1490	42
2400	75392	994	1805	44
2450	79453	932	2236	51
2500	89597	902	3333	60
2550	98287	943	4155	67
2600	102522	908	4735	72
2650	101819	870	4700	72
2700	81533	902	3688	64
2750	80844	840	3366	61
2800	66699	758	2309	49
2850	71331	818	1647	42
2900	68753	783	1049	34
2950	65877	819	625	27
3000	63891	766	459	22
3050	63280	733	425	21
3100	59484	795	541	23
3150	53425	745	632	27
3200	61180	732	687	29
3250	70266	773	835	32
3300	69455	763	796	31
3350	66144	857	880	33
3400	62614	748	919	36
3450	53291	682	919	36
3500	57431	692	1233	40
3550	53199	729	1303	41
3600	53776	692	1528	46
3650	53493	726	1598	46
3700	54773	756	1700	48
3750	54835	714	1636	49
3800	59897	654	1588	55
3850	64582	673	1803	53
3900	70879	721	1600	52
3950	71965	689	1456	49
4000	72747	679	1266	46
4050	59150	564	1008	44
4100	71353	650	1169	52
4150	66582	642	1209	50
4200	64187	652	769	50

Πίνακας Α3

145°				
Ενέργεια (keV)	$^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$		$^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$	
	Υ	δΥ	Υ	δΥ
2200	91477	1136	669	28
2250	52595	850	505	23
2300	63346	850	759	30
2350	63672	835	1114	35
2400	70549	851	1592	41
2450	62607	765	1709	43
2500	84691	835	2711	55
2550	75367	778	3062	57
2600	91169	841	4021	66
2650	91080	833	4078	67
2700	77714	811	3643	63
2750	74359	785	3067	58
2800	71389	763	2281	52
2850	59897	694	1431	39
2900	66374	735	980	33
2950	74751	847	710	30
3000	74795	830	526	25
3050	73481	800	615	26
3100	76779	867	773	28
3150	69554	809	1062	36
3200	74471	761	1079	35
3250	89901	854	1121	39
3300	88008	792	1220	38
3350	84781	806	1289	43
3400	80850	768	1522	43
3450	76280	727	1547	51
3500	75278	767	1677	55
3550	73936	782	2001	58
3600	69351	768	1931	63
3650	66186	710	2011	68
3700	66237	709	2349	75
3750	67428	746	2369	70
3800	71267	710	2393	69
3850	75791	738	1975	75
3900	83530	707	2228	67
3950	80064	736	2012	78
4000	81904	722	1804	76
4050	84224	688	1711	74
4100	85823	706	1654	68
4150	105302	832	2081	85
4200	90801	840	1701	83

Πίνακας Α4

150°				
Ενέργεια (keV)	$^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$		$^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$	
	Y	δY	Y	δY
2200	93389	1038	600	27
2250	78654	978	684	29
2300	80525	935	1019	33
2350	83220	917	1311	39
2400	74987	837	1581	41
2450	84093	874	2083	47
2500	92048	825	2883	55
2550	98997	817	3656	63
2600	101688	806	4111	65
2650	97396	794	4255	68
2700	74114	777	3463	60
2750	69161	783	2881	54
2800	55863	686	1786	44
2850	58370	718	1258	37
2900	57877	732	717	29
2950	57444	761	443	23
3000	53943	694	336	20
3050	53511	667	429	22
3100	51280	658	574	25
3150	46901	696	647	29
3200	56818	668	828	31
3250	66774	723	959	32
3300	65742	718	973	33
3350	62309	657	1006	34
3400	60557	721	1066	37
3450	53081	643	1083	37
3500	59253	673	1451	40
3550	53821	669	1422	43
3600	54353	617	1490	46
3650	53120	632	1630	46
3700	51261	608	1674	49
3750	51030	605	1773	47
3800	55453	613	1835	52
3850	59476	631	1695	50
3900	63585	628	1729	51
3950	63876	615	1468	47
4000	61806	586	1254	43
4050	48868	539	1030	42
4100	57000	602	1169	50
4150	52825	577	1082	46
4200	49007	603	730	46

Πίνακας Α5

155°				
Ενέργεια (keV)	$^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$		$^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$	
	Υ	δΥ	Υ	δΥ
2200	83883	1153	497	24
2250	45331	781	370	20
2300	52379	888	593	25
2350	54295	892	812	30
2400	61642	899	1166	38
2450	55559	829	1371	40
2500	76059	882	2312	52
2550	66499	749	2421	51
2600	82237	845	3317	59
2650	78656	822	3476	60
2700	67757	867	3071	57
2750	61866	807	2476	53
2800	59814	837	1958	47
2850	47105	774	1089	35
2900	53796	838	758	28
2950	62266	888	419	25
3000	64523	839	454	23
3050	59795	819	489	26
3100	61715	876	690	29
3150	58658	857	892	35
3200	63833	792	991	34
3250	78380	839	1133	37
3300	77886	862	1162	38
3350	77995	834	1188	41
3400	73448	804	1386	42
3450	67110	853	1393	47
3500	67799	832	1565	52
3550	68846	857	1764	54
3600	64426	856	2017	59
3650	58539	837	1879	64
3700	58956	775	1814	64
3750	60963	866	2079	64
3800	62440	805	2059	63
3850	66941	807	1726	69
3900	70496	811	2088	61
3950	69752	784	1784	70
4000	74497	796	1449	68
4050	70367	801	1479	67
4100	67894	703	1314	62
4150	83467	929	1728	74
4200	68024	742	1391	75

Πίνακας Α6

160°				
Ενέργεια (keV)	$^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$		$^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$	
	Y	δY	Y	δY
2200	77125	1008	432	22
2250	65802	964	572	25
2300	72628	997	801	29
2350	75176	994	1001	33
2400	65942	867	1264	37
2450	76710	837	1646	43
2500	82655	813	2341	50
2550	87468	842	2817	56
2600	91044	848	3435	60
2650	85110	799	3468	61
2700	64651	761	2778	54
2750	59814	767	2196	49
2800	46244	641	1463	39
2850	48405	765	977	33
2900	47190	684	545	24
2950	45582	653	312	19
3000	46333	724	308	19
3050	45684	683	404	21
3100	41189	655	507	23
3150	40729	702	714	27
3200	50229	698	816	30
3250	58926	726	907	32
3300	58166	720	950	32
3350	56336	713	936	33
3400	53529	689	955	34
3450	47445	648	1046	34
3500	53554	661	1230	37
3550	46177	624	1306	40
3600	47725	657	1362	42
3650	46632	622	1522	42
3700	47479	685	1592	44
3750	44143	596	1407	43
3800	47517	592	1638	48
3850	52817	687	1515	46
3900	54414	628	1395	46
3950	54357	640	1286	43
4000	51084	575	1245	40
4050	39869	516	887	37
4100	45708	628	1037	44
4150	39665	606	826	41
4200	39091	649	772	39

Πίνακας Α7

165°				
Ενέργεια (keV)	$^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$		$^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$	
	Υ	δΥ	Υ	δΥ
2200	90664	1107	486	23
2250	51799	855	370	21
2300	63224	972	661	26
2350	67470	888	964	33
2400	70243	832	1234	37
2450	64094	771	1232	38
2500	86677	842	2261	50
2550	76897	759	2348	51
2600	91918	862	3260	61
2650	86497	851	3424	60
2700	71873	807	2949	57
2750	65957	780	2513	51
2800	58814	761	1757	43
2850	49474	689	875	33
2900	55277	771	658	26
2950	62123	818	506	24
3000	63995	729	435	22
3050	62492	769	586	26
3100	59899	793	845	31
3150	59322	777	1099	36
3200	65582	717	1046	35
3250	81862	807	1396	40
3300	82268	772	1363	41
3350	81705	829	1480	43
3400	78561	730	1571	45
3450	75762	711	1586	52
3500	75718	706	1796	55
3550	72310	724	1975	59
3600	68080	712	2225	64
3650	63408	675	2004	69
3700	64774	713	2381	69
3750	65169	650	2038	68
3800	67656	650	2249	66
3850	69539	720	2167	74
3900	73765	744	1986	65
3950	69887	735	1567	71
4000	70026	699	1617	69
4050	65248	684	1490	65
4100	64142	718	1473	65
4150	78058	835	1414	75
4200	62119	723	1337	77

Πίνακας Α8

170°				
Ενέργεια (keV)	$^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$		$^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$	
	Υ	δΥ	Υ	δΥ
2200	85980	1076	365	21
2250	72908	896	513	23
2300	76504	914	701	29
2350	82509	973	1054	33
2400	74583	816	1223	37
2450	81297	809	1682	43
2500	90644	782	2202	49
2550	94593	798	2955	56
2600	93417	741	3288	61
2650	88853	751	3429	59
2700	65278	752	2783	55
2750	58676	780	2115	48
2800	46951	639	1349	38
2850	48855	668	899	32
2900	47254	682	489	23
2950	46394	672	297	18
3000	45234	690	318	19
3050	46285	704	439	22
3100	42774	675	530	25
3150	38618	633	703	27
3200	51463	625	862	32
3250	62340	719	952	33
3300	59276	811	916	33
3350	58649	657	1049	34
3400	55363	631	1057	37
3450	49176	590	1082	37
3500	55630	620	1337	39
3550	50481	617	1372	42
3600	48946	640	1544	45
3650	48882	634	1628	47
3700	49114	609	1654	47
3750	46225	573	1530	46
3800	50571	596	1668	50
3850	53753	629	1631	49
3900	54138	626	1675	49
3950	54403	581	1264	45
4000	51291	532	1156	40
4050	38015	476	821	38
4100	41102	546	1136	45
4150	36843	570	703	41
4200	32650	530	673	43

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β

Αποτελέσματα υπολογισμού Q^Ω (από κάθε φάσμα).*

Πίνακας Β1

Ενέργεια (keV)	135°		140°		145°		150°	
	$Q^*\Omega$ ($\times 10^{10}$ par*sr)	$\delta(Q^*\Omega)$ ($\times 10^{10}$ par*sr)	$Q^*\Omega$ ($\times 10^{10}$ par*sr)	$\delta(Q^*\Omega)$ ($\times 10^{10}$ par*sr)	$Q^*\Omega$ ($\times 10^{10}$ par*sr)	$\delta(Q^*\Omega)$ ($\times 10^{10}$ par*sr)	$Q^*\Omega$ ($\times 10^{10}$ par*sr)	$\delta(Q^*\Omega)$ ($\times 10^{10}$ par*sr)
2200	7.9	0.3	7.0	0.3	6.40	0.23	5.70	0.21
2250	4.35	0.18	6.03	0.24	3.50	0.13	4.88	0.18
2300	4.96	0.20	6.07	0.24	4.08	0.15	4.93	0.18
2350	5.00	0.20	5.93	0.24	4.08	0.15	4.85	0.18
2400	4.97	0.20	5.05	0.20	4.07	0.15	4.11	0.15
2450	4.18	0.17	5.03	0.20	3.37	0.12	4.12	0.15
2500	5.00	0.20	5.04	0.20	4.10	0.15	4.16	0.15
2550	4.19	0.17	5.10	0.21	3.43	0.12	4.15	0.15
2600	5.03	0.20	5.06	0.20	4.13	0.15	4.16	0.15
2650	5.12	0.21	5.02	0.20	4.16	0.15	4.16	0.15
2700	5.03	0.20	4.85	0.20	4.12	0.15	4.01	0.15
2750	5.08	0.20	5.08	0.20	4.22	0.15	4.18	0.15
2800	5.51	0.22	4.55	0.18	4.40	0.16	3.67	0.13
2850	4.79	0.19	5.14	0.21	3.98	0.14	4.22	0.15
2900	5.50	0.22	5.17	0.21	4.53	0.17	4.21	0.15
2950	6.36	0.26	5.13	0.21	5.24	0.19	4.18	0.15
3000	6.51	0.26	5.19	0.21	5.38	0.20	4.25	0.15
3050	6.52	0.26	5.17	0.21	5.33	0.19	4.24	0.15
3100	7.16	0.29	5.19	0.21	5.77	0.21	4.29	0.16
3150	7.00	0.28	4.95	0.20	5.75	0.21	4.10	0.15
3200	6.26	0.25	5.12	0.21	5.12	0.19	4.22	0.15
3250	7.15	0.29	5.12	0.21	5.85	0.21	4.18	0.15
3300	6.98	0.28	5.09	0.21	5.69	0.21	4.19	0.15
3350	7.06	0.28	5.19	0.21	5.72	0.21	4.23	0.15
3400	6.88	0.28	5.22	0.21	5.63	0.20	4.20	0.15
3450	6.65	0.27	4.61	0.19	5.52	0.20	3.78	0.14
3500	6.81	0.27	5.15	0.21	5.63	0.21	4.20	0.15
3550	6.95	0.28	4.91	0.20	5.60	0.20	4.01	0.15
3600	6.88	0.28	5.08	0.20	5.54	0.20	4.14	0.15
3650	6.71	0.27	5.08	0.20	5.48	0.20	4.15	0.15
3700	6.78	0.27	5.08	0.20	5.53	0.20	4.16	0.15
3750	6.88	0.28	4.81	0.19	5.55	0.20	3.94	0.14
3800	6.96	0.28	5.09	0.21	5.58	0.20	4.08	0.15
3850	6.90	0.28	5.10	0.21	5.57	0.20	4.16	0.15
3900	6.94	0.28	5.07	0.20	5.59	0.20	4.14	0.15
3950	6.62	0.27	4.79	0.19	5.27	0.19	3.96	0.14
4000	6.71	0.27	4.72	0.19	5.45	0.20	3.85	0.14
4050	6.90	0.28	3.97	0.16	5.57	0.20	3.19	0.12
4100	7.4	0.3	5.08	0.20	5.92	0.22	4.10	0.15
4150	9.8	0.4	5.04	0.20	8.1	0.3	4.11	0.15
4200	8.7	0.4	4.99	0.20	7.2	0.3	4.08	0.15

Πίνακας Β2

Ενέργεια (keV)	155°		160°		165° (Σφάλμα 4.5%)		170° (Σφάλμα 4.5%)	
	Q*Ω (x10 ¹⁰ par*sr)	δ(Q*Ω) (x10 ¹⁰ par*sr)	Q*Ω (x10 ¹⁰ par*sr)	δ(Q*Ω) (x10 ¹⁰ par*sr)	Q*Ω (x10 ¹⁰ par*sr)	δ(Q*Ω) (x10 ¹⁰ par*sr)	Q*Ω (x10 ¹⁰ par*sr)	δ(Q*Ω) (x10 ¹⁰ par*sr)
2200	5.55	0.20	4.91	0.18	5.57	0.25	4.93	0.22
2250	3.05	0.11	4.21	0.15	3.03	0.14	4.22	0.19
2300	3.51	0.13	4.24	0.15	3.53	0.16	4.19	0.19
2350	3.51	0.13	4.16	0.15	3.55	0.16	4.14	0.19
2400	3.52	0.13	3.52	0.13	3.56	0.16	3.47	0.16
2450	2.92	0.11	3.51	0.13	2.92	0.13	3.59	0.16
2500	3.55	0.13	3.55	0.13	3.58	0.16	3.56	0.16
2550	2.94	0.11	3.54	0.13	2.99	0.13	3.59	0.16
2600	3.56	0.13	3.56	0.13	3.59	0.16	3.60	0.16
2650	3.58	0.13	3.55	0.13	3.62	0.16	3.59	0.16
2700	3.55	0.13	3.41	0.12	3.59	0.16	3.44	0.15
2750	3.58	0.13	3.56	0.13	3.64	0.16	3.58	0.16
2800	3.85	0.14	3.20	0.12	3.86	0.17	3.19	0.14
2850	3.43	0.12	3.57	0.13	3.47	0.16	3.61	0.16
2900	3.87	0.14	3.56	0.13	3.94	0.18	3.61	0.16
2950	4.47	0.16	3.55	0.13	4.56	0.21	3.54	0.16
3000	4.59	0.17	3.58	0.13	4.66	0.21	3.59	0.16
3050	4.66	0.17	3.58	0.13	4.66	0.21	3.60	0.16
3100	5.00	0.18	3.60	0.13	5.19	0.23	3.59	0.16
3150	4.89	0.18	3.49	0.13	4.95	0.22	3.49	0.16
3200	4.38	0.16	3.56	0.13	4.41	0.20	3.62	0.16
3250	4.97	0.18	3.56	0.13	5.03	0.23	3.59	0.16
3300	4.89	0.18	3.55	0.13	4.91	0.22	3.61	0.16
3350	4.92	0.18	3.60	0.13	4.96	0.22	3.62	0.16
3400	4.83	0.18	3.55	0.13	4.96	0.22	3.60	0.16
3450	4.80	0.17	3.23	0.12	4.85	0.22	3.25	0.15
3500	4.88	0.18	3.57	0.13	4.96	0.22	3.61	0.16
3550	4.92	0.18	3.42	0.12	4.97	0.22	3.48	0.16
3600	4.86	0.18	3.56	0.13	4.86	0.22	3.59	0.16
3650	4.75	0.17	3.52	0.13	4.74	0.21	3.60	0.16
3700	4.82	0.18	3.55	0.13	4.78	0.22	3.61	0.16
3750	4.87	0.18	3.33	0.12	4.80	0.22	3.43	0.15
3800	4.89	0.18	3.54	0.13	4.88	0.22	3.53	0.16
3850	4.86	0.18	3.56	0.13	4.82	0.22	3.57	0.16
3900	4.92	0.18	3.51	0.13	4.85	0.22	3.56	0.16
3950	4.62	0.17	3.34	0.12	4.61	0.21	3.40	0.15
4000	4.73	0.17	3.29	0.12	4.71	0.21	3.28	0.15
4050	4.87	0.18	2.75	0.10	4.84	0.22	2.71	0.12
4100	5.24	0.19	3.50	0.13	5.15	0.23	3.50	0.16
4150	6.85	0.25	3.50	0.13	6.9	0.3	3.48	0.16
4200	6.21	0.23	3.46	0.13	6.18	0.28	3.45	0.16

Πίνακας Β3

Υπολογισμός $Q^*Ω$ για τις γωνίες $165^ο$ και $170^ο$ με τη χρήση των σχέσεων

$QΩ_{170} = QΩ_{160} * \frac{N_{170}}{N_{160}}$ και $QΩ_{165} = QΩ_{155} * \frac{N_{165}}{N_{155}}$. Οι τιμές για τα $QΩ_{155}$ και $QΩ_{160}$ είναι αυτές που φαίνονται στον πίνακα Β2. Οι τιμές που χρησιμοποιήθηκαν για τα N_i είναι: $N_{155} = N_{160} = 1693 \pm 41$ και $N_{165} = N_{170} = 1865 \pm 43$. Τα σφάλματα που φαίνονται στον πίνακα υπολογίστηκαν σύμφωνα με τη θεωρία διάδοσης σφαλμάτων.

Ενέργεια (keV)	165°		170°	
	$Q^*Ω$ (10^{10} par*sr)	$δ(Q^*Ω)$ (10^{10} par*sr)	$Q^*Ω$ (10^{10} par*sr)	$δ(Q^*Ω)$ (10^{10} par*sr)
2200	6.11	0.27	5.41	0.24
2250	3.36	0.15	4.63	0.21
2300	3.86	0.17	4.67	0.21
2350	3.87	0.17	4.59	0.21
2400	3.88	0.17	3.88	0.17
2450	3.22	0.14	3.87	0.17
2500	3.91	0.18	3.91	0.18
2550	3.24	0.15	3.90	0.18
2600	3.92	0.18	3.92	0.18
2650	3.95	0.18	3.91	0.18
2700	3.91	0.18	3.76	0.17
2750	3.94	0.18	3.93	0.18
2800	4.24	0.19	3.52	0.16
2850	3.78	0.17	3.93	0.18
2900	4.26	0.19	3.92	0.18
2950	4.92	0.22	3.92	0.18
3000	5.05	0.23	3.94	0.18
3050	5.14	0.23	3.94	0.18
3100	5.51	0.25	3.97	0.18
3150	5.38	0.24	3.85	0.17
3200	4.82	0.22	3.92	0.18
3250	5.48	0.25	3.92	0.18
3300	5.38	0.24	3.91	0.18
3350	5.42	0.24	3.96	0.18
3400	5.33	0.24	3.91	0.18
3450	5.29	0.24	3.56	0.16
3500	5.37	0.24	3.94	0.18
3550	5.42	0.24	3.77	0.17
3600	5.35	0.24	3.92	0.18
3650	5.24	0.24	3.88	0.17
3700	5.31	0.24	3.91	0.18
3750	5.36	0.24	3.67	0.16
3800	5.39	0.24	3.90	0.18
3850	5.35	0.24	3.93	0.18
3900	5.41	0.24	3.87	0.17
3950	5.09	0.23	3.68	0.17

4000	5.21	0.23	3.62	0.16
4050	5.36	0.24	3.03	0.14
4100	5.77	0.26	3.86	0.17
4150	7.5	0.3	3.85	0.17
4200	6.8	0.3	3.82	0.17

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Γ

Στο παράρτημα αυτό επιλέξαμε να εξετάσουμε ξεχωριστά την περίπτωση των 165° και 170° για τις οποίες όπως εξηγήθηκε στο κεφάλαιο 3, υπήρξαν κάποιες αμφιβολίες σε ότι αφορά την καταμέτρηση φορτίου. Υπενθυμίζουμε, ότι στο παράρτημα Β για την περίπτωση των γωνιών αυτών δόθηκαν διπλές τιμές για τον υπολογισμό του $Q^*\Omega$ (μία ομάδα τιμών υπολογίστηκε με χρήση της απόκρισης ταντάλου και η άλλη με την χρήση της πηγής και με ανιχνευτή οδηγό τον ανιχνευτή στις $155^\circ/160^\circ$ όπως περιγράφεται στο παράρτημα Β). Έτσι μπορούσαμε να εξάγουμε δύο ομάδες τιμών για τις ενεργές διατομές και να εξετάσουμε σε πρώτη φάση πόσο διαφέρουν μεταξύ τους. Επίσης, έχοντας τα δεδομένα και από τις άλλες γωνίες μπορούσαμε να εξετάσουμε για ποιες τιμές φορτίου οι ενεργές διατομές για τις 165° και 170° ακολουθούσαν καλύτερα την τάση για την γωνιακή κατανομή την οποίαν ακολουθούσαν τα δεδομένα στις άλλες γωνίες. Θυμίζουμε ότι και στην περίπτωση των 135° και 140° όπου πάλι υπήρχαν μικροαμφιβολίες οι ενεργές διατομές που προσδιορίστηκαν ακολουθούσαν την γενική τάση των άλλων γωνιών.

Στους πίνακες Γ1 και Γ2, φαίνονται τα αποτελέσματα για τις ενεργές διατομές και για τις δύο αντιδράσεις που μελετήθηκαν για τις γωνίες 165° και 170° αντίστοιχα, ενώ στα σχήματα Γ1 και Γ2 τα αντίστοιχα διαγράμματα. Οι τιμές στους συγκεκριμένους πίνακες υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τις τιμές $Q^*\Omega$ που υπολογίστηκαν από την απόκριση ταντάλου.

Πίνακας Γ1

Τιμές ενεργών διατομών στις 165° . Οι τιμές αυτές υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τις τιμές για το Q^Ω που υπολογίστηκαν από την απόκριση του ταντάλου.*

165°					
E(keV)	ΔE(keV)	$^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$		$^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{Be}$	
		dσ/dΩ(mb/sr)	δ (dσ/dΩ) (mb/sr)	dσ/dΩ(mb/sr)	δ (dσ/dΩ) (mb/sr)
2177	9	94	5	0.50	0.04
2227	9	98	6	0.70	0.06
2278	9	103	6	1.08	0.08
2328	9	109	6	1.56	0.10
2378	9	113	7	1.99	0.13
2429	9	126	7	2.42	0.16
2479	9	139	8	3.63	0.22
2529	9	148	9	4.51	0.27
2579	9	147	8	5.2	0.3
2630	9	138	8	5.4	0.3
2680	9	115	7	4.73	0.28
2730	9	104	6	3.97	0.24
2780	9	88	5	2.62	0.16
2831	9	82	5	1.45	0.10
2881	9	81	5	0.96	0.07
2931	9	78	5	0.64	0.05
2981	9	79	5	0.54	0.04

3031	9	77	5	0.72	0.05
3082	10	66	4	0.94	0.06
3132	10	69	4	1.28	0.08
3182	10	86	5	1.36	0.09
3232	10	94	5	1.59	0.10
3282	10	96	6	1.60	0.10
3333	10	95	6	1.72	0.11
3383	10	91	5	1.82	0.12
3433	10	90	5	1.88	0.12
3483	10	88	5	2.08	0.13
3533	10	84	5	2.28	0.15
3583	10	81	5	2.63	0.17
3633	10	77	4	2.43	0.16
3684	10	78	5	2.86	0.18
3734	10	78	5	2.44	0.16
3784	10	80	5	2.65	0.17
3834	10	83	5	2.59	0.17
3884	10	88	5	2.36	0.15
3934	10	87	5	1.96	0.14
3984	10	86	5	1.98	0.14
4035	10	78	5	1.77	0.13
4085	10	72	4	1.64	0.12
4135	10	65	4	1.17	0.09
4185	10	58	3	1.25	0.10

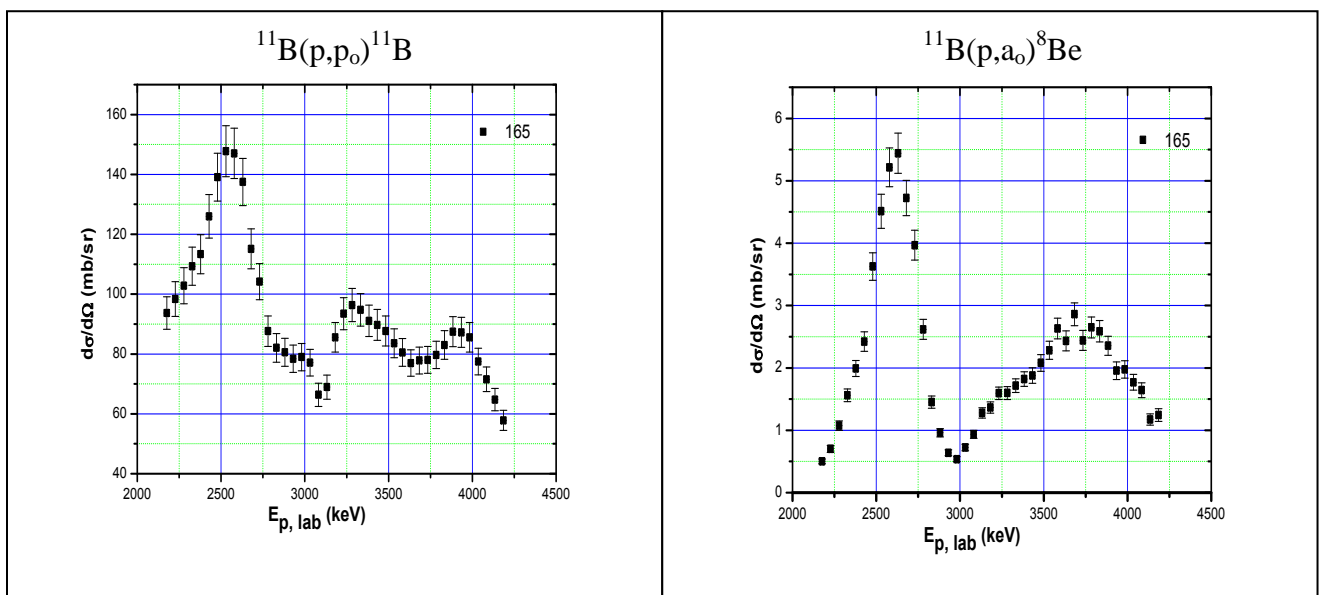
Πίνακας Γ2

Τιμές ενεργών διατομών στις 170° . Οι τιμές αυτές υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τις τιμές για το $Q^*\Omega$ που υπολογίστηκαν από την απόκριση του ταντάλου.

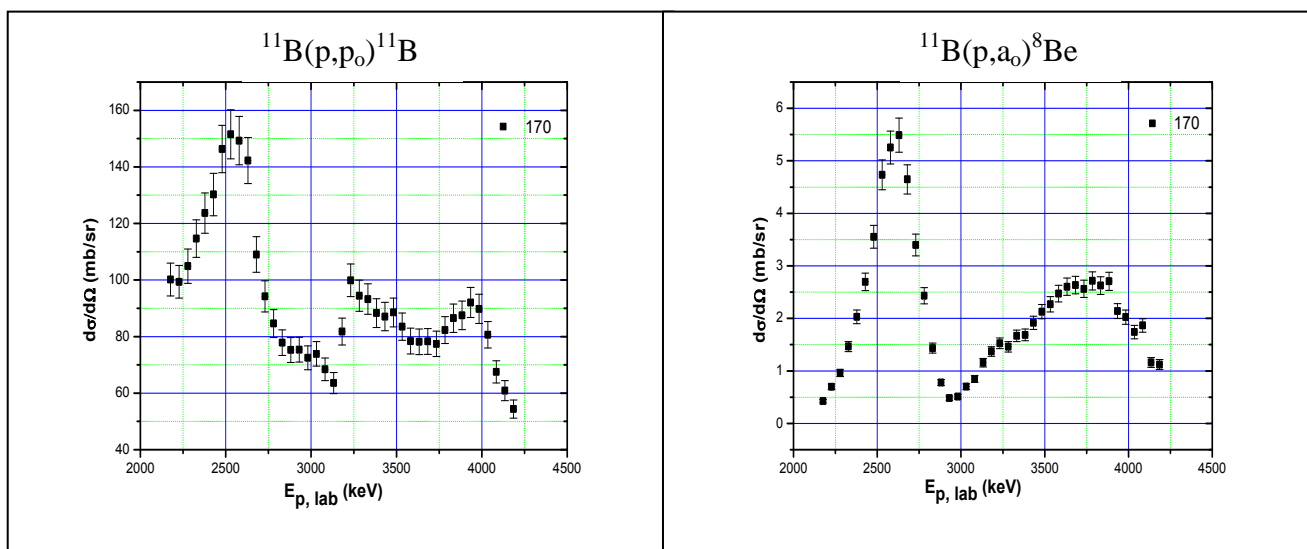
170°					
E(keV)	$\delta E(\text{keV})$	$^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$		$^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{Be}$	
		$d\sigma/d\Omega(\text{mb/sr})$	$\delta (d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)	$d\sigma/d\Omega(\text{mb/sr})$	$\delta (d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)
2177	9	100	6	0.43	0.04
2227	9	99	6	0.70	0.05
2278	9	105	6	0.96	0.07
2328	9	115	7	1.47	0.10
2378	9	124	7	2.03	0.13
2429	9	130	8	2.70	0.17
2479	9	146	8	3.55	0.22
2529	9	152	9	4.73	0.28
2579	9	149	9	5.3	0.3
2630	9	142	8	5.5	0.3
2680	9	109	6	4.65	0.28
2730	9	94	6	3.40	0.21
2780	9	85	5	2.43	0.15
2831	9	78	5	1.43	0.10
2881	9	75	4	0.78	0.06

2931	9	75	4	0.48	0.04
2981	9	73	4	0.51	0.04
3031	9	74	4	0.70	0.05
3082	10	68	4	0.85	0.06
3132	10	64	4	1.16	0.08
3182	10	82	5	1.37	0.09
3232	10	100	6	1.53	0.10
3282	10	94	6	1.46	0.10
3333	10	93	5	1.67	0.11
3383	10	88	5	1.69	0.11
3433	10	87	5	1.92	0.13
3483	10	89	5	2.13	0.14
3533	10	84	5	2.27	0.15
3583	10	78	5	2.47	0.16
3633	10	78	5	2.60	0.17
3684	10	78	5	2.64	0.17
3734	10	77	5	2.56	0.16
3784	10	82	5	2.71	0.17
3834	10	87	5	2.63	0.17
3884	10	88	5	2.71	0.17
3934	10	92	5	2.14	0.14
3984	10	90	5	2.02	0.13
4035	10	81	5	1.74	0.13
4085	10	68	4	1.87	0.13
4135	10	61	4	1.16	0.09
4185	10	54	3	1.12	0.10

Σχήμα Γ1: Διαγράμματα ενεργών διατομών των δύο αντιδράσεων στις 165°. Σε αυτά τα διαγράμματα χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές για το $Q^*\Omega$ που υπολογίστηκαν από την απόκριση του ταντάλου.



Σχήμα Γ2: Διαγράμματα ενεργών διατομών των δύο αντιδράσεων στις 170°. Σε αυτά τα διαγράμματα χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές για το $Q^*\Omega$ που υπολογίστηκαν από την απόκριση του ταντάλου.



Στους πίνακες Γ3 και Γ4 καθώς και στα σχήματα Γ3 και Γ4 φαίνονται τα αποτελέσματα για τις ενεργές διατομές των δύο αντιδράσεων στις 165° και 170° τα οποία υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τις τιμές του $Q^*\Omega$ που υπολογίστηκαν με την βοήθεια της πηγής και με ανιχνευτή οδηγό τον ανιχνευτή στις 155°-160°.

Πίνακας Γ3

Τιμές ενεργών διατομών στις 165°. Οι τιμές αυτές υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τις τιμές για το $Q^*\Omega$ που υπολογίστηκαν με τη βοήθεια της πηγής.

165°					
E(keV)	ΔE(keV)	$^{11}\text{B}(p,p)^{11}\text{B}$		$^{11}\text{B}(p,a)^8\text{Be}$	
		$d\sigma/d\Omega(\text{mb/sr})$	$\delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)	$d\sigma/d\Omega(\text{mb/sr})$	$\delta(d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)
2177	9	85	5	0.46	0.03
2227	9	89	5	0.63	0.05
2278	9	94	6	0.98	0.07
2328	9	100	6	1.43	0.09
2378	9	104	6	1.83	0.12
2429	9	115	7	2.20	0.14
2479	9	127	7	3.32	0.20
2529	9	136	8	4.16	0.25
2579	9	135	8	4.78	0.28
2630	9	126	7	5.0	0.3
2680	9	106	6	4.33	0.26
2730	9	96	6	3.67	0.22
2780	9	80	5	2.38	0.15
2831	9	75	4	1.33	0.09
2881	9	75	4	0.89	0.06

2931	9	73	4	0.59	0.04
2981	9	73	4	0.50	0.04
3031	9	70	4	0.66	0.05
3082	10	63	4	0.88	0.06
3132	10	63	4	1.17	0.08
3182	10	78	5	1.25	0.08
3232	10	86	5	1.46	0.09
3282	10	88	5	1.46	0.09
3333	10	87	5	1.57	0.10
3383	10	85	5	1.70	0.11
3433	10	82	5	1.72	0.11
3483	10	81	5	1.92	0.12
3533	10	77	4	2.10	0.13
3583	10	73	4	2.39	0.15
3633	10	70	4	2.20	0.15
3684	10	70	4	2.58	0.16
3734	10	70	4	2.19	0.14
3784	10	72	4	2.40	0.15
3834	10	75	4	2.33	0.15
3884	10	78	5	2.11	0.14
3934	10	79	5	1.77	0.13
3984	10	77	4	1.79	0.13
4035	10	70	4	1.60	0.11
4085	10	64	4	1.47	0.11
4135	10	60	3	1.08	0.08
4185	10	52	3	1.12	0.09

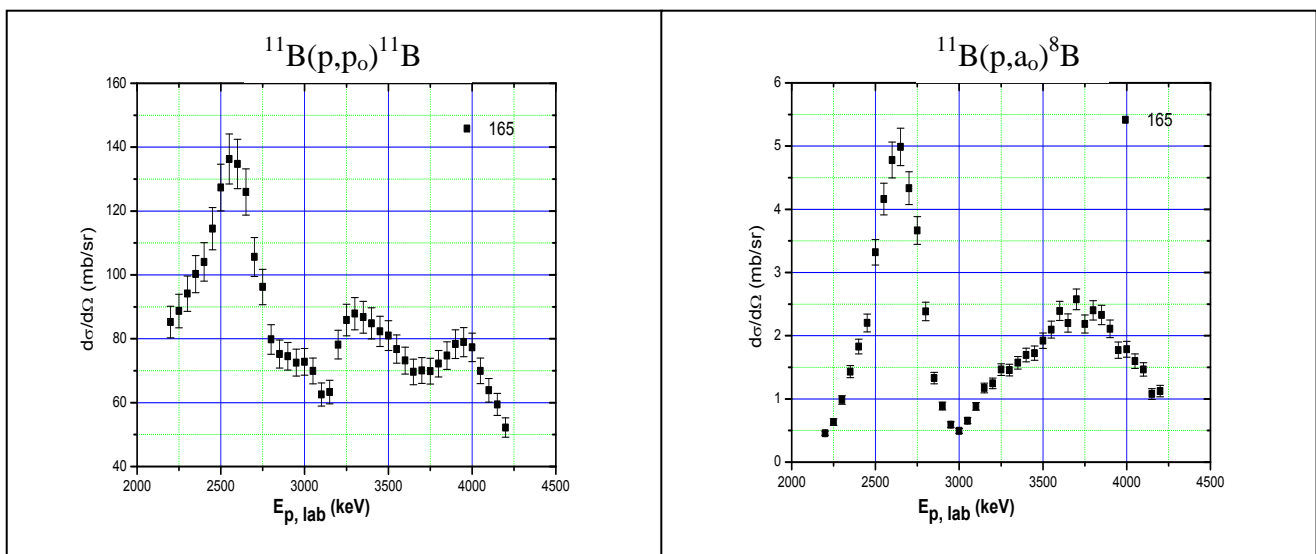
Πίνακας Γ4

Τιμές ενεργών διατομών στις 170° . Οι τιμές αυτές υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τις τιμές για το $Q^*\Omega$ που υπολογίστηκαν με τη βοήθεια της πηγής.

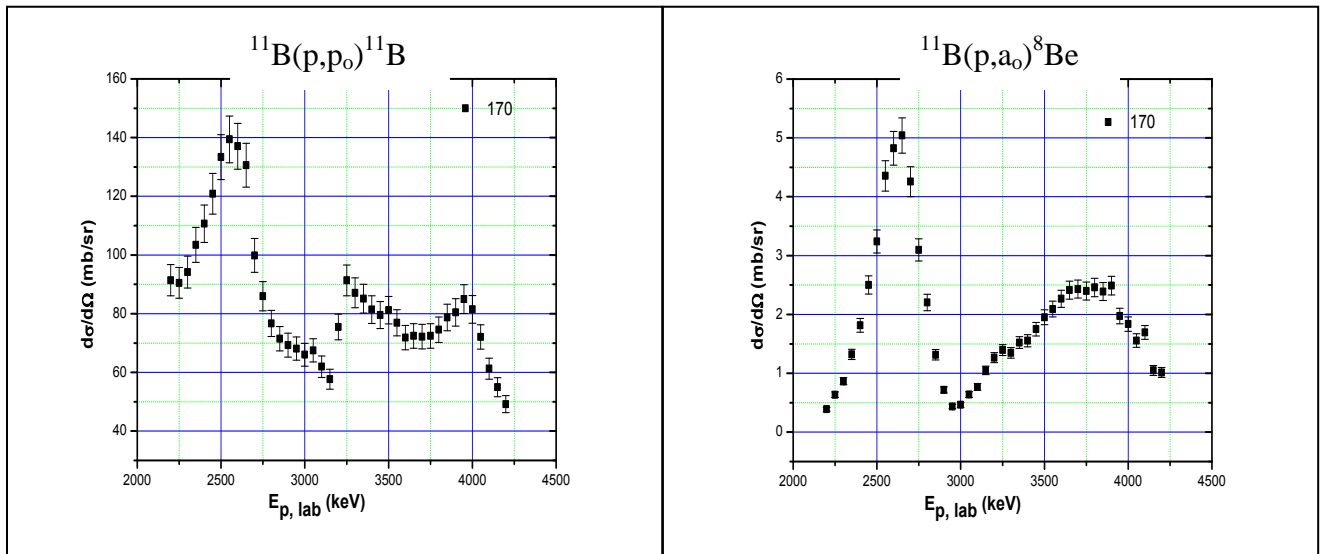
170°					
E(keV)	$\delta E(\text{keV})$	$^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$		$^{11}\text{B}(p,a_0)^8\text{Be}$	
		$d\sigma/d\Omega(\text{mb/sr})$	$\delta (d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)	$d\sigma/d\Omega(\text{mb/sr})$	$\delta (d\sigma/d\Omega)$ (mb/sr)
2177	9	91	5	0.39	0.03
2227	9	91	5	0.64	0.05
2278	9	94	5	0.86	0.06
2328	9	103	6	1.32	0.09
2378	9	111	6	1.82	0.12
2429	9	121	7	2.50	0.16
2479	9	133	8	3.24	0.20
2529	9	139	8	4.35	0.26
2579	9	137	8	4.82	0.29
2630	9	131	8	5.0	0.3
2680	9	100	6	4.26	0.26
2730	9	86	5	3.10	0.19
2780	9	77	5	2.20	0.14

2831	9	71	4	1.32	0.09
2881	9	69	4	0.72	0.05
2931	9	68	4	0.44	0.04
2981	9	66	4	0.46	0.04
3031	9	68	4	0.64	0.05
3082	10	62	4	0.77	0.06
3132	10	58	3	1.05	0.07
3182	10	76	4	1.27	0.09
3232	10	91	5	1.40	0.09
3282	10	87	5	1.35	0.09
3333	10	85	5	1.52	0.10
3383	10	81	5	1.55	0.10
3433	10	80	5	1.75	0.12
3483	10	81	5	1.95	0.12
3533	10	77	5	2.09	0.13
3583	10	72	4	2.27	0.14
3633	10	72	4	2.41	0.15
3684	10	72	4	2.43	0.15
3734	10	72	4	2.40	0.15
3784	10	75	4	2.46	0.16
3834	10	79	5	2.39	0.15
3884	10	80	5	2.49	0.16
3934	10	85	5	1.98	0.13
3984	10	82	5	1.84	0.12
4035	10	72	4	1.56	0.11
4085	10	61	4	1.69	0.12
4135	10	55	3	1.05	0.09
4185	10	49	3	1.01	0.09

Σχήμα Γ3: Διαγράμματα ενεργών διατομών των δύο αντιδράσεων στις 165°. Σε αυτά τα διαγράμματα χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές για το $Q^*\Omega$ που υπολογίστηκαν με την βοήθεια της πηγής.

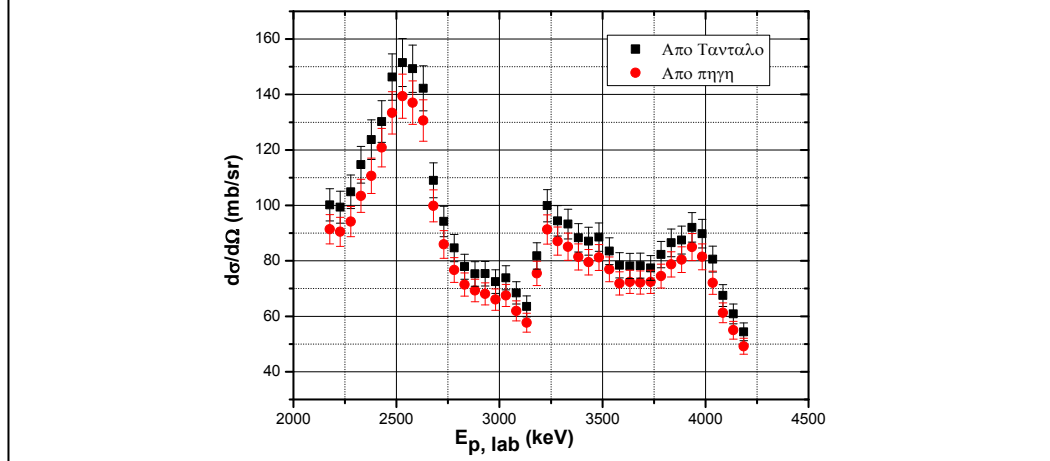


Σχήμα Γ4: Διαγράμματα ενεργών διατομών των δύο αντιδράσεων στις 170°. Σε αυτά τα διαγράμματα χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές για το Q*Ω που υπολογίστηκαν με την βοήθεια της πηγής.



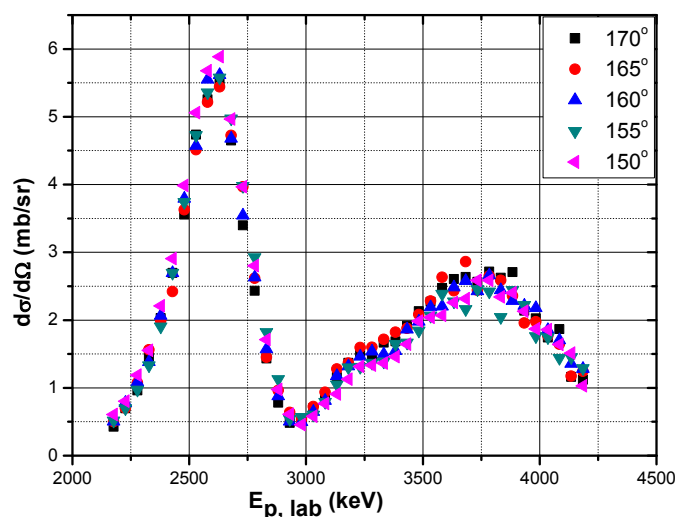
Μια προσεκτική εξέταση των διαγραμμάτων αποκαλύπτει ότι οι τιμές των ενεργών διατομών που υπολογίστηκαν με Q*Ω που υπολογίστηκε με την βοήθεια της πηγής είναι αρκετά μικρότερες από τις αντίστοιχες τιμές που υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τα Q*Ω που υπολογίστηκαν από την απόκριση ταντάλου. Αυτό ισχύει και για τις δύο αντιδράσεις και για τις δύο γωνίες που εξετάζονται εδώ. Στο σχήμα Γ5 φαίνονται στο ίδιο διάγραμμα οι τιμές της ενεργού διατομής για την ελαστική σκέδαση στις 170° οι οποίες υπολογίστηκαν με τους δύο διαφορετικούς τρόπους. Στο σχήμα φαίνεται έντονα η διαφορά στις τιμές που υπολογίστηκαν με τους δύο τρόπους. Οι διαφορές αυτές κυμαίνονται στο 9% και φαίνονται να καλύπτονται από τα σφάλματα που εκτιμήσαμε για τις ενεργές διατομές. Ας μην ξεχνάμε όμως ότι τα σφάλματα αυτά τα υπερεκτιμήσαμε για τους λόγους που αναφέρθηκαν στο κεφάλαιο 3.

Σχήμα Γ5: Σύγκριση των ενεργών διατομών που υπολογίστηκαν με Q*Ω που υπολογίστηκε από την απόκριση ταντάλου με αυτές που υπολογίστηκαν με Q*Ω από την πηγή. (Ελαστική στις 170°)



Απομένει τώρα να εξετάσουμε την γωνιακή κατανομή των αποτελεσμάτων. Στο σχήμα Γ6 επιλέξαμε να δείξουμε ένα διάγραμμα για την αντίδραση $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ όπου φαίνονται οι τιμές για διάφορες γωνίες. Αν θυμηθούμε τη συζήτηση του κεφαλαίου 4 θα πρέπει να θυμηθούμε ότι για την αντίδραση αυτή εντοπίστηκε μια σχετική ανεξαρτησία της ενεργού διατομής από την γωνία του ανιχνευτή. Εδώ τα στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν για τις 165° και 170° ήταν αυτά που πάρθηκαν με χρήση του $Q^*\Omega$ από την απόκριση ταντάλου και όπως μπορούμε να δούμε από το σχήμα Γ6 ακολουθούν την γενική τάση που είχε παρατηρηθεί και για τις άλλες γωνίες. Μπορούμε να αντιληφθούμε ότι αν χρησιμοποιούσαμε στοιχεία τα οποία πάρθηκαν με την χρήση των $Q^*\Omega$ από την πηγή τότε οι τιμές για τις 165° και 170° δεν θα ακολουθούσαν αυτή την τάση αφού όπως είδαμε ήταν μικρότερες από τις ενεργές διατομές «από απόκριση ταντάλου». Άρα θα μπορούσε κανείς να πει ότι τα αποτελέσματα που πήραμε από την απόκριση ταντάλου ήταν «ορθότερα» και πιο κοντά στην πραγματικότητα. Όμως, λόγω των προβλημάτων που είδαμε στο κεφάλαιο 3 η εκτίμηση του σφάλματος κατά τον υπολογισμό του $Q^*\Omega$ δεν ήταν δυνατή με μεγάλη ακρίβεια και έτσι αποφασίσαμε να μην δημοσιεύσουμε τα αποτελέσματα για τις γωνίες 165° και 170° .

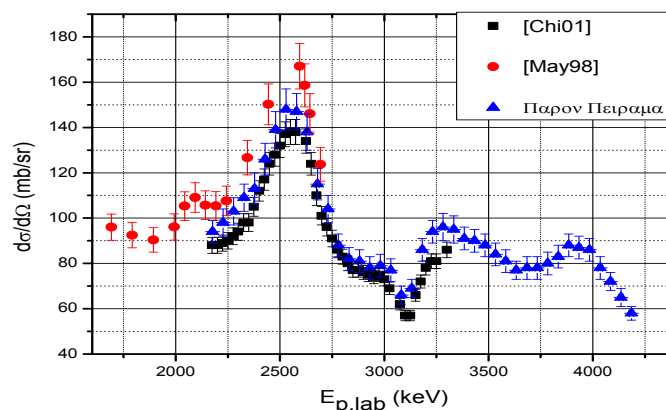
Σχήμα Γ6: Γωνιακή κατανομή (για κάποιες γωνίες) της ενεργού διατομής της αντίδρασης $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$. Για τον υπολογισμό των τιμών στις 165° και 170° χρησιμοποιήσαμε τα γινόμενα $Q^*\Omega$ που υπολογίστηκαν από την απόκριση του ταντάλου. Είναι φανερό ότι οι ενεργές διατομές σε αυτές τις δύο γωνίες ακολουθούν την γενική τάση που παρατηρείται και στις υπόλοιπες γωνίες.



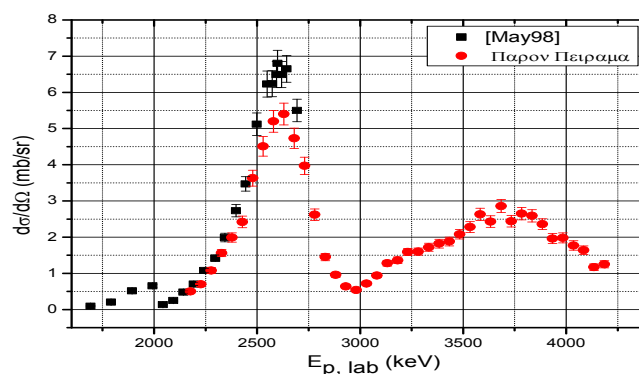
Τέλος, θα ήταν ενδιαφέρον να συγκρίνουμε τα αποτελέσματα των δύο αυτών γωνιών με αυτά που ήδη υπάρχουν στην βιβλιογραφία. Για τις συγκρίσεις θα χρησιμοποιηθούν οι ενεργές διατομές που πάρθηκαν χρησιμοποιώντας σαν $Q^*\Omega$ τις τιμές που υπολογίστηκαν από την απόκριση ταντάλου, αφού όπως εξηγήθηκε στην προηγούμενη παράγραφο φαίνονται να είναι πιο ορθές. Η σύγκριση γίνεται για τις 165° , γωνία για την οποία υπήρχαν δεδομένα για την (p,α_0) στην διεθνή

βιβλιογραφία. Στα σχήματα Γ7 και Γ8 φαίνονται οι συγκρίσεις αυτές. Από το σχήμα Γ7 μπορούμε εύκολα να δούμε ότι για την περίπτωση της ελαστικής σκέδασης οι τιμές από το παρόν πείραμα (συγκρινόμενες στην περιοχή του συντονισμού για ενέργειες πρωτονίων γύρω στα 2550keV) είναι μεγαλύτερες κατά ποσοστό ~6.3% από τις τιμές στο [Chi01] αλλά μικρότερες κατά ποσοστό ~12.7% από τις τιμές [May98]. Οι διαφορές και στη μία και στην άλλη περίπτωση φαίνονται να καλύπτονται ικανοποιητικά από τα σφάλματα που δίνονται στο παρόν πείραμα σε συνδυασμό και με αυτά που δίνονται στις άλλες δύο δουλειές. Για την περίπτωση της (p,α₀) στο σχήμα Γ8 φαίνεται η σύγκριση του παρόντος πειράματος με τα δεδομένα από το [May98], τα μοναδικά που υπάρχουν στην [IBANDL] για τη γωνία αυτή. Από το σχήμα Γ8 μπορούμε να δούμε ότι τα αποτελέσματα του παρόντος πειράματος, στην περιοχή του συντονισμού είναι κατά ~23% μικρότερα από αυτά στο [May98] και η διαφορά δεν καλύπτεται από τα σφάλματα.

Σχήμα Γ7: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του παρόντος πειράματος με αυτά από διάφορες άλλες δουλειές στη διεθνή βιβλιογραφία για την ελαστική σκέδαση στις 165°. Στην περιοχή του μεγάλου συντονισμού τα δικά μας αποτελέσματα είναι κατά 6.3% μεγαλύτερα από αυτά στο [Chi01] και κατά 12.7% μικρότερα από αυτά στο [May98].



Σχήμα Γ8: Σύγκριση των αποτελεσμάτων του παρόντος πειράματος με αυτά από διάφορες άλλες δουλειές στη διεθνή βιβλιογραφία για την αντίδραση (p,α₀) στις 165°. Στην περιοχή του μεγάλου συντονισμού τα δικά μας αποτελέσματα είναι κατά 23% μικρότερα από αυτά στο [May98].



Βιβλιογραφία

1. [And08] Andrea Wittl et al., “Boron analysis and boron imaging in biological materials for Boron Neutron Capture Therapy (BNCT)”, *Critical Reviews in Oncology/Hematology*, Vol. 68, 2008, 66–90.
2. [Asi05] Π. Α. Ασημακόπουλος, «Εισαγωγή στην Πυρηνική Φυσική», Εκδόσεις Πανεπιστημίου Ιωαννίνων, 2^η Έκδοση, 2005.
3. [Chi01] M. Chiari, L. Giuntini, P.A. Mando, N. Taccetti, “Proton elastic scattering cross-section on boron from 0.5 to 3.3 MeV”, *Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res., B* 184, 2001, 309-318.
4. [Chu78] W. K. Chu, J. W. Mayer and M. A. Nicolet, “Backscattering Spectroscopy”, Academic Press, 1978.
5. [Day76] R.A. Dayras, Z.E. Switkowski, T.A. Tombrello, “¹⁴C production by the reaction ¹¹B(α,p)¹⁴C”, *Nuclear Physics, Section A* Vol.261, Issue.3, p.365 (1976).
6. [Dou90] Douglas E. Moore, “A review of techniques for the analysis of boron in the development of neutron capture therapy agents”, *Journal of Pharmaceutical & Biomedical Analysis*, Vol. 8, No. 7, 1990, 547-553.
7. [EXFOR] Λειτουργία στην [IBANDL] που «περιέχει» συνδέσμους για τις πλήρεις εργασίες τα δεδομένα των οποίων εμφανίζονται στην [IBANDL], και επιπλέον δεδομένα από αυτά που παρέχονται στην [IBANDL] τα οποία συνήθως δεν προσφέρονται για IBA.
8. [For65] P.D. Forsyth, I.J. Taylor, R.R. Perry, “The ¹¹B(³He,α)¹⁰B reaction between 2.2 and 5.5 MeV.”, *Nuclear Physics* Vol.66, p.376 (1965)
9. [Gep03] Geping Yin, Yunzhi Gao, Pengfei Shi, Xinqun Cheng, Akiko Aramata, “The effect of boron doping on lithium intercalation performance of boron-doped carbon materials”, *Materials Chemistry and Physics*, Vol. 80, 2003, 94–101
10. [Gio94] G. Giorginis, P. Misaelides, M. Conti, “Characterization of boron nitride thin films using (α, p) nuclear reactions”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, B 89, 1994 100-103.
11. [Hin94] T. Hino, K. Iwamoto et al., “Properties of boron coatings used as plasma facing material of fusion device”, *Thin Solid Films*, Vol. 253, 1994, 518-521.
12. [Hol59] H.D. Holmgren, E.A. Wolicki, R.L. Johnston, “¹¹B(³He,p)¹³C and ¹¹B(³He,d)¹²C reactions”, *Physical Review* Vol.114, p.1281 (1959)
13. [IBANDL] Ion Beam Analysis Nuclear Data Library – IBANDL
<http://www-nds.iaea.org/ibandl/>
14. [Jia02] Jiarui Liu, Xinming Lu, Xuemei Wang, Wei-Kan Chu, “Cross-sections of ¹¹B(p,α)⁸Be reaction for boron analysis”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 190, 2002, 107–111
15. [Jos95] Joseph R. Tesmer and Michael Nastasi, “Handbook of Modern Ion Beam Material Analysis”, Los Alamos National Laboratory, 1995
16. [Kok07] M. Kokkoris, V. Foteinou, G. Provatas, C.T. Papadopoulos, R. Vlastou, P. Misaelides, A. Lagoyannis, S. Harissopoulos, “A detailed study of the d + ¹⁰B system, for nuclear reaction analysis – Part A&B: The ¹⁰B(d,p)¹¹B reaction in the energy region E_{d,lab} = 900–2000 keV. & The ¹⁰B(d,α)⁸Be reaction in the energy region E_{d,lab} = 900–2000 keV”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 263, 2007, 357 – 368 & 369–374.
17. [Kok09] M. Kokkoris, M. Diakaki, P. Misaelides, X. Aslanoglou, A. Lagoyannis, C. Raepsaet, V. Foteinou, S. Harissopoulos, R. Vlastou, C.T. Papadopoulos, “Study of the d + ¹¹B system differential cross-sections for NRA purposes”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 267, 2009, 1740–1743.
18. [Kok10] M. Kokkoris, A. Kafkarkou, V. Paneta, R. Vlastou, P. Misaelides, A.

- Lagoyannis, “Differential cross sections for the $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ and $^{11}\text{B}(p,p_0)^{11}\text{B}$ reactions, suitable for ion beam analysis”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 268 (2010) 3539–3545
19. [Lei07] Leide Lili G. Silva, V.J. Trava-Airoldi, E.J. Corat, N. Added, P.T.A. Sumodjo, “Detection of N and B in doped diamond films by ERDA method and related electrochemical characteristics”, Diamond & Related Materials 16, 2007, 174–180
 20. [Liu96] J.R.Liu, “ (α, α) Cross section on ^{11}B for α -energies between 1.0 and 5.3 MeV”, Nucl. Instrum. Methods in Physics Res., Sect.B, Vol.108, 1996, p.1
 21. [Mar07] Martin Koerdel, Arthur W. Haberl, Hassaram Bakhru, “Depth profiling of boron using gamma rays from the $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ reaction”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 261, 2007, 520–523
 22. [Mar96] J.M. Martinez-Val, S. Eliezer, M. Piera, G. Velarde, “Fusion burning waves in proton-boron- 11 plasmas”, Physics Letters, A 216, 1996, 142-152.
 23. [Mas75] Ju.G.Mashkarov, A.S.Dejneko, I.Ja.Malakhov, R.P.Slobospickij, V.E.Storizhko, “Investigation of the proton elastic scattering and the (p,α_0) reaction on the ^{11}B nucleus”, Journ.: Izv. Rossiiskoi Akademii Nauk, Ser.Fiz., Vol.39, p.1736, 1975, Russia
 24. [May98] M. Mayer, A. Annen, W. Jacob, S. Grigull, “The $^{11}\text{B}(p,\alpha_0)^8\text{Be}$ nuclear reaction and $^{11}\text{B}(p,p)^{11}\text{B}$ backscattering cross sections for analytical purposes”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, B 143, 1998, 244-252
 25. [McInt92] McIntyre Jr., L.C., Leavitt, J.A., Ashbaugh, M.D., Lin, Z. and Stoner Jr., J.O., “Cross sections for 170.5° backscattering of ^4He by the isotopes of boron for ^4He energies between 1.0 and 3.3 MeV” Nucl. Instr. and Meth. B64, 1992, 457.
 26. [McInt96] L.C. McIntyre Jr., J.A. Leavitt, M.D. Ashbaugh, J. Borgardt, E. Andrade, J. Rickards, A. Oliver, “Cross section measurements for the $(^3\text{He}, p)$ nuclear reaction on B and N between 2 and 4 MeV”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 118, 1996, 219-223.
 27. [Mon90] N. Moncoffre et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, v.45, 1990,81
 28. [Mon92] N. Moncoffre, “Analysis of boron by charged particle bombardment”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B66, 1992, 126-138
 29. [Ott72] Ott, W.R. and Weller, H.R., “A study of ^{15}N by means of the $^{11}\text{B}(\alpha, \alpha)^{11}\text{B}$ reaction”, Nucl. Phys. A198, 1972, 505.
 30. [Par69] J.Y.Park, J.L.Duggan, P.D.Miller, M.M.Duncan, R.L.Dangle “Elastic scattering of ^3He particles by ^9Be and ^{11}B between 4.0 and 18.0 MeV” Nuclear Physics, Section A Vol.134, p.277 (1969)
 31. [Pil92] A.E. Pillay and M. Peisach, “Some studies on nuclear methods for boron determination”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B66, 1992, 226-229.
 32. [Ram72] Ramirez, J.J., Blue, R.A. and Weller, H.R., “Multilevel Multichannel Study of the Structure of ^{15}N from 12- to 14-MeV Excitation Energy”, Phys. Rev. C5,1972, 17
 33. [Rih77] Y. Rihet et al., Le Journal De Physique 38 (1977) 17
 34. [Sah97] R. N. Sah and P. H. Brown, “Boron Determination—A Review of Analytical Methods”, MICROCHEMICAL JOURNAL, Vol. 56, 1997, 285–304.
 35. [Sar65] D.G.Sargood, G.D.Putt, “Angular distributions in the reactions $^{11}\text{B}(d,p)^{12}\text{B}$ and $^{11}\text{B}(d,\alpha)^9\text{Be}$ ”, Australian Journal of Physics Vol.18, p.491 (1965).
 36. [Seg65] R.E.Segel, S.S.Hanna, R.G.Allas, Phys.Rev. 139 (1965) 818

37. [Sim6.04] M. Mayer, "SIMNRA User's Guide", Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching, Germany, 1997.
38. [Sym63] G.D.Symons and P.B.Treacy Nucl.Phys., v.46, 1963, 93
39. [Tau56] G.W.Tautfest, S.Rubin "Elastic Scattering of Protons from B¹¹ and N¹⁴" Phys. Rev. 103, 196–199 (1956)
40. [TuVis] <http://www.tutorvista.com/content/chemistry/chemistry-iii/p-block-elements/boron.php>
41. [Wei02] Wang Weimin, Fu Zhengyi, Wang Hao, Yuan Runzhang, "Chemistry reaction processes during combustion synthesis of B₂O₃-TiO₂-Mg system", Journal of Materials Processing Technology 128, 2002, 162–168.