



**ΕΘΝΙΚΟ ΚΕΝΤΡΟ ΕΡΕΥΝΑΣ  
ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
“ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ”**

**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ  
ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ  
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ  
ΦΥΣΙΚΗΣ**

**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ**

**ΣΧΟΛΗ  
ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ  
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ  
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ**



**Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών  
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»**

**Προσδιορισμός ενεργών διατομών αντιδράσεων πρωτονικής  
σύλληψης σε μεσοβαρείς πυρήνες με ολοκλήρωση  
διαφορικών ενεργών διατομών**

**Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία**

**ΜΙΧΑΛΟΠΟΥΛΟΥ-ΠΕΤΡΟΠΟΥΛΟΥ ΒΕΑΤΡΙΚΗ**

Επιβλέπων:

**Σ. Χαρισόπουλος**

Ερευνητής Α' ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος»

Αθήνα, Οκτώβριος 2016





**ΕΘΝΙΚΟ ΚΕΝΤΡΟ ΕΡΕΥΝΑΣ  
ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
“ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ”**

**ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ  
ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΚΑΙ  
ΣΩΜΑΤΙΔΙΑΚΗΣ  
ΦΥΣΙΚΗΣ**

**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ**

**ΣΧΟΛΗ  
ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ  
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ  
ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ**



**Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών  
«Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές»**

**Προσδιορισμός ενεργών διατομών αντιδράσεων πρωτονικής  
σύλληψης σε μεσοβαρείς πυρήνες με ολοκλήρωση  
διαφορικών ενεργών διατομών**

**Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία**

**ΜΙΧΑΛΟΠΟΥΛΟΥ-ΠΕΤΡΟΠΟΥΛΟΥ ΒΕΑΤΡΙΚΗ**

**ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΠΙΤΡΟΠΗ:**

**Σ. Χαρισόπουλος** (Ερευνητής Α' ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος»)

**Ρ. Βλαστού-Ζάννη** (Καθηγήτρια, ΕΜΠ)

**Μ. Κόκκορης** (Αναπληρωτής Καθηγητής, ΕΜΠ)

Αθήνα, Οκτώβριος 2016



## **Ευχαριστίες**

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Ερευνητή Α΄ του ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτου» Δρα. Σωτήρη Χαρισόπουλου για την ανάθεση αυτής της μεταπτυχιακής εργασίας και για την καθοδήγηση και στήριξη του κατά την εκπόνηση της. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τα μέλη της τριμελούς επιτροπής, την καθηγήτρια του Ε.Μ.Π. Δρα. Βλαστού-Ζάννη Ρόζα και τον αν. καθηγητή του Ε.Μ.Π. Δρα. Κόκκορη Μιχάλη, για την υποστήριξη και τις πολύτιμες συμβουλές τους.

Τέλος, ευχαριστώ θερμά τη Δρα. Φωτεινού Βαρβάρα, το Δρα. Μιχάλη Αξιώτη και το Δρα. Γιώργο Προβατά για τη βοήθεια τους και για το χρόνο που αφιέρωσαν στα πλαίσια εκπόνησης της παρούσας εργασίας.



## Abstract

Proton capture reactions play an important role in the nucleosynthesis of 35 stable nuclei, called p nuclei, which are found in the proton rich side of the valley of stability. These nuclei are formed through the mechanism called p process.

The determination of capture reactions cross sections with the angular distribution method is achieved by measuring the angular distributions of all gamma-rays which lead to the ground state. To do so, measurements at a minimum of five detection angles are required. As a result, this method is time consuming, since many experimental spectra are needed, each usually containing many photopeaks for analysis (in some cases more than 20).

An alternative method was developed by Mihailescu et al. [1], which requires measurements at fewer detection angles, reducing this way the time needed for the measurements and the analysis of the experimental spectra. More specifically, the cross sections of all transitions which lead to the ground state are determined with measurements at one, two or three detection angles only, by using the Gaussian quadrature integration method.

Until today, cross section measurements of neutron inelastic scattering have been conducted by this method [2], [3], [4]. These measurements show good agreement with independent measurements for the same total neutron inelastic cross sections, as it is presented in the corresponding publications.

In the present work the method developed by Mihailescu et al. [1] was used for the first time, in order to determine the cross sections of proton capture reactions. More specifically, the determination of the cross sections of the reactions  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$ ,  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  and  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  were achieved, by using pre-existing experimental data for the cases of one, two and three detectors. Subsequently, the cross sections were compared with the cross sections, as they had been determined by the angular distribution method, from the same experimental data and with theoretical calculations performed with TALYS (edition 1.8) [5]. The comparison showed good agreement between the two methods, as in most cases they agreed within their errors. Furthermore, as it was expected the two methods were in better agreement with each other, in the case in which two or three detectors were used for the calculation with the method developed by Mihailescu et al. [1].

Consequently, the method developed by Mihailescu et al. [1] can have an important role in the determination of capture reaction cross sections, as it seems to give reliable results and the experimental and analysis time is significantly reduced.



## Περίληψη

Ο προσδιορισμός ενεργών διατομών αντιδράσεων πρωτονικής σύλληψης σε ενέργειες του παραθύρου Gamow, είναι πολύ σημαντικός προκειμένου να μελετηθεί η πυρηνοσυνθετική  $p$  διεργασία. Η διεργασία αυτή είναι υπεύθυνη για την παραγωγή 35 σταθερών πυρήνων, οι οποίοι βρίσκονται στην πλούσια σε πρωτόνια περιοχή της κοιλάδας σταθερότητας.

Μία διαδεδομένη και καθιερωμένη μέθοδος που χρησιμοποιείται συχνά για τον προσδιορισμό των ενεργών διατομών αντιδράσεων πρωτονικής σύλληψης είναι η μέθοδος των γωνιακών κατανομών. Με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών ο προσδιορισμός των ενεργών διατομών πραγματοποιείται μέσω της μέτρησης των γωνιακών κατανομών όλων των μεταπτώσεων που καταλήγουν στη βασική στάθμη. Για το σκοπό αυτό απαιτούνται μετρήσεις σε τουλάχιστον 5 γωνίες ανίχνευσης. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα η μέθοδος αυτή να είναι χρονοβόρα, αφού απαιτούνται πολλά πειραματικά φάσματα με πολλές συνήθως φωτοκορυφές προς ανάλυση στο κάθε φάσμα (σε κάποιες περιπτώσεις μπορεί να είναι και πάνω από 20).

Η μέθοδος της ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών, η οποία αναπτύχθηκε από τους Mihailescu et al. [1], προτείνει τον υπολογισμό των ενεργών διατομών με μετρήσεις σε λιγότερες γωνίες ανίχνευσης, μειώνοντας κατά αυτόν τον τρόπο το χρόνο που απαιτείται για την ανάλυση των πειραματικών φασμάτων. Πιο συγκεκριμένα, με μετρήσεις σε μία έως τρεις συγκεκριμένες γωνίες ανίχνευσης υπολογίζονται οι ενεργές διατομές όλων των μεταπτώσεων που καταλήγουν στη βασική στάθμη, κάνοντας χρήση της μεθόδου ολοκλήρωσης Gauss.

Με τη μέθοδο της ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών μέχρι σήμερα είχαν προσδιοριστεί ενεργές διατομές αντιδράσεων ανελαστικής σκέδασης νετρονίων [2], [3], [4] οι οποίες είχαν δείξει καλή συμφωνία με προϋπάρχοντα πειραματικά δεδομένα, όπως παρουσιάζεται στις αντίστοιχες εργασίες.

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, εφαρμόστηκε για πρώτη φορά η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για τον προσδιορισμό ενεργών διατομών αντιδράσεων πρωτονικής σύλληψης. Πιο συγκεκριμένα, με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών προσδιορίστηκαν οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$ ,  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$ , από ήδη υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα γωνιακών κατανομών κάνοντας χρήση ενός, δύο και τριών ανιχνευτών. Στη συνέχεια οι ενεργές διατομές που

προέκυψαν συγκρίθηκαν με τις αντίστοιχες ενεργές διατομές που είχαν υπολογιστεί με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών και με υπολογισμούς της θεωρίας Hauser-Feshbach που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS (έκδοση 1.8) [5]. Η σύγκριση αυτή έδειξε καλή συμφωνία μεταξύ των δύο μεθόδων, καθώς για τις περισσότερες περιπτώσεις δεν παρατηρήθηκε απόκλιση μεταξύ τους μέσα στα όρια των σφαλμάτων τους. Επίσης, όπως αναμενόταν, οι δύο μέθοδοι βρίσκονται σε καλύτερη συμφωνία για τις περιπτώσεις όπου λήφθηκαν υπόψη δεδομένα από δύο ή τρεις ανιχνευτές, ενώ για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή η απόκλιση τους αυξάνεται.

Επομένως, η μέθοδος ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών μπορεί να φανεί ιδιαίτερα χρήσιμη για τον προσδιορισμό ενεργών διατομών αντιδράσεων πρωτονικής σύλληψης, αφού φαίνεται να δίνει αξιόπιστα αποτελέσματα και είναι λιγότερο χρονοβόρα συγκρινόμενη με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών.

## Περιεχόμενα

<b>Κεφάλαιο 1 - Θεωρητικό υπόβαθρο.....</b>	<b>1</b>
1.1 Βασικές έννοιες πυρηνικής φυσικής.....	1
1.1.1 Βασικές έννοιες και μηχανισμοί πυρηνικών αντιδράσεων.....	1
1.1.2 Ενεργός διατομή πυρηνικής αντίδρασης.....	3
1.1.3 Θεωρία Hauser-Feshbach.....	5
1.2 Αστρική πυρηνοσύνθεση.....	6
1.2.1 Βασικές έννοιες πυρηνικής αστροφυσικής.....	6
1.2.2 Παράθυρο Gamow.....	8
<b>Κεφάλαιο 2 – Μεθοδολογία μετρήσεων ενεργών διατομών.....</b>	<b>10</b>
2.1 Ολική ενεργός διατομή αντίδρασης και διαφορική ενεργός διατομή μετάπτωσης .....	10
2.1.1 Γωνιακή κατανομή ακτίνων $\gamma$ .....	12
2.2 Μέθοδος γωνιακών κατανομών.....	12
2.3 Μέθοδος γωνιακή ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών.....	14
2.3.1 Παράδειγμα υπολογισμού των γωνιών ανίχνευσης και των βαρών.....	15
<b>Κεφάλαιο 3 – Αποτελέσματα και ερμηνεία αποτελεσμάτων.....</b>	<b>18</b>
3.1 Εισαγωγή.....	18
3.2 Η Αντίδραση $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$ .....	20
3.2.1 Η περίπτωση του ενός ανιχνευτή.....	21
3.2.2 Η περίπτωση των τριών ανιχνευτών.....	24
3.2.3 Δοκιμές για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών.....	26
3.3 Η Αντίδραση $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$ .....	31
3.3.1 Η περίπτωση του ενός ανιχνευτή.....	32
3.3.2 Η περίπτωση των τριών ανιχνευτών.....	34
3.3.3 Δοκιμές για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών.....	36
3.4 Οι Αντιδράσεις $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$ και $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$ .....	39
3.4.1 Η περίπτωση του ενός ανιχνευτή.....	40
3.4.2 Δοκιμές για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών.....	42

3.4.3 Υπολογισμός ενεργών διατομών με χρήση της συνάρτησης γωνιακής κατανομής ακτίνων γ.....	47
<b>Κεφάλαιο 4 – Συμπεράσματα.....</b>	<b>51</b>
<b>A' Διαφορικές ενεργές διατομές μεταπτώσεων.....</b>	<b>54</b>
A'.1 Η αντίδραση $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$ .....	54
A'.2 Η αντίδραση $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$ .....	61
<b>Βιβλιογραφία.....</b>	<b>63</b>

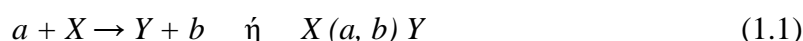
# Κεφάλαιο 1

## Θεωρητικό υπόβαθρο

### 1.1 Βασικές έννοιες πυρηνικής φυσικής

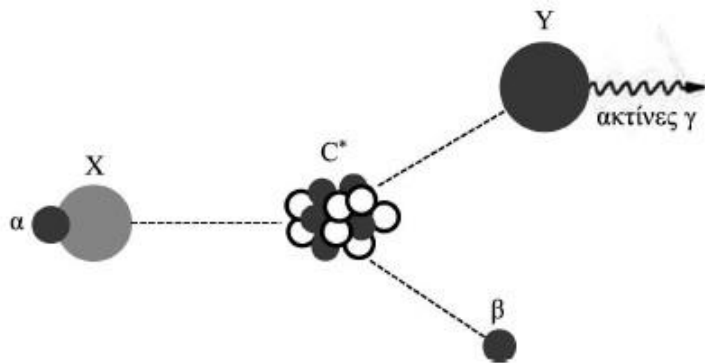
#### 1.1.1 Βασικές έννοιες και μηχανισμός πυρηνικών αντιδράσεων

Μία πυρηνική αντίδραση συμβολίζεται ως



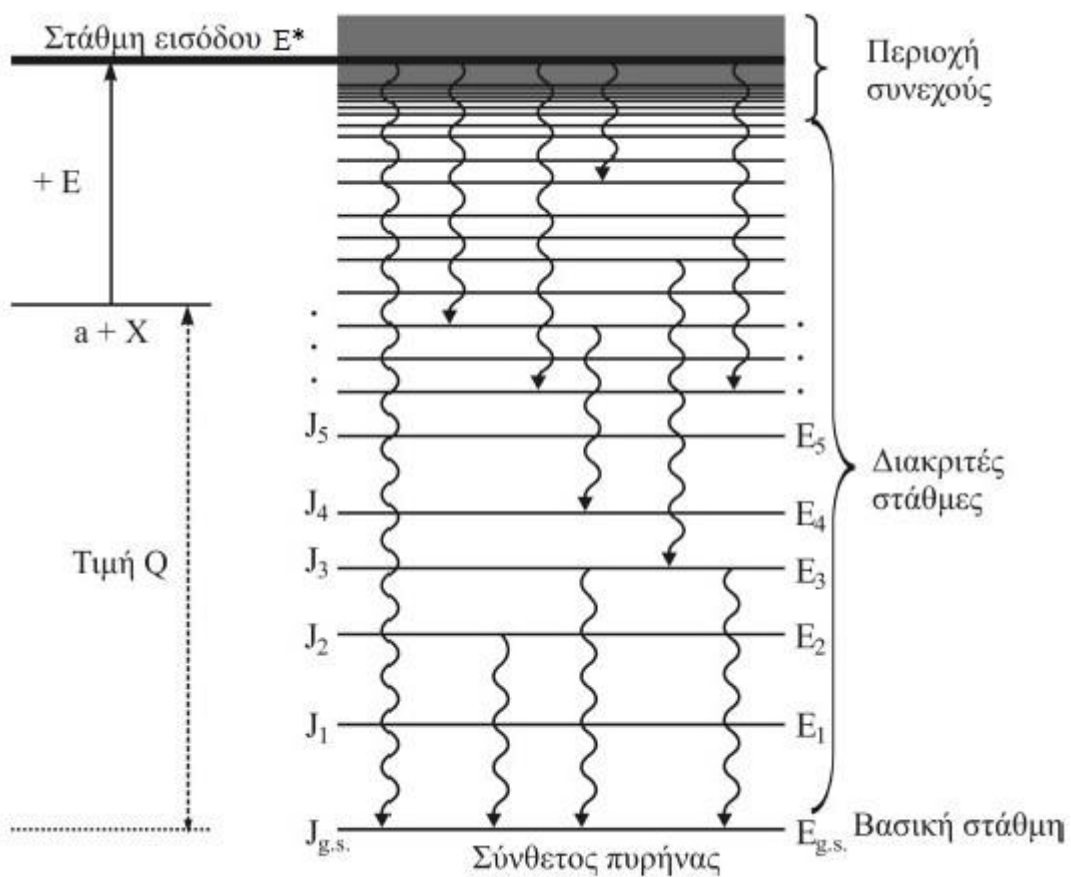
όπου  $a$  είναι ο επιταχυνόμενος πυρήνας (βλήμα),  $X$  ο πυρήνας-στόχος και  $Y$  και  $b$  τα προϊόντα της αντίδρασης. Συνήθως ο  $Y$  είναι ένας βαρύς πυρήνας που σταματά μέσα στο στόχο και δεν παρατηρείται άμεσα, ενώ ο  $b$  είναι κάποιος ελαφρύτερος πυρήνας που μπορεί να ανιχνευθεί και να μετρηθεί. Στην περίπτωση που κατά την πυρηνική αντίδραση ο πυρήνας-στόχος απορροφά τον πυρήνα-βλήμα και αποδιεγείρεται μόνο με την εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, η αντίδραση ονομάζεται αντίδραση σύλληψης. Ενώ αν το  $a$  είναι ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία η αντίδραση ονομάζεται αντίδραση φωτοδιάσπασης.

Ανάλογα με το μηχανισμό που ακολουθείται κατά την αντίδραση οι αντιδράσεις ταξινομούνται σε άμεσες αντιδράσεις και αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα. Οι άμεσες αντιδράσεις πραγματοποιούνται σε ένα χρονικό διάστημα της τάξης του  $10^{-22}$  s [6], είναι επομένως γρήγορες αντιδράσεις. Κατά τις αντιδράσεις αυτές ο πυρήνας-βλήμα αλληλεπιδρά στην επιφάνεια του πυρήνα-στόχου και πολύ λίγα νουκλεόνια του πυρήνα-στόχου παίρνουν μέρος στην αντίδραση. Σε αντίθεση οι αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα διαρκούν πολύ περισσότερο, περίπου  $10^{-16}$  με  $10^{-18}$  s. Στις αντιδράσεις αυτές ο πυρήνας-στόχος συλλαμβάνει τον πυρήνα-βλήμα με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός σύνθετου πυρήνα. Η ενέργεια του πυρήνα-βλήματος ισοκατανέμεται ανάμεσα σε όλα τα νουκλεόνια του σύνθετου πυρήνα. Στη συνέχεια πραγματοποιείται η αποδιέγερση του, είτε μέσω ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, είτε μέσω εκπομπής πυρήνα  $b$ , που συνήθως ακολουθείτε και από την εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας (σχήμα 1.1).



**Σχήμα 1.1** Ο μηχανισμός του σύνθετου πυρήνα. Η αντίδραση πραγματοποιείται σε δύο στάδια: τη δημιουργία και στη συνέχεια την αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα [7].

Στο σχήμα 1.2 παρουσιάζεται ένα ενεργειακό διάγραμμα ενός σύνθετου πυρήνα, ο οποίος παράγεται από μία αντίδραση σύλληψης σε ενέργεια ίση με  $E^* = E + Q$ , όπου  $E$  η ενέργεια του βλήματος στο σύστημα κέντρου μάζας και η τιμή  $Q$  είναι το  $Q$  value της αντίδρασης.



**Σχήμα 1.2** Σχηματική αναπαράσταση του ενεργειακού διαγράμματος ενός σύνθετου πυρήνα. Ο εν λόγω σύνθετος πυρήνας δημιουργείται από μία αντίδραση σύλληψης και στη συνέχεια αποδιεγείρεται με την εκπομπή ακτίνων  $\gamma$  [8].

Η τιμή  $Q$  της αντίδρασης ( $Q$  value) ορίζεται για όλες τις πυρηνικές αντιδράσεις ως η διαφορά μάζας μεταξύ των αρχικών και των τελικών πυρήνων ή ισοδύναμα ως η περίσσεια κινητικής ενέργειας των τελικών πυρήνων

$$\begin{aligned} Q &= (m_X + m_a - m_Y - m_b) \cdot c^2 \\ &= K_Y + K_b - K_X - K_a \end{aligned} \quad (1.2)$$

Η τιμή  $Q$  μπορεί να είναι θετική, αρνητική ή μηδέν. Αν η τιμή  $Q$  είναι θετική ( $Q > 0$ ) η αντίδραση ονομάζεται εξώθερμη. Στην περίπτωση αυτή η πυρηνική αντίδραση προχωράει αυθόρμητα και η περίσσεια κινητικής ενέργειας ελευθερώνεται σαν κινητική ενέργεια στα προϊόντα της αντίδρασης. Όταν η τιμή  $Q$  είναι αρνητική ( $Q < 0$ ) η πυρηνική αντίδραση ονομάζεται ενδόθερμη και για την πραγματοποίηση της πρέπει να δοθεί ενέργεια στο αρχικό σύστημα. Τέλος, όταν η τιμή  $Q$  είναι μηδέν ( $Q = 0$ ) οι πυρήνες  $a$  και  $X$  είναι οι ίδιοι με τους πυρήνες  $b$  και  $Y$ .

### 1.1.2 Ενεργός διατομή πυρηνικής αντίδρασης

Η ενεργός διατομή μίας πυρηνικής αντίδρασης εκφράζει την πιθανότητα πραγματοποίησης της, για μία ενέργεια δέσμης πυρήνων  $a$ . Έστω δέσμη πυρήνων  $a$ , ενέργειας  $E_a$  και ροής  $I_a$  ανά μονάδα επιφάνειας, προσπίπτει πάνω σε έναν ομογενή στόχο  $X$ . Αν η δέσμη βλέπει  $N$  πυρήνες στόχου, η ενεργός διατομή της αντίδρασης  $X(a, b)Y$  ορίζεται ως [6]:

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

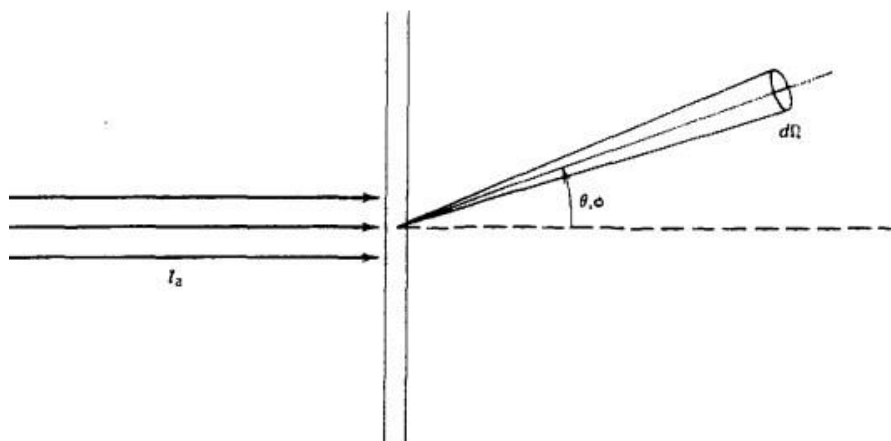
όπου  $R_b$  είναι ο συνολικός αριθμός των εκπεμπόμενων πυρήνων  $b$  από την αντίδραση ανά μονάδα χρόνου. Η ενεργός διατομή μετράται σε μονάδες επιφάνειας barn ( $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ).

Στις περισσότερες πειραματικές μετρήσεις, για την ανίχνευση των εκπεμπόμενων σωματιδίων  $b$  ο ανιχνευτής είναι τοποθετημένος σε κάποια απόσταση από το στόχο και σε κάποια γωνία ( $\theta, \varphi$ ) σε σχέση με την κατεύθυνση της δέσμης, καλύπτοντας με αυτό τον τρόπο στερεά γωνία  $d\Omega$  (σχήμα 1.3). Επομένως, ο ανιχνευτής δεν καταμετρά τα σωματίδια  $b$  που εκπέμπονται από την αντίδραση σε όλο το χώρο ( $4\pi$ ), αλλά μόνο αυτά που φτάνουν στον ανιχνευτή ( $dR_b$ ). Έτσι, μετράτε ένα μέρος μόνο της ενεργού διατομής. Επίσης, στις περισσότερες περιπτώσεις τα σωματίδια  $b$  δεν εκπέμπονται ομοιόμορφα σε όλες τις κατευθύνσεις και έχουν μία γωνιακή κατανομή

που εξαρτάται από τη γωνία  $\theta$  και ίσως από τη γωνία  $\phi$ . Αν  $r(\theta, \phi)$  είναι η συνάρτηση γωνιακής κατανομής, ισχύει  $dR_b = r(\theta, \phi) \cdot d\Omega/4\pi$ . Τότε, αυτό που μετρά ο ανιχνευτής είναι η διαφορική ενεργός διατομή, η οποία ισούται με [6]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r(\theta, \phi)}{4\pi \cdot I_a \cdot N} \quad (1.4)$$

Η μέτρηση της διαφορικής ενεργού διατομής μιας αντίδρασης παρέχει σημαντικές πληροφορίες για τη γωνιακή κατανομή των προϊόντων της αντίδρασης.



**Σχήμα 1.3** Γεωμετρία της αντίδρασης στην οποία φαίνεται η δέσμη, ο στόχος και οι εκπεμπόμενοι πυρήνες σε στερεά γωνία  $d\Omega$  [6].

Η ενεργός διατομή της αντίδρασης μπορεί να υπολογιστεί ολοκληρώνοντας τη διαφορική ενεργό διατομή πάνω σε όλες τις γωνίες

$$\sigma = \int_0^{4\pi} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1.5)$$

Στις περιπτώσεις όπου τα εκπεμπόμενα σωματίδια έχουν αξιμουθιακή συμμετρία η ενεργός διατομή της αντίδρασης συνδέεται με τη διαφορική ενεργό διατομή με την παρακάτω σχέση

$$\sigma = 2\pi \int_0^{2\pi} d\phi \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (1.6)$$



### 1.1.3 Θεωρία Hauser-Feshbach

Η θεωρία Hauser-Feshbach βασίζεται στην υπόθεση ανεξαρτησίας του Bohr. Στόχος της είναι η περιγραφή του μηχανισμού σχηματισμού και αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα, ώστε να καταστεί δυνατός ο θεωρητικός υπολογισμός των ενεργών διατομών αυτών των αντιδράσεων [9].

Όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 1.1.1, οι αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα διαρκούν αρκετά μεγάλο χρονικό διάστημα ώστε να επιτυγχάνεται η ισοκατανομή της ενέργειας του πυρήνα-βλήματος σε όλα τα νουκλεόνια του σύνθετου πυρήνα. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να χάνεται όλη η πληροφορία του τρόπου δημιουργίας του σύνθετου πυρήνα και ο τρόπος αποδιέγερσης του να είναι ανεξάρτητος από τον τρόπο με τον οποίο δημιουργήθηκε. Επομένως, η ενεργός διατομή μίας αντίδρασης σύνθετου πυρήνα:

$$a + X \rightarrow C^* \rightarrow b + Y \quad (1.7)$$

μπορεί να γραφτεί ως:

$$\sigma(J^\pi) = \sigma_{aX}(J^\pi) P_{bY}(J^\pi) \quad (1.8)$$

όπου  $\sigma_{aX}$  η ενεργός διατομή για το σχηματισμό του σύνθετου πυρήνα μέσω του καναλιού εισόδου  $a + X$ ,  $P_{bY}$  η πιθανότητα αποδιέγερσης του μέσω του καναλιού εξόδου  $b + Y$  και  $J^\pi$  η στροφορμή και η ομοτιμία της στάθμης εισόδου του σύνθετου πυρήνα. Η στροφορμή της στάθμης εισόδου, όπως προκύπτει από την αρχή διατήρησης της συνολικής στροφορμής του συστήματος, είναι ίση με:

$$\vec{J} = \vec{l} + \vec{S} \quad (1.9)$$

όπου  $l$  η τροχιακή στροφορμή του βλήματος και  $S$  η ιδιοστροφορμή του καναλιού εισόδου. Η ιδιοστροφορμή του καναλιού εισόδου ισούται με:

$$\vec{S} = \vec{s} + \vec{I} \quad (1.10)$$

όπου  $s$  η ιδιοστροφορμή του βλήματος και  $I$  η ιδιοστροφορμή της θεμελιώδους στάθμης του πυρήνα-στόχου. Η ομοτιμία  $\pi$  της στάθμης εισόδου εξαρτάται από την ομοτιμία της θεμελιώδους στάθμης του πυρήνα στόχου ( $\pi_i$ ) και την τροχιακή στροφορμή του βλήματος και υπολογίζεται σύμφωνα με την έκφραση:

$$\pi = (-1)^l \pi_i \quad (1.11)$$

Η πιθανότητα  $P_{bY}$  της σχέσης (1.8) υπολογίζεται από το λόγο του πλάτους αποδιέγερσης του σύνθετου πυρήνα μέσω του καναλιού εξόδου  $b + Y$   $\Gamma_{bY}$  προς το ολικό πλάτος αποδιέγερσης  $\Gamma_{tot}$ . Επομένως, η πιθανότητα  $P_{bY}$  γράφεται:

$$P_{bY} = \frac{\Gamma_{bY}}{\Gamma_{tot}} \quad (1.12)$$

Αποδεικνύεται ότι η ενεργός διατομή για τη δημιουργία του σύνθετου πυρήνα μέσω του καναλιού εισόδου  $a + X$  και η αποδιέγερση του μέσω του καναλιού  $b + Y$  σύμφωνα με τη θεωρία Hauser-Feshbach δίνεται από την έκφραση:

$$\sigma = \pi\lambda^2 \frac{1}{(2s+1)(2I+1)} \sum_{J^\pi} (2J+1) \frac{T_{aX}^{J^\pi} T_{bY}^{J^\pi}}{\sum_i T_i^{J^\pi}} \quad (1.13)$$

όπου  $T_{aX}$  και  $T_{bY}$  οι συντελεστές διέλευσης του καναλιού εισόδου και του καναλιού εξόδου αντίστοιχα,  $\sum_i T_i^{J^\pi}$  το άθροισμα πάνω σε όλα τα δυνατά κανάλια εξόδου και  $\lambda$  το μήκος κύματος de Broglie του καναλιού εισόδου.

Η ενεργός διατομή μίας αντίδρασης μπορεί να υπολογιστεί με τη θεωρία Hauser-Feshbach αν είναι γνωστές οι μάζες του βλήματος και του στόχου, οι ιδιοστροφορμές του στόχου, του βλήματος και του σύνθετου πυρήνα και οι συντελεστές διέλευσης των καναλιών εισόδου, εξόδου και κάθε άλλου δυνατού καναλιού εξόδου. Οι συντελεστές διέλευσης υπολογίζονται με τη βοήθεια των παρακάτω παραμέτρων:

- Το Οπτικό Δυναμικό (“Optical Model Potential”, OMP)
- Τη Συνάρτηση Ισχύος Ακτίνων  $\gamma$  (“ $\gamma$  ray Strength Function”,  $\gamma$ SF)
- Την Πυκνότητα Πυρηνικών Καταστάσεων (“Nuclear Level Density”, NLD)

## 1.2 Αστρική πυρηνosύνθεση

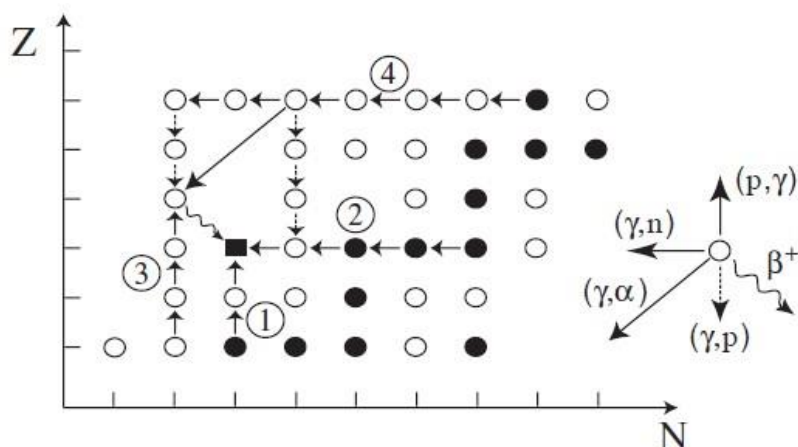
### 1.2.1 Βασικές έννοιες πυρηνικής αστροφυσικής

Η δημιουργία των στοιχείων ξεκίνησε με την παραγωγή των ελαφρύτερων στοιχείων (H, He και Li) κατά τη Μεγάλη Έκρηξη (“Big Bang”), ενώ τα στοιχεία από τον C μέχρι τον Fe δημιουργούνται από αντιδράσεις φορτισμένων σωματιδίων στα διάφορα στάδια εξέλιξης των άστρων. Η πυρηνosύνθεση των στοιχείων βαρύτερων του Fe πραγματοποιείται με αντιδράσεις αργής και γρήγορης σύλληψης νετρονίων, που ονομάζονται s (slow) και r (rapid) διεργασίες, αντίστοιχα [9]. Οι διεργασίες αυτές δεν είναι σε θέση να εξηγήσουν την ύπαρξη 35 σταθερών ισοτόπων βαρύτερων του Fe, με περίσσεια πρωτονίων στον πυρήνα τους, τους ονομαζόμενους p πυρήνες. Η p διεργασία (p process) έχει στόχο να εξηγήσει την προέλευση αυτών των πυρήνων [9].

Η p διεργασία αποτελείται από ένα δίκτυο αντιδράσεων φωτοδιάσπασης ( $\gamma$ , p), ( $\gamma$ , n) και ( $\gamma$ ,  $\alpha$ ), καθώς και συλλήψεις πρωτονίων (p,  $\gamma$ ), σωματιδίων άλφα ( $\alpha$ ,  $\gamma$ ) και

νετρονίων ( $n$ ,  $\gamma$ ), σε πυρήνες που έχουν προηγουμένως δημιουργηθεί με τις  $r$  και  $s$  διεργασίες. Οι αντιδράσεις αυτές συμπληρώνονται από  $\beta$  διασπάσεις και συλλήψεις ηλεκτρονίων (EC) [10].

Στο σχήμα 1.4 παρουσιάζονται 4 διαφορετικοί συνδυασμοί πυρηνικών αντιδράσεων με τους οποίους ένας αρχικός πυρήνας μπορεί να μετατραπεί σε έναν  $p$  πυρήνα (μαύρο τετράγωνο) [10]. Στη διαδρομή 1 η δημιουργία του  $p$  πυρήνα επιτυγχάνεται από διαδοχικές πρωτονικές συλλήψεις ( $p$ ,  $\gamma$ ), ενώ στη διαδρομή 2 από διαδοχικές φωτοδιασπάσεις ( $\gamma$ ,  $n$ ) αντίστοιχα. Η διαδρομή 3 ξεκινάει από έναν ασταθή πυρήνα (ανοιχτός κύκλος) ο οποίος με διαδοχικές πρωτονικές συλλήψεις ( $p$ ,  $\gamma$ ) και με μία διάσπαση  $\beta^+$  καταλήγει στο ζητούμενο  $p$  πυρήνα. Τέλος, η διαδρομή 4 είναι πιο πολύπλοκη και περιλαμβάνει διαδοχικές φωτοδιασπάσεις ( $\gamma$ ,  $n$ ) που καταλήγουν στον  $p$  πυρήνα είτε με μία φωτοδιάσπαση ( $\gamma$ ,  $\alpha$ ), είτε με φωτοδιασπάσεις ( $\gamma$ ,  $p$ ) που ακολουθούνται από μία διάσπαση  $\beta^+$ .



**Σχήμα 1.4** Διαφορετικοί συνδυασμοί πυρηνικών αντιδράσεων με τους οποίους μπορεί να δημιουργηθεί ένας  $p$  πυρήνας [10].

Προκειμένου να είναι δυνατή η δημιουργία των  $p$  πυρήνων απαιτείται ένα περιβάλλον πλούσιο σε ακτίνες  $\gamma$  και σε πυρήνες “σπόρους” που έχουν ήδη δημιουργηθεί από άλλες διεργασίες. Επιπλέον απαιτούνται υψηλές θερμοκρασίες (περίπου 2-3 GK) [11], οι οποίες είναι αναγκαίο να διαρκούν μικρό χρονικό διάστημα. Αν οι υψηλές θερμοκρασίες παραμείνουν για αρκετή ώρα όλοι οι πυρήνες θα φωτοδιασπαστούν στους πυρήνες της κορυφής του Fe, σε ελεύθερα πρωτόνια, νετρόνια και σωματίδια  $\alpha$ . Επομένως, για να λάβει χώρα η  $p$  διεργασία απαιτείται ένα περιβάλλον με κατάλληλη θερμοκρασία και χρονική διάρκεια, ώστε να

πραγματοποιούνται κάποιες πυρηνικές αντιδράσεις, αλλά όχι τόσες ώστε να φωτοδιασπαστούν όλοι οι διαθέσιμοι πυρήνες.

Περιβάλλοντα κατάλληλα για την παραγωγή  $p$  πυρήνων υπάρχουν στις ζώνες πλούσιες σε  $O$  και  $Ne$  με θερμοκρασίες περίπου 1.8-3.3 GK [12], κατά τις εκρήξεις υπερκαινοφανών αστερών (supernova) τύπου II (SNII) [11]. Επίσης, κατάλληλες συνθήκες για να λάβει χώρα η  $p$  διεργασία φαίνεται να είναι οι εξωτερικές ζώνες [10] των εκρήξεων υπερκενοφανούς τύπου Ia (SNIa) [13]. Οι εκρήξεις αυτές είναι αποτέλεσμα της διαταραχής ενός δυαδικού συστήματος αστερών, εκ των οποίων ο ένας είναι ένας άσπρος νάνος άνθρακα-οξυγόνου. Τέλος, σε κάποιες δημοσιεύσεις έχουν προταθεί οι εκρήξεις υπερκενοφανών τύπου Ib/Ic (SNIb/Ic) και οι λευκοί νάνοι κάτω από το όριο Chandrasekhar [14] σαν κατάλληλα περιβάλλοντα για την πραγματοποίηση της  $p$  διεργασίας.

## 1.2.2 Παράθυρο Gamow

Οι ενέργειες  $E$  των πυρήνων ενός μη εκφυλισμένου αστρικού αερίου, το οποίο βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία ακολουθούν την κατανομή Maxwell-Boltzmann [7]

$$f(E) = \frac{2 \cdot \sqrt{E}}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{1}{kT} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{E}{kT} \right) \quad (1.14)$$

όπου  $k$  είναι η σταθερά του Boltzmann και  $T$  η θερμοκρασία του αστρικού αερίου. Οι θερμοκρασίες στα αστρικά περιβάλλοντα κατά τα οποία λαμβάνουν χώρα οι αντιδράσεις πρωτονικής σύλληψης στα πλαίσια της  $p$  διεργασίας ( $p$  process) είναι περίπου 2-3 GK [11], με αποτέλεσμα η κινητική τους ενέργεια να μην είναι πάνω από μερικά MeV. Για την πραγματοποίηση όμως μίας πυρηνικής αντίδρασης μεταξύ ενός φορτισμένου σωματιδίου και ενός πυρήνα πρέπει να υπερνικηθεί το φράγμα δυναμικού Coulomb μεταξύ τους, ώστε να βρεθούν σε απόσταση μικρότερη του αθροίσματος των πυρηνικών τους ακτίνων ( $R_a + R_x$ ), όπου επικρατεί το ισχυρό ελκτικό πυρηνικό δυναμικό έναντι της απωστικής δύναμης Coulomb που ασκείται μεταξύ τους. Η κινητική ενέργεια των μερικών MeV δεν επαρκεί για να υπερνικηθεί το φράγμα Coulomb μεταξύ των δύο πυρήνων και οι αντιδράσεις λαμβάνουν χώρα κυρίως μέσω του φαινομένου σήραγγος.

Η πιθανότητα διέλευσης του δυναμικού Coulomb, για ενέργειες που κλασικά είναι απαγορευμένο είναι ίση με [7]:

$$T = \exp(-2\pi\eta) \quad (1.15)$$

όπου  $\eta$  παράμετρος Sommerfeld. Η παράμετρος Sommerfeld είναι ίση με:

$$\eta = \frac{Z_a Z_x e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{\mu}{2E}} \quad (1.16)$$

όπου  $\mu$  η ανηγμένη μάζα του συστήματος βλήματος-στόχου:

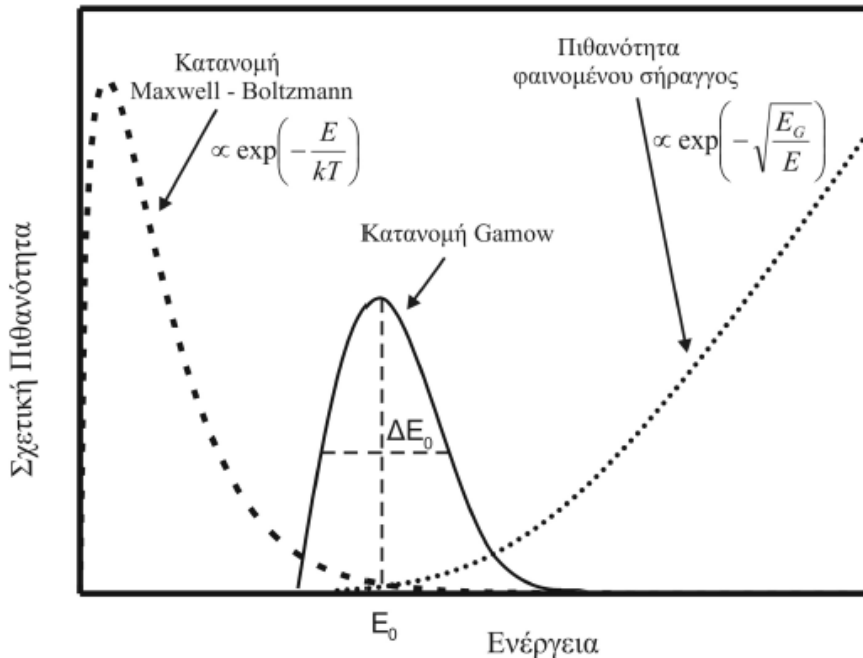
$$\mu = \frac{m_a m_x}{m_a + m_x} \quad (1.17)$$

Από τη συνέλιξη των συναρτήσεων (1.14) και (1.15) προκύπτει η πιθανότητα διέλευσης του βλήματος από το δυναμικό Coulomb του συστήματος πυρήνα-στόχου. Το αποτέλεσμα της συνέλιξης είναι η κορυφή Gamow (σχήμα 1.5) το κέντρο της οποίας βρίσκεται σε ενέργεια  $E_0$  και έχει εύρος  $\Delta E_0$  [7]

$$E_0 = \left(\frac{\mu}{2}\right)^{1/3} \left(\frac{Z_a Z_x \pi e^2}{\hbar} kT\right)^{2/3} = 0.122 \cdot (Z_a^2 Z_x^2 \mu T_9^2)^{1/3} \quad (MeV) \quad (1.18)$$

$$\Delta E_0 = 0.237 \cdot (Z_a^2 Z_x^2 \mu T_9^5)^{1/6} \quad (MeV) \quad (1.19)$$

όπου  $T_9$  είναι η θερμοκρασία σε GK.



**Σχήμα 1.5** Η συνέλιξη της κατανομής ενεργειών Maxwell-Boltzmann (διακεκομμένη γραμμή) και της πιθανότητας διέλευσης του δυναμικού Coulomb μέσω φαινομένου σήραγγος (εστιγμένη γραμμή) έχει ως αποτέλεσμα την κατανομή Gamow (συνεχής γραμμή). Το ύψος της κατανομής Gamow παρουσιάζεται σε μεγέθυνση [8].

# Κεφάλαιο 2

## Μεθοδολογία μετρήσεων ενεργών διατομών

### 2.1 Ολική ενεργός διατομή αντίδρασης και διαφορική ενεργός διατομή μετάπτωσης

Για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής μίας αντίδρασης είναι απαραίτητη η μέτρηση του αριθμού των παραγόμενων πυρήνων. Στις αντιδράσεις σύλληψης η αποδιέγερση του σύνθετου πυρήνα γίνεται μόνο με την εκπομπή ακτίνων  $\gamma$ . Επομένως, οι παραγόμενοι πυρήνες μπορούν να υπολογιστούν μέσω των ακτίνων  $\gamma$  με τις οποίες αποδιεγείρεται η στάθμη εισόδου, οι οποίες ονομάζονται πρωτογενείς ακτίνες  $\gamma$ . Όμως οι αντιδράσεις σύλληψης έχουν υψηλές τιμές  $Q$  ( $> 6$  MeV) και επομένως η στάθμη εισόδου του παραγόμενου πυρήνα δημιουργείται σε υψηλές ενέργειες. Ακολούθως, οι πρωτογενείς μεταπτώσεις είναι υψηλής ενέργειας και για την ανίχνευσή τους απαιτούνται ανιχνευτικά συστήματα υψηλής ανιχνευτικής ικανότητας. Επίσης, η αποδιέγερση της στάθμης εισόδου μπορεί να πραγματοποιηθεί μέσω πρωτογενών μεταπτώσεων που καταλήγουν σε υψηλές ενεργειακά στάθμες, για τις οποίες δεν υπάρχουν επαρκή δεδομένα στη βιβλιογραφία. Επομένως, ο υπολογισμός του αριθμού των παραγόμενων πυρήνων είναι δύσκολο να υλοποιηθεί με τη μέτρηση των πρωτογενών μεταπτώσεων και πραγματοποιείται μέσω των δευτερογενών μεταπτώσεων που καταλήγουν στη βασική στάθμη.

Έστω  $N$  μεταπτώσεις που καταλήγουν στη βασική στάθμη του παραγόμενου πυρήνα, τότε για μία ενέργεια δέσμης η ολική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $\sigma_{\text{TOT}}$  δίνεται από το άθροισμα των ενεργών διατομών όλων των μεταπτώσεων που καταλήγουν στη βασική στάθμη, σύμφωνα με τη σχέση:

$$\sigma_{\text{TOT}} = \sum_{i=1}^N \sigma_{\gamma}(L_i \rightarrow g.s.) \quad (2.1)$$

όπου  $\sigma_{\gamma}(L_i \rightarrow g.s.)$  η ενεργός διατομή μίας τέτοιας μετάπτωσης.

Ο υπολογισμός της ολικής ενεργού διατομής της αντίδρασης για μία ενέργεια δέσμης  $E_j$ , τόσο στη μέθοδο των γωνιακών κατανομών όσο και στη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών, ξεκινά από τον υπολογισμό των διαφορικών ενεργών διατομών για όλες τις μεταπτώσεις που καταλήγουν στη βασική στάθμη και για όλες τις γωνίες ανίχνευσης  $\theta_k$ , μέσω της μέτρησης των

γωνιακών κατανομών των ακτίνων  $\gamma$  των εν λόγω μεταπτώσεων (ενότητα 2.1.1). Στη συνέχεια, οι δύο μέθοδοι διαφοροποιούνται ως προς τον τρόπο με τον οποίο υπολογίζεται η ενεργός διατομή της μίας μετάπτωσης από τις διαφορικές ενεργές διατομές στις διάφορες γωνίες ανίχνευσης.

Ο προσδιορισμός της διαφορικής ενεργού διατομής μίας μετάπτωσης ( $d\sigma_\gamma/d\Omega$ ), για μία γωνία ανίχνευσης  $\theta_k$  και για μία ενέργεια δέσμης  $E_j$  πραγματοποιείται σύμφωνα με τη σχέση:

$$\frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(E_j, \theta_k) = \frac{Y_\gamma(E_j, \theta_k)}{N_T} \quad (2.2)$$

όπου  $Y_\gamma$  είναι ο αριθμός των ακτίνων  $\gamma$  (ακτίνες  $\gamma$  ανά μονάδα φορτίου της δέσμης) που προέρχονται από την υπό μελέτη μετάπτωση  $\gamma$  και φτάνουν στη στερεά γωνία που καλύπτει ο ανιχνευτής στη γωνία  $\theta_k$  και  $N_T$  είναι ο αριθμός των πυρήνων του στόχου. Ο αριθμός των πυρήνων του στόχου  $N_T$  ισούται με:

$$\frac{1}{N_T} = \frac{A}{N_A \cdot \xi} \quad (2.3)$$

όπου  $A$  είναι η μάζα του στόχου σε g/mol (amu),  $N_A$  ο αριθμός Avogadro σε πυρήνες/mol και  $\xi$  το πάχος του στόχου σε g/cm<sup>2</sup>.

Πιο συγκεκριμένα, για τον προσδιορισμό του συντελεστή  $Y_\gamma$  μίας μετάπτωσης για μία γωνία ανίχνευσης  $\theta_k$  και μία ενέργεια δέσμης  $E_j$  ακολουθούνται τα παρακάτω βήματα:

1. Από την ανάλυση των πειραματικών φασμάτων υπολογίζονται τα γεγονότα που αντιστοιχούν στην εν λόγω φωτοκορυφή  $I_\gamma(E_j, \theta_k)$ , για κάθε ενέργεια δέσμης  $E_j$  και για κάθε γωνία ανίχνευσης  $\theta_k$ .
2. Τα γεγονότα διορθώνονται ως προς το νεκρό χρόνο  $\omega(\theta_k, E_j)$  του ανιχνευτικού συστήματος στη γωνία  $\theta_k$  όταν η ενέργεια της δέσμης είναι  $E_j$ , την απόλυτη ανιχνευτική ικανότητα του ανιχνευτή  $\epsilon_{abs}^\gamma(\theta_k)$  στη γωνία  $\theta_k$  για ενέργεια φωτοκορυφής  $E_\gamma$  και τέλος κανονικοποιούνται σε φορτίο 1 mC.

$$Y_\gamma(E_j, \theta_k) = \frac{I(E_j, \theta_k) \cdot \omega(E_j, \theta_k)}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_{abs}^\gamma(\theta_k) \cdot Q(E_j)} \quad (2.4)$$

Μετά τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής για όλες τις μεταπτώσεις που καταλήγουν στη βασική στάθμη και για όλες τις γωνίες μέτρησης για μία ενέργεια δέσμης, η μέθοδος των γωνιακών κατανομών διαφοροποιείται από τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών στον τρόπο

υπολογισμού της ολικής ενεργού διατομής της αντίδρασης. Όμως και οι δύο μέθοδοι λαμβάνουν υπόψιν τη γωνιακή κατανομή των ακτίνων  $\gamma$ , η οποία παρουσιάζεται στην επόμενη ενότητα (2.1.1)

### 2.1.1 Γωνιακή κατανομή ακτίνων $\gamma$

Η γωνιακή κατανομή μίας μετάπτωσης  $\gamma$ , για μία ενέργεια δέσμης  $E_j$ , εκφράζεται σαν μία πεπερασμένη σειρά άρτιων πολωνύμων Legendre, σύμφωνα με τη σχέση [15]:

$$W_\gamma(\theta) = \sum_k a_k P_k(\cos\theta), \quad k = 0, 2, 4, \dots \quad (2.5)$$

όπου  $P_k(\cos\theta)$  είναι το πολυώνυμο Legendre  $k$  βαθμού και  $\theta$  είναι η γωνία μεταξύ της εκπεμπόμενης ακτίνας  $\gamma$  και της κατεύθυνσης της δέσμης στο σύστημα κέντρου μάζας. Κάνοντας χρήση μόνο των άρτιων πολωνύμων Legendre στην εξίσωση (2.5) ισχύει η σχέση  $W_\gamma(\theta) = W_\gamma(\pi-\theta)$ . Επομένως, η συνάρτηση  $W_\gamma(\theta)$  είναι συμμετρική γύρω από τη γωνία  $\theta = 90^\circ$ . Η μέγιστη τιμή του πολωνύμου Legendre εξαρτάται από την πολυπολικότητα της μετάπτωσης [8]. Στην πράξη σπάνια συναντώνται όροι μεγαλύτεροι του  $k = 4$  [12].

Η συνάρτηση  $W_\gamma(\theta)$  συνδέεται με τη διαφορική και ολική ενεργό διατομή της μετάπτωσης  $\gamma$  για μια ενέργεια δέσμης  $E_j$  σύμφωνα με τη σχέση [12]:

$$\frac{d\sigma_\gamma(\theta)}{d\Omega} = \frac{\sigma_\gamma}{4\pi} W_\gamma(\theta) \quad (2.6)$$

Στην περίπτωση που η διαφορική ενεργός διατομή της μετάπτωσης είναι ισοτροπική συνεπάγεται ότι  $W_\gamma(\theta) = 1$ .

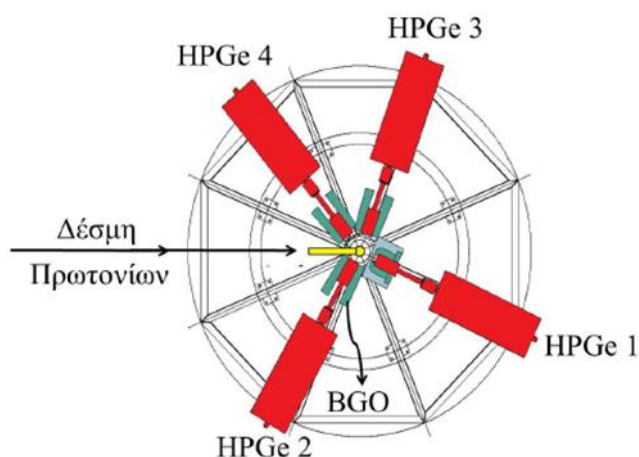
## 2.2 Μέθοδος των γωνιακών κατανομών

Ο υπολογισμός της ολικής ενεργού διατομής για μία ενέργεια δέσμης προκύπτει από το άθροισμα όλων των ενεργών διατομών των μεταπτώσεων που καταλήγουν στη βασική στάθμη. Για τον προσδιορισμό της ολικής ενεργού διατομής με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών είναι απαραίτητο να μετρηθούν οι γωνιακές κατανομές των μεταπτώσεων αυτών. Αυτό επιτυγχάνεται με την πειραματική διάταξη του σχήματος 2.1. Η διάταξη αποτελείται από ανιχνευτές Ge υψηλής καθαρότητας (HPGe), οι οποίοι είναι τοποθετημένοι σε μία γωνιομετρική τράπεζα. Για κάθε ενέργεια δέσμης λαμβάνονται φάσματα σε διαφορετικές γωνίες, περιστρέφοντας τη γωνιομετρική



τράπεζα κατά 10 ή 15°. Επομένως, για κάθε ενέργεια δέσμης και για κάθε γωνία μέτρησης λαμβάνεται ένα ενεργειακό φάσμα ακτίνων γ.

Η διάταξη αυτή χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις των γωνιακών κατανομών στις εργασίες [7], [8] και [16]. Από τις μετρήσεις αυτές προσδιορίστηκαν οι ενεργές διατομές με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$ ,  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$ , στις αντίστοιχες εργασίες. Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας και από τις ίδιες μετρήσεις, κάνοντας χρήση των πειραματικών δεδομένων από έναν, δύο ή τρεις ανιχνευτές προσδιορίστηκαν οι ίδιες ενεργές διατομές με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών.



**Σχήμα 2.1** Ανιχνευτική διάταξη κατάλληλη για μετρήσεις με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [16].

Για τον υπολογισμό της διαφορικής ενεργού διατομής μίας μετάπτωσης για μία ενέργεια δέσμης με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών οι διαφορικές ενεργές διατομές για όλες τις γωνίες ανίχνευσης, όπως έχουν υπολογιστεί με τον τρόπο που παρουσιάστηκε στην ενότητα 2.1, απεικονίζονται σε ένα γράφημα συναρτήσεως της γωνίας  $\theta$ . Από την προσαρμογή των πειραματικών σημείων με τη συνάρτηση  $W_\gamma(\theta)$  (σχέση 2.5) υπολογίζεται ο συντελεστής  $\sigma_\gamma/4\pi$ , από τον οποίο υπολογίζεται η ενεργός διατομή της εν λόγω μετάπτωσης.

Αξίζει να σημειωθεί ότι για να πραγματοποιηθεί η προσαρμογή της συνάρτησεως  $W_\gamma(\theta)$  στα πειραματικά σημεία δίνοντας αξιόπιστα αποτελέσματα απαιτούνται μετρήσεις σε τουλάχιστον 5 γωνίες [8]. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα η διαδικασία του πειράματος, αλλά κυρίως η διαδικασία της ανάλυσης των πειραματικών δεδομένων, να είναι χρονοβόρα. Η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών

ενεργών διατομών, η οποία αναπτύχθηκε από τους Mihaiilescu et al. [1], προτείνει έναν διαφορετικό τρόπο για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής μίας μετάπτωσης. Παίρνοντας φάσματα σε μία, δύο ή τρεις γωνίες ανίχνευσης η ενεργός διατομή μίας μετάπτωσης υπολογίζεται κάνοντας χρήση της μεθόδου ολοκλήρωσης Gauss, μειώνοντας με αυτό τον τρόπο τον αριθμό των προς ανάλυση φασμάτων. Ο τρόπος υπολογισμού της ενεργού διατομής μίας μετάπτωσης με τη μέθοδο ολοκλήρωσης Gauss παρουσιάζεται αναλυτικά στην επόμενη ενότητα (2.3)

### 2.3 Μέθοδος γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών

Όπως αναφέρθηκε στην προηγούμενη ενότητα, για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών απαιτούνται μετρήσεις σε τουλάχιστον 5 γωνίες ανίχνευσης, προκειμένου η προσαρμογή των πειραματικών σημείων με τη συνάρτηση  $W_\gamma(\theta)$  να είναι αξιόπιστη. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα η διαδικασία της ανάλυσης να είναι χρονοβόρα. Η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης, που αναπτύχθηκε από τους Mihaiilescu et al. [1] για μετρήσεις ενεργών διατομών σε αντιδράσεις ανελαστικής σκέδασης νετρονίων, προτείνει μία διαφορετική προσέγγιση στον υπολογισμό. Κάνοντας χρήση της μεθόδου ολοκλήρωσης Gauss η ενεργός διατομή μίας μετάπτωσης υπολογίζεται από τις διαφορικές ενεργές διατομές της εν λόγω μετάπτωσης σε μία, δύο ή τρεις γωνίες. Όπως θα παρουσιαστεί στη συνέχεια ο αριθμός των γωνιών ανίχνευσης που θα χρησιμοποιηθούν στο πείραμα εξαρτάται από το μέγιστο βαθμό του πολωνύμου Legendre της εξίσωσης (2.5), ο οποίος με τη σειρά του εξαρτάται από την πολυπολικότητα της υπό μελέτη μετάβασης.

Ο υπολογισμός της ενεργού διατομής μίας μετάβασης δίνεται ως ένα πεπερασμένο άθροισμα πάνω στα άρτια πολωνύμα Legendre (σχέση 2.5). Η εξίσωση αυτή μπορεί να ολοκληρωθεί με τη μέθοδο ολοκλήρωσης Gauss:

$$\sigma_\gamma = 2\pi \int_{-1}^1 \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(x) dx = 2\pi \sum_{i=1}^n w_i \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(x_i) \quad (2.7)$$

όπου  $n$  είναι ο αριθμός των ανιχνευτών,  $x_i = \cos\theta_i$  της γωνίας ανίχνευσης και  $w_i$  τα αντίστοιχα βάρη.

Για έναν αριθμό ανιχνευτών  $n$  αναζητούνται εκείνες οι γωνίες  $\theta_i$  και τα βάρη  $w_i$ , για τα οποία το άθροισμα δίνει ακριβώς το ίδιο αποτέλεσμα με το ζητούμενο ολοκλήρωμα. Όπως προκύπτει από τη λύση του συστήματος αυτό επιτυγχάνεται όταν το  $x_i = \cos\theta_i$  ισούται με τη ρίζα του πολωνύμου Legendre  $P_{2n}$  και τα αντίστοιχα βάρη  $w_i$  παίρνουν τις τιμές που παρουσιάζονται στον πίνακα 2.1. Σύμφωνα με τη μέθοδο

ολοκλήρωσης Gauss για να είναι ακριβής ο υπολογισμός του ολοκληρώματος, ο βαθμός του πολυωνύμου Legendre δε μπορεί να είναι μεγαλύτερος του  $4n-2$ . Όμως, ο μέγιστος βαθμός του πολυωνύμου που απαιτείται για την περιγραφή της γωνιακής κατανομής μίας μετάβασης εξαρτάται από την πολυπολικότητα της εν λόγω μετάβασης.

Αριθμός ανιχνευτών	Βάρος	Γωνία
$n = 1$	2	54.7, 125.3
$n = 2$	0.69571	30.6, 149.4
	1.30429	70.1, 109.9
$n = 3$	0.93583	76.2, 103.8
	0.72152	48.6, 131.4
	0.34265	21.1, 158.8

*Πίνακας 2.1 Βάρη και γωνίες ανίχνευσης για τη γωνιακή ολοκλήρωση της διαφορικής ενεργού διατομής για έναν, δύο και τρεις ανιχνευτές [1].*

### 2.3.1 Παράδειγμα υπολογισμού των γωνιών ανίχνευσης και των βαρών

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζεται ένα παράδειγμα υπολογισμού των γωνιών ανίχνευσης  $\theta_k$  και των βαρών  $w_i$  που απαιτούνται για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής μίας μετάβασης, η οποία περιγράφεται από ένα άθροισμα πάνω στα άρτια πολυώνυμα Legendre μέγιστου βαθμού 6. Ο υπολογισμός θα πραγματοποιηθεί για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών.

Η περιγραφή της γωνιακής κατανομής της διαφορικής ενεργού διατομής μίας μετάβασης, η οποία φτάνει μέχρι πολυώνυμα Legendre βαθμού 6 δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\sigma_\gamma}{4\pi} \cdot (\alpha_0 + \alpha_2 P_2(x) + \alpha_4 P_4(x) + \alpha_6 P_6(x)) \quad (2.8)$$

Για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών ( $n = 2$ ) αναζητούνται οι δύο γωνίες ανίχνευσης ( $\theta_1$  και  $\theta_2$ ) και τα αντίστοιχα βάρη ( $w_1$  και  $w_2$ ), ώστε το άθροισμα και το ολοκλήρωμα της έκφρασης (2.7) να είναι ίσα. Πιο συγκεκριμένα κάνοντας χρήση της εξίσωσης (2.8) το ολοκλήρωμα της έκφρασης (2.7) μπορεί να γραφτεί ως:

$$\begin{aligned}
\int_{-1}^1 \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(x)dx &= \frac{\sigma_\gamma}{4\pi} \cdot \int_{-1}^1 (\alpha_0 + \alpha_2 P_2(x) + \alpha_4 P_4(x) + \alpha_6 P_6(x))dx \Rightarrow \\
\int_{-1}^1 \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(x)dx &= \frac{\sigma_\gamma}{4\pi} \cdot \int_{-1}^1 (\alpha_0 + \alpha_2 P_2(x) + \alpha_4 P_4(x) + \alpha_6 P_6(x))dx \Rightarrow \\
\int_{-1}^1 \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(x)dx &= \frac{\sigma_\gamma}{4\pi} \cdot \left( \int_{-1}^1 \alpha_0 dx + \int_{-1}^1 \alpha_2 P_2(x) dx + \int_{-1}^1 \alpha_6 P_6(x) dx \right) \Rightarrow \quad (2.9) \\
\int_{-1}^1 \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(x)dx &= \frac{\sigma_\gamma}{4\pi} \cdot (2 \cdot \alpha_0 + 0 + 0) \Rightarrow \\
\int_{-1}^1 \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(x)dx &= \frac{\sigma_\gamma}{4\pi} \cdot 2 \cdot \alpha_0
\end{aligned}$$

όπου χρησιμοποιήθηκε η σχέση ορθογωνιότητας των πολωνύμων Legendre:

$$\int_{-1}^1 P_l(x)P_{l'}(x)dx = \frac{2}{2l+1} \cdot \delta_{ll'} \quad (2.10)$$

στην οποία το  $\delta_{ll'}$  είναι το δέλτα του Kronecker.

Στη συνέχεια, κάνοντας χρήση τη εξίσωσης (2.8) υπολογίζεται το άθροισμα της έκφρασης (2.7):

$$\begin{aligned}
\sum_{i=1}^2 w_i \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(x_i) &= w_1 \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(x_1) + w_2 \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(x_2) \Rightarrow \\
\sum_{i=1}^2 w_i \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(x_i) &= w_1 \cdot \left( \frac{\sigma_i}{4\pi} \cdot (\alpha_0 + \alpha_2 P_2(x_1) + \alpha_4 P_4(x_1) + \alpha_6 P_6(x_1)) \right) \\
&\quad + w_2 \cdot \left( \frac{\sigma_i}{4\pi} \cdot (\alpha_0 + \alpha_2 P_2(x_2) + \alpha_4 P_4(x_2) + \alpha_6 P_6(x_2)) \right) \Rightarrow \quad (2.11) \\
\sum_{i=1}^2 w_i \frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}(x_i) &= \frac{\sigma_i}{4\pi} \left[ \alpha_0 \cdot (w_1 + w_2) + \alpha_2 \cdot (w_1 \cdot P_2(x_1) + w_2 \cdot P_2(x_2)) \right. \\
&\quad \left. + \alpha_4 \cdot (w_1 \cdot P_4(x_1) + w_2 \cdot P_4(x_2)) + \alpha_6 \cdot (w_1 \cdot P_6(x_1) + w_2 \cdot P_6(x_2)) \right]
\end{aligned}$$

Εξισώνοντας τις σχέσεις (2.9) και (2.11), προκύπτει το ακόλουθο σύστημα εξισώσεων:

$$\begin{cases} w_1 + w_2 = 2 \\ w_1 \cdot P_2(x_1) + w_2 \cdot P_2(x_2) = 0 \\ w_1 \cdot P_4(x_1) + w_2 \cdot P_4(x_2) = 0 \\ w_1 \cdot P_6(x_1) + w_2 \cdot P_6(x_2) = 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

Επιλέγοντας τα  $x_i$  να είναι οι ρίζες του πολωνύμου Legendre βαθμού  $2n$ , δηλαδή στην περίπτωση του παρόντος παραδείγματος όπου  $n = 2$  τα  $x_1$  και  $x_2$  ισούνται με τις ρίζες του πολωνύμου Legendre βαθμού 4, δηλαδή  $x_1 = 0.8611$  και  $x_2 = 0.3400$ , οι γωνίες βρίσκονται ίσες με  $31^\circ$  και  $70^\circ$ , ή ισοδύναμα  $149^\circ$  και  $110^\circ$ , και τα αντίστοιχα βάρη βρίσκονται από τη λύση του συστήματος

$$\left\{ \begin{array}{l} w_1 + w_2 = 2 \\ w_1 \cdot P_2(0.8611) + w_2 \cdot P_2(0.3400) = 0 \\ w_1 \cdot P_6(0.8611) + w_2 \cdot P_6(0.3400) = 0 \end{array} \right\} \quad (2.13)$$

Κάνοντας χρήση των δύο από τις τρεις εξισώσεις του παραπάνω συστήματος, βρίσκονται τα βάρη  $w_1$  και  $w_2$  ίσα με  $w_1 = 0.70$  και  $w_2 = 1.30$  και δοκιμάζοντας τις τιμές που έχουν υπολογιστεί στην 3<sup>η</sup> εξίσωση του συστήματος, παρατηρείται ότι πράγματι αυτή ικανοποιείται.

# Κεφάλαιο 3

## Αποτελέσματα και ερμηνεία αποτελεσμάτων

### 3.1 Εισαγωγή

Μέχρι σήμερα η μέθοδος ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών έχει χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό ενεργών διατομών μεταπτώσεων ακτίνων  $\gamma$  και ολικών ενεργών διατομών σε αντιδράσεις ανελαστικής σκέδασης νετρονίων. Μερικές από τις ενεργές διατομές ανελαστικών σκεδάσεων που έχουν μετρηθεί στο GELINA (Geel Electron LINear Accelerator) είναι οι  $^{52}\text{Cr}(n, n\gamma)$  [2],  $^{208}\text{Pb}(n, n\gamma)$  [3] και  $^{209}\text{Bi}(n, n\gamma)$  [4], οι οποίες έχουν δείξει καλή συμφωνία με προ υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα και με θεωρητικούς υπολογισμούς με τον κώδικα TALYS [5], όπως παρουσιάζεται στις αντίστοιχες δημοσιεύσεις.

Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών εφαρμόστηκε για πρώτη φορά για τον υπολογισμό ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης πρωτονίου. Πιο συγκεκριμένα χρησιμοποιήθηκαν ήδη υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα γωνιακών κατανομών για τις αντιδράσεις  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$ ,  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$ . Για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών είχε γίνει χρήση των δεδομένων από όλους τους ανιχνευτές που χρησιμοποιήθηκαν στο εκάστοτε πείραμα, προκειμένου η προσαρμογή των πειραματικών σημείων με τη συνάρτηση γωνιακής κατανομής ακτίνων  $\gamma$  να είναι η καλύτερη δυνατή. Για τον υπολογισμό με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών επιλέχθηκαν μόνο τα δεδομένα από τους ανιχνευτές που ήταν τοποθετημένοι στις απαιτούμενες γωνίες ανίχνευσης, όπως παρουσιάζονται στον πίνακα 2.1. Επίσης, υπολογίστηκαν οι ενεργές διατομές των παραπάνω αντιδράσεων σε περιπτώσεις όπου οι ανιχνευτές ήταν τοποθετημένοι  $5^\circ$  προς τη μία ή την άλλη κατεύθυνση από τις απαιτούμενες γωνίες, προκειμένου να ελεγχθεί η ευαισθησία της μεθόδου.

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των ενεργών διατομών όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για έναν, δύο ή τρεις ανιχνευτές, καθώς και η σύγκρισή τους με τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών και με

θεωρητικούς υπολογισμούς της θεωρίας Hauser-Feshbach που πραγματοποιήθηκαν με τη βοήθεια του κώδικα TALYS (έκδοση 1.8) [5].

Ο κώδικας TALYS χρησιμοποιεί φαινομενολογικά και ημιμικροσκοπικά μοντέλα Οπτικού Δυναμικού (“Optical Model Potential”, OMP), Πυκνότητας Πυρηνικών Καταστάσεων (“Nuclear Level Densities”, NLD) και Συναρτήσεων Ισχύος Ακτίνων  $\gamma$  (“ $\gamma$  ray Strength Functions,  $\gamma$ SF). Στα πλαίσια της παρούσας εργασίας χρησιμοποιήθηκαν για το Οπτικό Δυναμικό πρωτονίου-πυρήνα το φαινομενολογικό μοντέλο των Koning-Delaroche (KD) [17] και το ημιμικροσκοπικό μοντέλο των Bauge, Delaroche και Girod (JLM/B) [18]. Όσον αφορά στην Πυκνότητα Πυρηνικών Καταστάσεων χρησιμοποιήθηκαν το φαινομενολογικό μοντέλο αερίου Fermi σταθερής θερμοκρασίας (CTFG) [5] και τα ημιμικροσκοπικά μοντέλα Hartree-Fock-BCS (HFBCS) [19] και Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) [20]. Τέλος, για τη Συνάρτηση Ισχύος Ακτίνων  $\gamma$  χρησιμοποιήθηκαν το φαινομενολογικό μοντέλο της γενικευμένης Λορεντζιανής των Kopecky-Uhl (KU) [21] και τα ημιμικροσκοπικά μοντέλα Hartree-Fock-BCS-Quasi-particle Random-Phase approximation (HFBCS/QRPA) [22] και Hartree-Fock-Bogolyubov Quasi-particle Random-Phase approximation (HFB/QRPA) [20]. Οι θεωρητικοί υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν με τα παραπάνω μοντέλα για τους τρεις συνδυασμούς του πίνακα 3.1.

	Οπτικό Δυναμικό (OMP)	Πυκνότητα Πυρηνικών Καταστάσεων (NLD)	Συνάρτηση Ισχύος Ακτίνων $\gamma$ ( $\gamma$ SF)
TALYS 1	KD	CTFG	KU
TALYS 2	JLM/B	HFBCS	HFBCS/QRPA
TALYS 3	JLM/B	HFB	HFB/QRPA

**Πίνακας 3.1** Συνδυασμοί των μοντέλων Οπτικού Δυναμικού, Πυκνότητας Πυρηνικών Καταστάσεων και Συνάρτησης Ισχύος Ακτίνων  $\gamma$  που χρησιμοποιήθηκαν για τους θεωρητικούς υπολογισμούς της παρούσας εργασίας με τη βοήθεια του κώδικα TALYS (έκδοση 1.8) [5].

### 3.2 Η αντίδραση $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$

Το πείραμα για τη μέτρηση της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών πραγματοποιήθηκε στο πανεπιστήμιο της Στουτγκάρδης στα πλαίσια της εργασίας [7]. Οι ανιχνευτές βρίσκονταν πάνω σε μία γωνιομετρική τράπεζα και σε απόσταση 13 έως 20 cm από το στόχο. Οι λεπτομέρειες της διεξαγωγής του πειράματος και της διαδικασίας ανάλυσης των πειραματικών δεδομένων περιγράφονται αναλυτικά στην εργασία [7]. Στον πίνακα 3.2 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές για τη δημιουργία του σύνθετου πυρήνα  $^{79}\text{Br}$  στη μετασταθή  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$  ( $\sigma_{\text{meta}}$ ) και στη βασική του κατάσταση  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$  ( $\sigma_{\text{g}}$ ), καθώς και η ολική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  ( $\sigma_{\text{TOT}}$ ) όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [7] μαζί με τα αντίστοιχα σχετικά σφάλματα ( $\delta_{\sigma_{\chi}}$ ). Η μετασταθής στάθμη που μετρήθηκε είναι η 1<sup>η</sup> διεγερμένη του σύνθετου πυρήνα  $^{79}\text{Br}$  με ενέργεια 207.6 MeV και χρόνο ημιζωής  $T_{1/2} = 5.1$  s.

Μέθοδος των γωνιακών κατανομών							
		$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$		$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$		$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$	
$E_p$ (keV)	$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{\text{meta}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma_{\chi}}$ %	$\sigma_{\text{g}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma_{\chi}}$ %	$\sigma_{\text{TOT}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma_{\chi}}$ %
1706	1681	-	-	$30.9 \pm 3.6$	12	$30.9 \pm 3.6$	12
1907	1879	-	-	$89.6 \pm 9.4$	10	$89.6 \pm 9.4$	10
2007	1978	-	-	$143 \pm 15$	10	$143 \pm 15$	10
2208	2177	-	-	$381 \pm 40$	10	$381 \pm 40$	10
2309	2277	-	-	$548 \pm 57$	10	$592 \pm 62$	10
2409	2375	$63.6 \pm 8.8$	14	$857 \pm 90$	11	$920 \pm 96$	10
2510	2475	$81.1 \pm 9.7$	12	$1068 \pm 111$	10	$1149 \pm 119$	10
2610	2574	$108 \pm 13$	12	$1575 \pm 164$	10	$1683 \pm 175$	10
2711	2674	$157 \pm 18$	11	$2234 \pm 233$	10	$2391 \pm 249$	10
2811	2773	$205 \pm 26$	13	$2821 \pm 294$	10	$3026 \pm 315$	10
2912	2872	$279 \pm 31$	11	$3631 \pm 381$	10	$3910 \pm 409$	10
3010	2969	$392 \pm 43$	11	$5004 \pm 528$	11	$5396 \pm 567$	11

**Πίνακας 3.2** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [7] μαζί με τα σχετικά σφάλματα των τιμών ( $\delta_{\sigma_{\chi}}$ ).



Για τον έλεγχο της μεθόδου της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών χρησιμοποιήθηκαν τα ίδια πειραματικά δεδομένα με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών και υπολογίστηκαν οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.m}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.g}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$ , οι οποίες συγκρίθηκαν με τις αντίστοιχες ενεργές διατομές των γωνιακών κατανομών και με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS. Οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή ( $125^\circ$ ) και των τριών ανιχνευτών ( $20^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $105^\circ$ ) καθώς και για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών, για γωνίες ανίχνευσης  $5^\circ$  προς τη μία ή την άλλη κατεύθυνση από τις γωνίες που απαιτούνται από τη μέθοδο.

### 3.2.1 Η περίπτωση του ενός ανιχνευτή

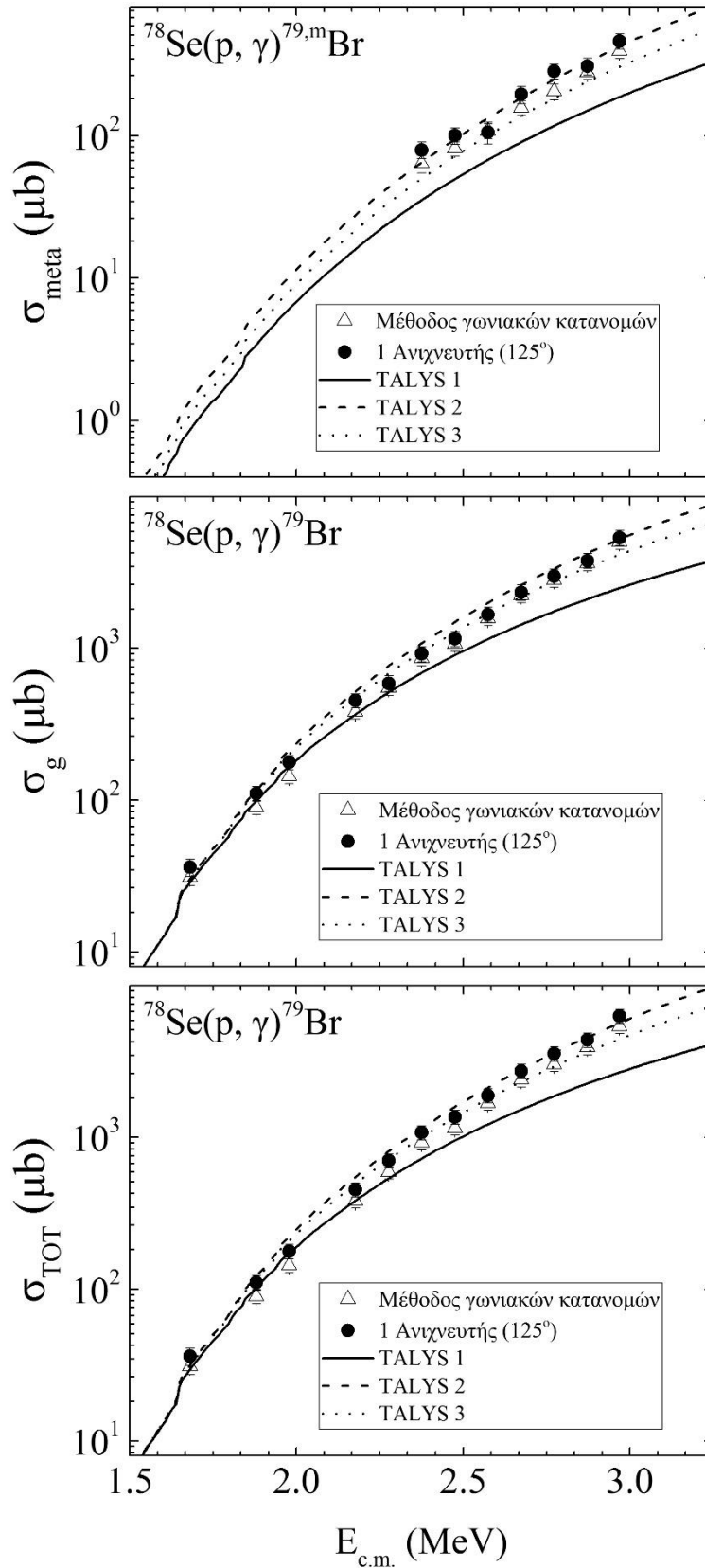
Στον πίνακα 3.3 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.m}\text{Br}$  ( $\sigma_{\text{meta}}$ ),  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.g}\text{Br}$  ( $\sigma_g$ ) και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  ( $\sigma_{\text{TOT}}$ ), όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\sigma}$ ) για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή σε γωνία ανίχνευσης  $125^\circ$ , καθώς και οι αποκλίσεις τους από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών ( $\delta\%$ ). Στο σχήμα 3.1 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών (μαύροι κύκλοι) συγκριτικά με τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών (ανοιχτά τρίγωνα) και τους θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS. Στο Παράρτημα Α'.1 παρουσιάζονται τα δεδομένα για τις ενεργές διατομές όλων των μεταπτώσεων που καταλήγουν στη βασική στάθμη, όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή στις  $125^\circ$ .

Όπως φαίνεται από τον πίνακα 3.3 και από το σχήμα 3.1 οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.m}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.g}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή σε γωνία ανίχνευσης  $125^\circ$  συμφωνούν μέσα στα όρια των σφαλμάτων με τις ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών για όλες τις ενέργειες δέσμης, με μοναδική εξαίρεση την ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.m}\text{Br}$  για ενέργεια δέσμης πρωτονίων  $2.8 \text{ MeV}$  ( $E_{c.m.} = 2773 \text{ keV}$ ). Η απόκλιση των δύο μεθόδων κυμαίνεται μεταξύ 2 και 25%, ενώ για

ενέργεια δέσμης πρωτονίων 2.8 MeV ( $E_{c.m.} = 2773$  keV) για την αντίδραση  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.m}\text{Br}$ , όπου οι δύο μέθοδοι δε συμφωνούν μεταξύ τους μέσα στα όρια των σφαλμάτων, η απόκλιση τους είναι 39%. Αξίζει να σημειωθεί ότι η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών υπερεκτιμά τις ενεργές διατομές των υπό μελέτη αντιδράσεων με εξαίρεση την ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.m}\text{Br}$  για ενέργεια δέσμης πρωτονίων 2.6 MeV ( $E_{c.m.} = 2574$  keV), την οποία υποεκτιμά.

1 Ανιχνευτής (125°)									
$E_{c.m.}$ (keV)	$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.m}\text{Br}$			$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.g}\text{Br}$			$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$		
	$\sigma_{\text{meta}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\text{σχ}}$ %	$\delta\%$ %	$\sigma_{\text{g}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\text{σχ}}$ %	$\delta\%$ %	$\sigma_{\text{TOT}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\text{σχ}}$ %	$\delta\%$ %
1681	-	-	-	$36.2 \pm 4.7$	13	17	$36.2 \pm 4.7$	13	17
1879	-	-	-	$110 \pm 12$	11	23	$110 \pm 12$	11	23
1978	-	-	-	$177 \pm 20$	11	24	$177 \pm 20$	11	24
2177	-	-	-	$452 \pm 49$	11	19	$452 \pm 49$	11	19
2277	-	-	-	$645 \pm 69$	11	18	$702 \pm 76$	11	19
2375	$80 \pm 10$	13	25	$997 \pm 107$	11	16	$1077 \pm 115$	11	17
2475	$100 \pm 13$	13	24	$1259 \pm 134$	11	18	$1359 \pm 145$	11	18
2574	$106 \pm 19$	18	2	$1773 \pm 190$	11	13	$1879 \pm 201$	11	12
2674	$195 \pm 28$	14	24	$2536 \pm 271$	11	14	$2731 \pm 292$	11	14
2773	$284 \pm 34$	12	39	$3273 \pm 350$	11	16	$3557 \pm 380$	11	18
2872	$308 \pm 42$	14	10	$4091 \pm 437$	11	13	$4399 \pm 470$	11	12
2969	$461 \pm 56$	12	18	$5819 \pm 622$	11	16	$6280 \pm 670$	11	16

**Πίνακας 3.3** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.m}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.g}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\text{σχ}}$ ) για την περίπτωση ενός ανιχνευτή σε γωνία ανίχνευσης 125° και η απόκλιση τους ( $\delta\%$ ) από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών [7].



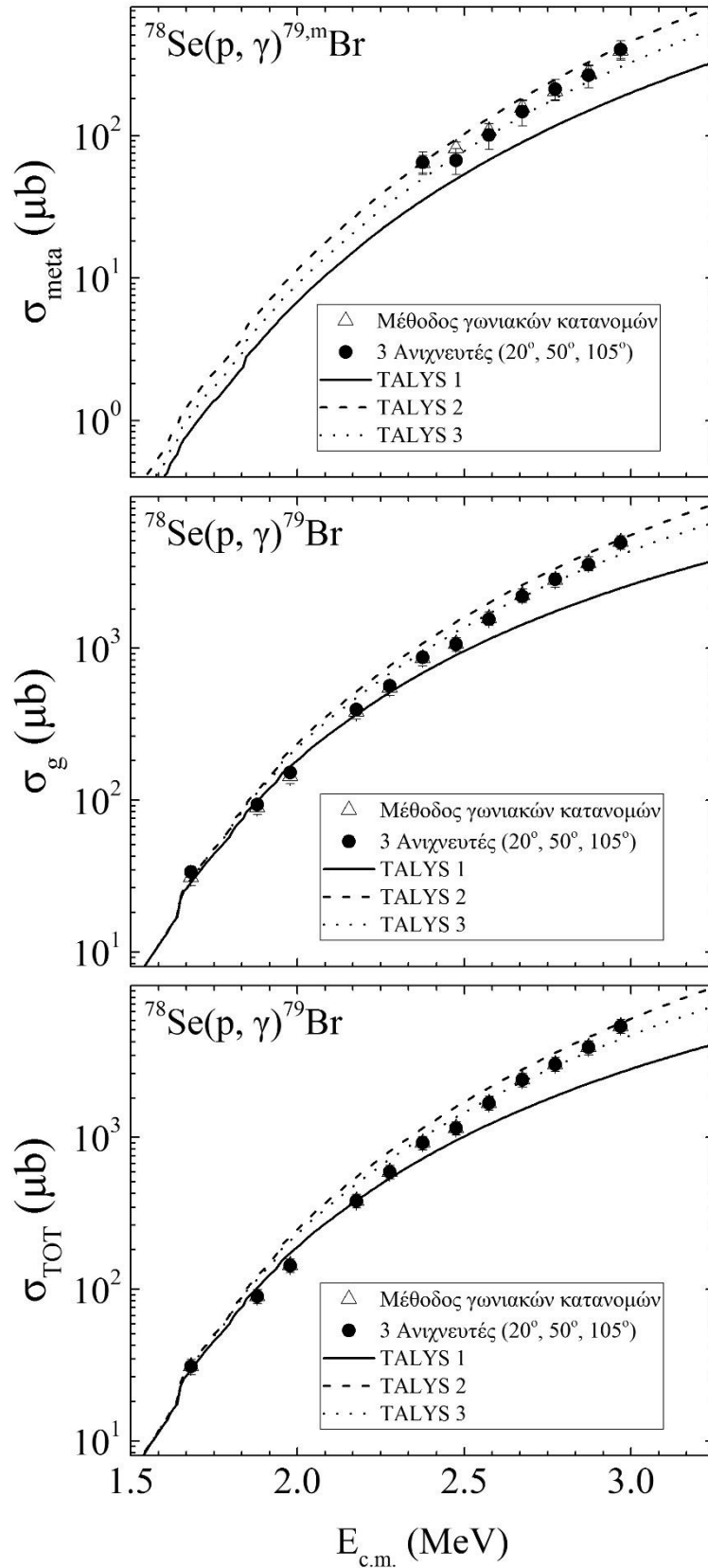
**Σχήμα 3.1** Γραφική αναπαράσταση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,m}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,g}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση ενός ανιχνευτή σε γωνία ανίχνευσης  $125^\circ$  και με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [7] μαζί με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.

### 3.2.2 Η περίπτωση των τριών ανιχνευτών

Οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$  ( $\sigma_{\text{meta}}$ ),  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$  ( $\sigma_{\text{g}}$ ) και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  ( $\sigma_{\text{TOT}}$ ) μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\sigma}$ ), όπως υπολογίστηκαν για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών (20, 50 και 105°) καθώς και οι αποκλίσεις τους από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές υπολογισμένες με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών ( $\delta\%$ ) παρουσιάζονται στον πίνακα 3.4. Η γραφική αναπαράσταση των ενεργών διατομών αυτών (μαύροι κύκλοι) μαζί με τις ενεργές διατομές όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών (ανοιχτά τρίγωνα), καθώς και θεωρητικοί υπολογισμοί που πραγματοποιήθηκαν με χρήση του κώδικα TALYS παρουσιάζονται στο σχήμα 3.2. Αναλυτικοί πίνακες με τις ενεργές διατομές όλων των μεταπτώσεων που καταλήγουν στη βασική στάθμη, που υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών (20, 50 και 105°), από τις οποίες υπολογίστηκαν οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$ , παρουσιάζονται στο Παράρτημα Α.΄1.

3 Ανιχνευτές (20°, 50°, 105°)									
E <sub>c.m.</sub> (keV)	$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$			$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$			$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$		
	$\sigma_{\text{meta}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ %	$\delta\%$ %	$\sigma_{\text{g}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ %	$\delta\%$ %	$\sigma_{\text{TOT}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ %	$\delta\%$ %
1681	-	-	-	33.7 ± 2.8	8	9	33.7 ± 2.8	8	9
1879	-	-	-	93.1 ± 7.0	8	4	93.1 ± 7.0	8	4
1978	-	-	-	152 ± 12	8	6	152 ± 12	8	6
2177	-	-	-	394 ± 28	7	3	394 ± 28	7	3
2277	-	-	-	571 ± 39	7	4	571 ± 39	7	4
2375	65.0 ± 11.6	18	2	905 ± 60	7	6	970 ± 65	7	5
2475	67.0 ± 13.8	21	17	1098 ± 73	7	3	1165 ± 78	7	1
2574	101 ± 21	21	7	1601 ± 107	7	2	1702 ± 115	7	1
2674	147 ± 30	21	6	2269 ± 151	7	2	2416 ± 163	7	1
2773	212 ± 36	17	4	2953 ± 197	7	5	3166 ± 213	7	5
2872	265 ± 48	18	5	3694 ± 245	7	2	3959 ± 265	7	1
2969	402 ± 63	16	3	5181 ± 345	7	4	5583 ± 375	7	3

**Πίνακας 3.4** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\sigma}$ ), υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 20, 50 και 105° και η απόκλιση τους ( $\delta\%$ ) από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών [7].



**Σχήμα 3.2** Γραφική αναπαράσταση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,m}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,g}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης  $20^\circ$ ,  $50^\circ$  και  $105^\circ$  και με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [7] μαζί με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.

Από τον πίνακα 3.4 και από το σχήμα 3.2 φαίνεται πως οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών ( $20^\circ$ ,  $50^\circ$  και  $105^\circ$ ) συμφωνούν μέσα στα όρια των σφαλμάτων, με τις ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών για όλες τις ενέργειες δέσμης και η απόκλιση τους είναι μεταξύ 1 και 17%. Πιο συγκεκριμένα, απόκλιση 17% παρατηρείται μόνο για ενέργεια δέσμης πρωτονίων 2.5 MeV ( $E_{\text{c.m.}} = 2475$  keV) για την αντίδραση  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$  και, ενώ σε όλες τις υπόλοιπες περιπτώσεις η απόκλιση είναι μικρότερη του 9%. Επίσης, η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών τείνει να υπερεκτιμά τις ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  με μοναδική εξαίρεση την ολική ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  για ενέργεια δέσμης πρωτονίων 2.3 MeV ( $E_{\text{c.m.}} = 2277$  keV). Ενώ, υποεκτιμά την ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$  για πάνω από τις μισές ενέργειες δέσμης.

### 3.2.3 Δοκιμές για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών

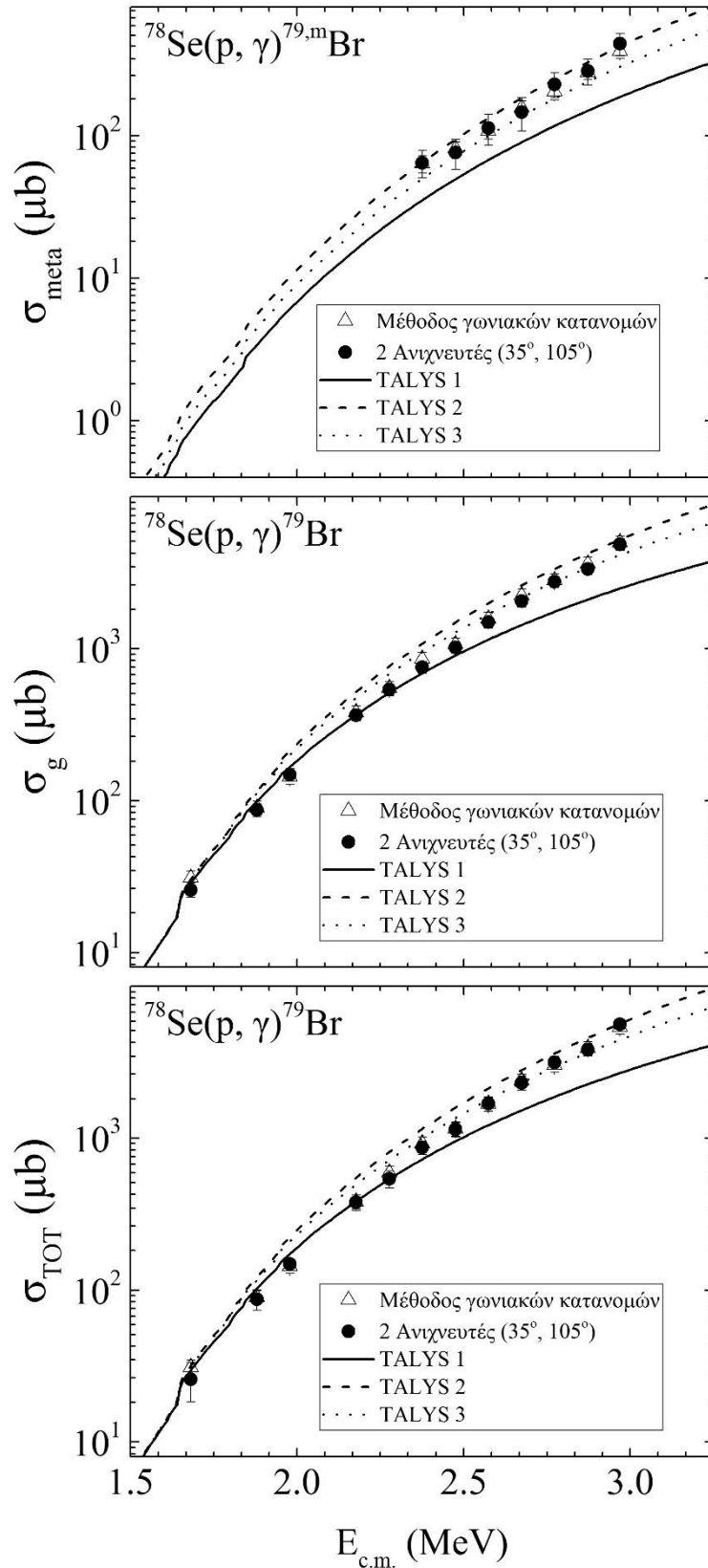
Οι γωνίες ανίχνευσης που απαιτούνται από τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών είναι οι  $30^\circ$  και  $110^\circ$  (ή  $70^\circ$ ). Στην παρούσα εργασία υπολογίστηκαν οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$  ( $\sigma_{\text{meta}}$ ),  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$  ( $\sigma_{\text{g}}$ ) και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  ( $\sigma_{\text{TOT}}$ ) σε γωνίες που βρίσκονταν  $5^\circ$  από τις απαιτούμενες από τη μέθοδο γωνίες, ώστε να ελεγχθεί η ευαισθησία της μεθόδου. Πιο συγκεκριμένα, με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών υπολογίστηκαν οι ενεργές διατομές των παραπάνω αντιδράσεων για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης α)  $35^\circ$  και  $105^\circ$  και β)  $35^\circ$  και  $65^\circ$ , καθώς και οι αποκλίσεις τους ( $\delta\%$ ) από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών. Οι ενεργές διατομές αυτές μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\text{σγ}}$ ) βρίσκονται στους πίνακες 3.5 και 3.6, καθώς και η απόκλιση των δύο μεθόδων ( $\delta\%$ ). Στα σχήματα 3.3 και 3.4 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών (μαύροι κύκλοι) για τις περιπτώσεις των δύο ανιχνευτών μαζί με τις ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών (ανοιχτά τρίγωνα) και τους θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS. Οι διαφορετικές ενεργές διατομές των μεταπτώσεων που

καταλήγουν στη βασική στάθμη, οι οποίες χρησιμοποιήθηκαν στον υπολογισμό, για τις περιπτώσεις των δύο ανιχνευτών βρίσκονται το Παράρτημα Α'.1.

Όπως φαίνεται στον πίνακα 3.5 και στο σχήμα 3.3 οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 35 και 105°, αντί των 30 και 110° που απαιτούνται από τη μέθοδο, συμφωνούν μέσα στα όρια των σφαλμάτων με τις ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών για όλες τις ενέργειες δέσμης πρωτονίων. Η απόκλιση των ενεργών διατομών υπολογισμένες με τις δύο μεθόδους κυμαίνεται μεταξύ 0.1 και 16%. Επίσης, από ότι φαίνεται συγκρίνοντας τις τιμές του πίνακα 3.1 με τις τιμές του πίνακα 3.5 η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 35 και 105° σε κάποιες περιπτώσεις υπερτιμά και σε κάποιες υποτιμά την ενεργό διατομή των αντιδράσεων αυτών.

2 ανιχνευτές (30° → 35°, 110° → 105°)									
E <sub>c.m.</sub> (keV)	$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$			$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$			$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$		
	σ <sub>meta</sub> (μb)	δ <sub>σχ</sub> %	δ <sub>%</sub> %	σ <sub>g</sub> (μb)	δ <sub>σχ</sub> %	δ <sub>%</sub> %	σ <sub>τοτ</sub> (μb)	δ <sub>σχ</sub> %	δ <sub>%</sub> %
1681	-	-	-	25.8 ± 2.7	10	16	25.8 ± 2.7	10	16
1879	-	-	-	86.9 ± 8.3	10	3	86.9 ± 8.3	10	3
1978	-	-	-	148 ± 14	10	4	148 ± 14	10	4
2177	-	-	-	365 ± 32	9	4	378 ± 33	9	1
2277	-	-	-	539 ± 46	9	2	539 ± 46	9	9
2375	64.8 ± 14.1	22	2	802 ± 66	8	6	867 ± 72	8	6
2475	76.1 ± 18.1	24	6	1067 ± 87	8	0.1	1144 ± 94	8	1
2574	114 ± 28	24	5	1572 ± 128	8	0.2	1686 ± 139	8	0.2
2674	146 ± 39	27	7	2169 ± 177	8	3	2315 ± 192	8	3
2773	230 ± 46	20	12	2925 ± 235	8	4	3155 ± 257	8	4
2872	286 ± 59	21	3	3548 ± 287	8	2	3834 ± 314	8	2
2969	443 ± 80	18	13	5170 ± 420	8	3	5613 ± 460	8	4

**Πίνακας 3.5** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα (δ<sub>σχ</sub>) υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 35 και 105°, αντί των 30 και 110° που απαιτούνται από τη μέθοδο, και η απόκλιση τους (δ<sub>%</sub>) από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν μέσω της μεθόδου των γωνιακών κατανομών [7].



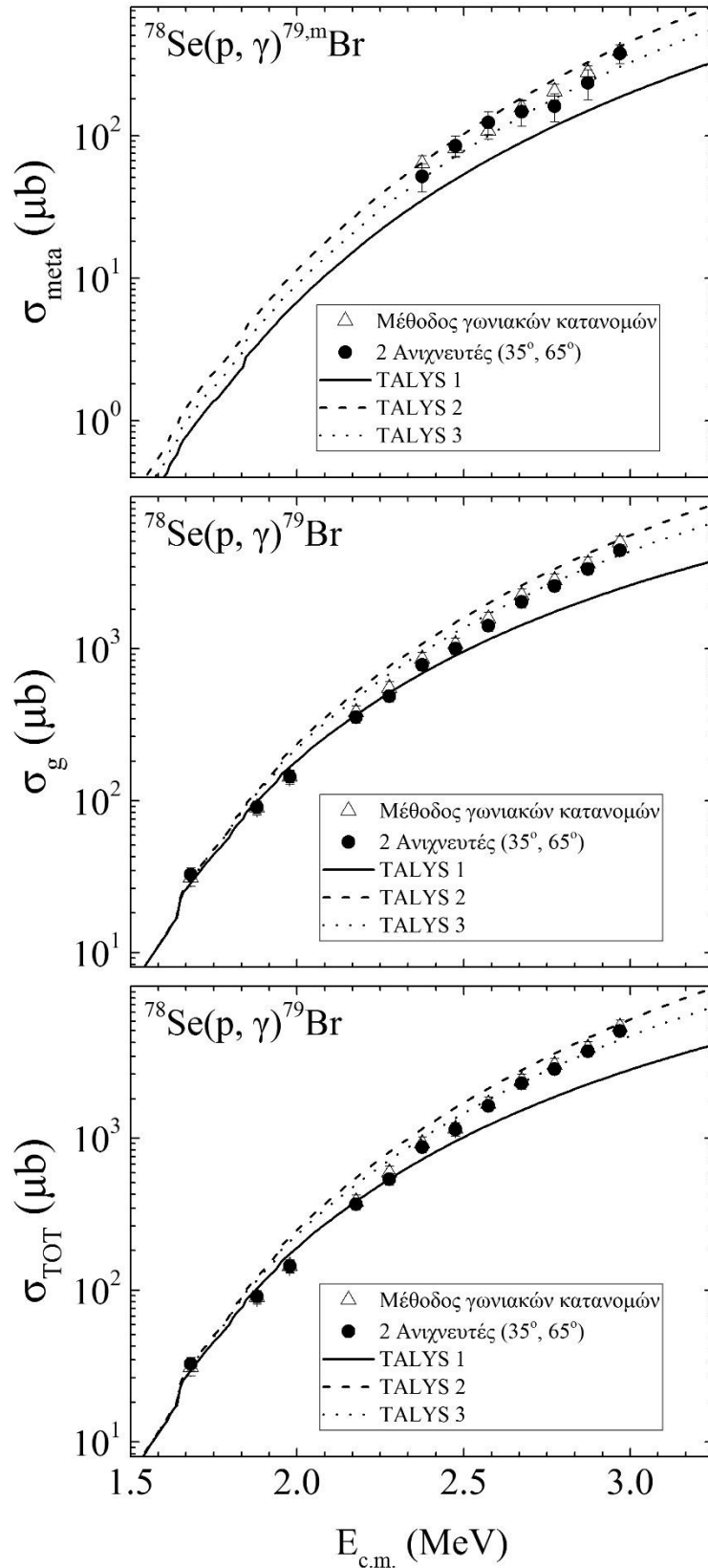
**Σχήμα 3.3** Γραφική αναπαράσταση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,m}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,g}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης  $35^\circ$  και  $105^\circ$ , αντί των  $30^\circ$  και  $110^\circ$  που απαιτούνται από τη μέθοδο, και με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [7] μαζί με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.



Αντίστοιχα, από τον πίνακα 3.6 και από το σχήμα 3.4 φαίνεται ότι οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 35 και 65°, αντί των 30 και 70° που απαιτούνται από τη μέθοδο, συμφωνούν μέσα στα όρια των σφαλμάτων με τις ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών για όλες τις ενέργειες δέσμης. Η απόκλιση των δύο μεθόδων κυμαίνεται μεταξύ 1 και 21%. Πιο συγκεκριμένα, η απόκλιση μεταξύ των δύο μεθόδων είναι κάτω από 7% για τις αντιδράσεις  $^{78,\text{g}}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$ . Μεγαλύτερη απόκλιση στις δύο μεθόδους παρατηρείται στην αντίδραση  $^{78,\text{m}}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$ , η οποία είναι πάνω 13% για τις περισσότερες ενέργειες δέσμης πρωτονίων. Επίσης, η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 35 και 65° σε κάποιες περιπτώσεις υπερτιμά και σε κάποιες υποτιμά την ενεργό διατομή των αντιδράσεων.

2 ανιχνευτές (30° → 35°, 70° → 65°)									
E <sub>c.m.</sub> (keV)	$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$			$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$			$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$		
	σ <sub>meta</sub> (μb)	δ <sub>σχ</sub> %	δ <sub>%</sub> %	σ <sub>g</sub> (μb)	δ <sub>σχ</sub> %	δ <sub>%</sub> %	σ <sub>τοτ</sub> (μb)	δ <sub>σχ</sub> %	δ <sub>%</sub> %
1681	-	-	-	32.6 ± 3.4	10	5	32.6 ± 3.4	10	5
1879	-	-	-	90.5 ± 8.0	9	1	90.5 ± 8.0	9	1
1978	-	-	-	144 ± 13	9	1	144 ± 13	9	1
2177	-	-	-	354 ± 30	8	7	354 ± 30	8	7
2277	-	-	-	512 ± 42	8	7	512 ± 42	8	7
2375	51.9 ± 11.4	22	18	819 ± 67	8	4	871 ± 72	8	5
2475	85.3 ± 14.8	17	5	1057 ± 86	8	1	1142 ± 93	8	1
2574	124 ± 23	18	15	1505 ± 121	8	4	1629 ± 132	8	3
2674	148 ± 31	21	6	2142 ± 174	8	4	2290 ± 188	8	4
2773	162 ± 36	22	21	2686 ± 212	8	5	2847 ± 227	8	6
2872	235 ± 56	24	16	3501 ± 285	8	4	3736 ± 307	8	4
2969	377 ± 57	15	13	4685 ± 371	8	6	5062 ± 402	8	4

**Πίνακας 3.6** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{m}}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,\text{g}}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\text{σχ}}$ ) υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 35 και 65°, αντί των 30 και 70° που απαιτούνται από τη μέθοδο, και η απόκλιση τους ( $\delta_{\%}$ ) από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών [7].



**Σχήμα 3.4** Γραφική αναπαράσταση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,m}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79,g}\text{Br}$  και  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 35 και 65°, αντί των 30 και 70° που απαιτούνται από τη μέθοδο, και με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [7] μαζί με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.

### 3.3 Η αντίδραση $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$

Οι μετρήσεις γωνιακών κατανομών ακτίνων  $\gamma$  για τον προσδιορισμό της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών πραγματοποιήθηκαν στον επιταχυντή Dynamitron του πανεπιστημίου της Στουτγκάρδης στα πλαίσια της εργασίας [16]. Για τις μετρήσεις χρησιμοποιήθηκαν τέσσερις ανιχνευτές HPGe, οι οποίοι τοποθετήθηκαν σε μία γωνιομετρική τράπεζα και σε απόσταση 13 έως 20 cm από το στόχο. Από την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών προέκυψαν οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων δημιουργίας του σύνθετου πυρήνα  $^{87}\text{Y}$  στη μετασταθή  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$  ( $\sigma_{\text{meta}}$ ) και στη βασική του κατάσταση  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$  ( $\sigma_g$ ) μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta\%$ ), όπως παρουσιάζονται στον πίνακα 3.7, καθώς και η ολική ενεργός διατομή της αντίδρασης  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  ( $\sigma_{\text{TOT}}$ ) [16], για ενέργεια δέσμης πρωτονίων 3.3 MeV ( $E_{\text{c.m.}} = 3273$  keV). Η μετασταθής στάθμη που μετρήθηκε είναι η  $1^{\text{n}}$  διεγερμένη στάθμη του παραγόμενου  $^{87}\text{Y}$  πυρήνα με ενέργεια 380.8 keV και χρόνο ημιζωής  $T_{1/2} = 13.37$  h. Ο υπολογισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$  πραγματοποιήθηκε αθροίζοντας τις ενεργές διατομές όλων των μεταπτώσεων που καταλήγουν στην κατάσταση αυτή.

Μέθοδος των γωνιακών κατανομών							
		$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$		$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$		$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$	
$E_p$ (keV)	$E_{\text{c.m.}}$ (keV)	$\sigma_{\text{meta}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\text{σχ}}$ (%)	$\sigma_g$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\text{σχ}}$ (%)	$\sigma_{\text{TOT}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\text{σχ}}$ (%)
3300	3273	$277 \pm 12$	4	$935 \pm 29$	3	$1212 \pm 30$	3

**Πίνακας 3.7** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta\%$ ) υπολογισμένες με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [16].

Προκειμένου να ελεγχθεί η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών χρησιμοποιήθηκαν τα πειραματικά δεδομένα από κάποιους από τους ανιχνευτές των γωνιακών κατανομών και υπολογίστηκαν οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  για ενέργεια δέσμης πρωτονίων 3.3 MeV ( $E_{\text{c.m.}} = 3273$  keV), οι οποίες συγκρίθηκαν με τις αντίστοιχες ενεργές διατομές των γωνιακών κατανομών και με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS [5]. Οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή ( $125^\circ$ ) και των τριών ανιχνευτών (20, 50 και

105°) καθώς και για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών, για γωνίες ανίχνευσης 5° προς τη μία ή την άλλη κατεύθυνση από τις απαιτούμενες γωνίες.

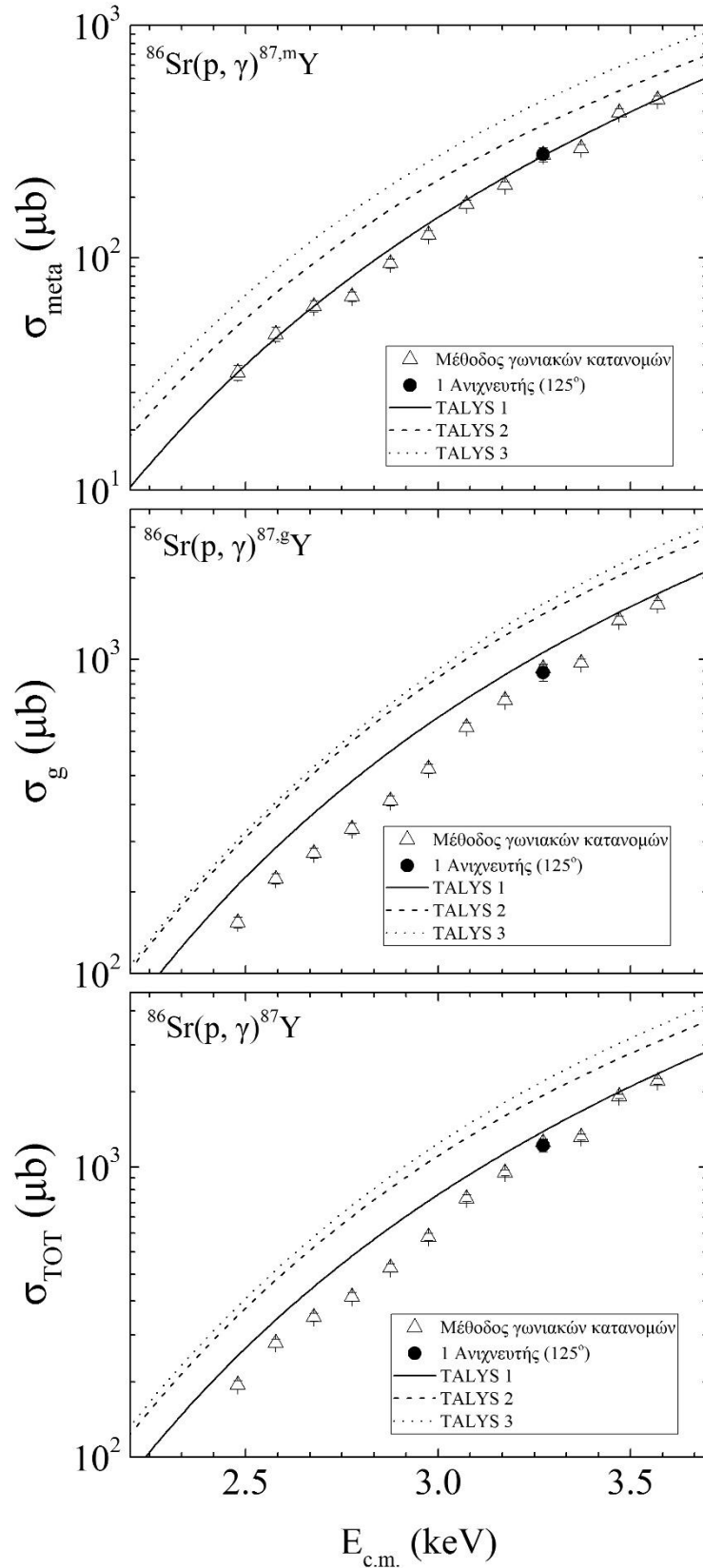
### 3.3.1 Η περίπτωση του ενός ανιχνευτή

Στον πίνακα 3.8 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$  ( $\sigma_{\text{meta}}$ ),  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$  ( $\sigma_g$ ) και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  ( $\sigma_{\text{TOT}}$ ) για ενέργεια δέσμης πρωτονίων 3.3 MeV ( $E_{\text{c.m.}} = 3273$  keV) μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\sigma}$ ), όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή σε γωνία ανίχνευσης 125°, καθώς και οι αποκλίσεις τους από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές υπολογισμένες με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών ( $\delta\%$ ). Στο σχήμα 3.5 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών (μαύροι κύκλοι) συγκριτικά με τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών (ανοιχτά τρίγωνα) και τους θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS. Στο Παράρτημα Α'2 βρίσκονται οι ενεργές διατομές όλων των μεταπτώσεων που καταλήγουν στη βασική και τη μετασταθή στάθμη, όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή σε γωνία ανίχνευσης 125°.

Όπως φαίνεται από τον πίνακα 3.8 και από το σχήμα 3.5 οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  για ενέργεια δέσμης πρωτονίων 3.3 MeV ( $E_{\text{c.m.}} = 3273$  keV) υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή σε γωνία ανίχνευσης 125° συμφωνούν μέσα στα όρια των σφαλμάτων με τις ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών. Η απόκλιση των ενεργών διατομών υπολογισμένες με τις δύο μεθόδους είναι 1%.

1 ανιχνευτής (125°)									
$E_{\text{c.m.}}$ (keV)	$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$			$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$			$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$		
	$\sigma_{\text{meta}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ %	$\delta\%$ %	$\sigma_g$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ %	$\delta\%$ %	$\sigma_{\text{TOT}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ %	$\delta\%$ %
3273	279 ± 19	7	1	922 ± 57	6	1	1201 ± 61	5	1

**Πίνακας 3.8** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\sigma}$ ) υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση ενός ανιχνευτή σε γωνία ανίχνευσης 125° και η απόκλιση τους ( $\delta\%$ ) από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν μέσω της μεθόδου των γωνιακών κατανομών [16].



**Σχήμα 3.5** Γραφική αναπαράσταση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87\text{m}}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87\text{g}}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση ενός ανιχνευτή σε γωνία ανίχνευσης  $125^\circ$  και με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [16] μαζί με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.

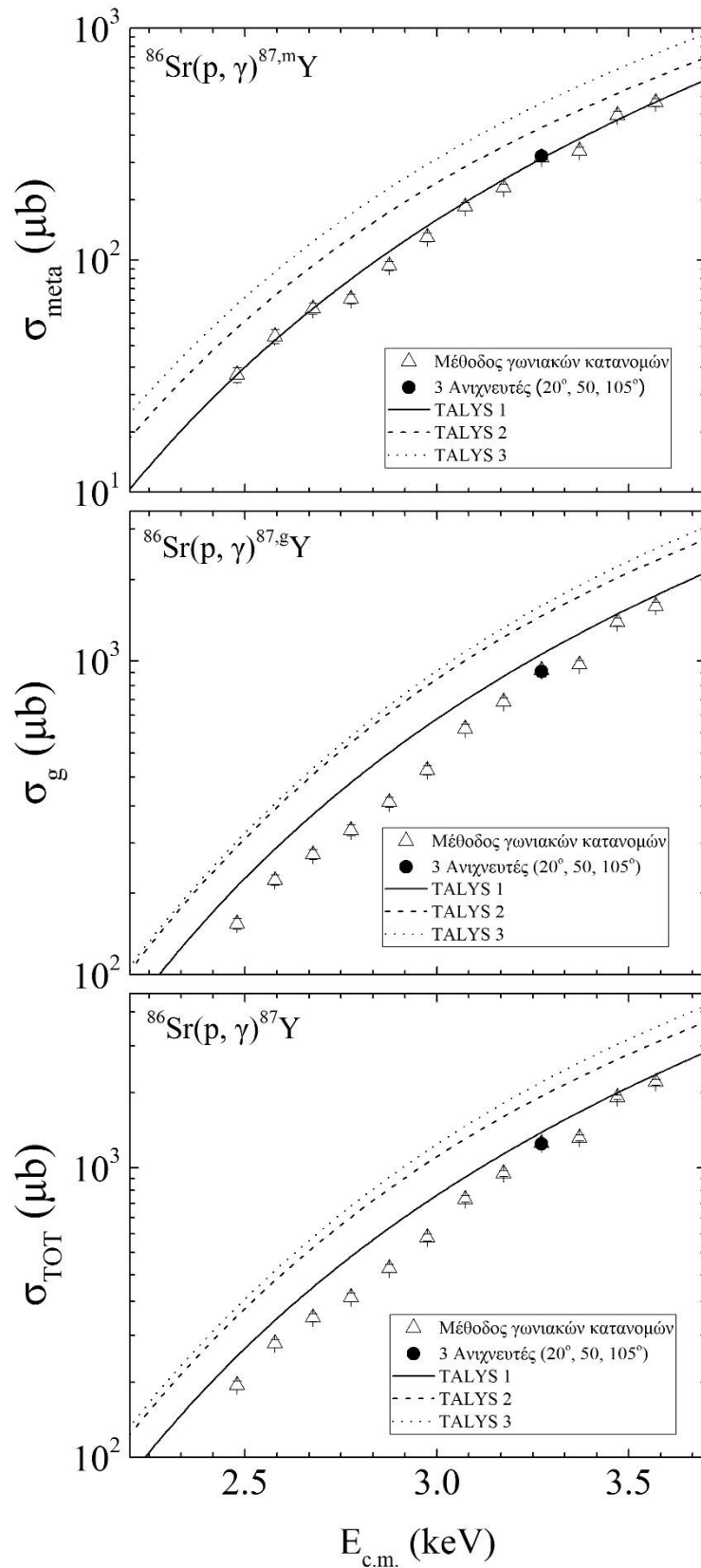
### 3.3.2 Η περίπτωση των τριών ανιχνευτών

Στον πίνακα 3.9 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$  ( $\sigma_{\text{meta}}$ ),  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$  ( $\sigma_g$ ) και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  ( $\sigma_{\text{TOT}}$ ) για ενέργεια δέσμης πρωτονίων 3.3 MeV ( $E_{\text{c.m.}} = 3273$  keV) μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\sigma}$ ), όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 20, 50 και 105°, καθώς και οι αποκλίσεις τους από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές υπολογισμένες με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών ( $\delta\%$ ). Στο σχήμα 3.6 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών (μαύροι κύκλοι) συγκριτικά με τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών (ανοιχτά τρίγωνα) και τους θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS. Στο σχήμα 3.6 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές των παραπάνω αντιδράσεων, για όλες τις ενέργειες δέσμης που είχαν υπολογιστεί με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών. Στο Παράρτημα Α'2 βρίσκονται δεδομένα για τις ενεργές διατομές όλων των μεταπτώσεων που καταλήγουν στη βασική και τη μετασταθή στάθμη, όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών (20, 50 και 105°).

Όπως φαίνεται στον πίνακα 3.9 και στο σχήμα 3.6 οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  για ενέργεια δέσμης πρωτονίων 3.3 MeV ( $E_{\text{c.m.}} = 3273$  keV) υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 20, 50 και 105° συμφωνούν μέσα στα όρια των σφαλμάτων με τις ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών. Η απόκλιση των ενεργών διατομών υπολογισμένες με τις δύο μεθόδους δεν ξεπερνά το 2%.

3 Ανιχνευτές (20°, 50°, 105°)									
$E_{\text{c.m.}}$ (keV)	$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$			$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$			$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$		
	$\sigma_{\text{meta}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ %	$\delta\%$ %	$\sigma_g$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ %	$\delta\%$ %	$\sigma_{\text{TOT}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ %	$\delta\%$ %
3273	281 ± 12	4	2	941 ± 36	4	1	1222 ± 38	3	1

**Πίνακας 3.9** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\sigma}$ ) υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 20, 50 και 105° και η απόκλιση ( $\delta\%$ ) τους από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών [16].



**Σχήμα 3.6** Γραφική αναπαράσταση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,m}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,g}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης  $20^\circ$ ,  $50^\circ$  και  $105^\circ$  και με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [16] μαζί με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.

### 3.3.3 Δοκιμές για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών

Στους πίνακες 3.10 και 3.11 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,m}\text{Y}$  ( $\sigma_{\text{meta}}$ ),  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,g}\text{Y}$  ( $\sigma_g$ ) και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  ( $\sigma_{\text{TOT}}$ ) για ενέργεια δέσμης πρωτονίων 3.3 MeV ( $E_{\text{c.m.}} = 3273$  keV) μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\sigma}$ ), όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες α) 35 και 65° και β) 35 και 105°, καθώς και οι αποκλίσεις τους από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές υπολογισμένες με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών ( $\delta_{\%}$ ). Στα σχήματα 3.7 και 3.8 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές για τις δύο αυτές περιπτώσεις (μαύροι κύκλοι) συγκριτικά με τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών (ανοιχτά τρίγωνα) και τους θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS. Στα σχήματα επίσης εμφανίζονται οι ενεργές διατομές των παραπάνω αντιδράσεων, για όλες τις ενέργειες δέσμης που είχαν υπολογιστεί με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [16]. Στο Παράρτημα Α'2 βρίσκονται οι ενεργές διατομές όλων των μεταπτώσεων που καταλήγουν στη βασική και τη μετασταθή στάθμη, όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για τις περιπτώσεις των δύο ανιχνευτών.

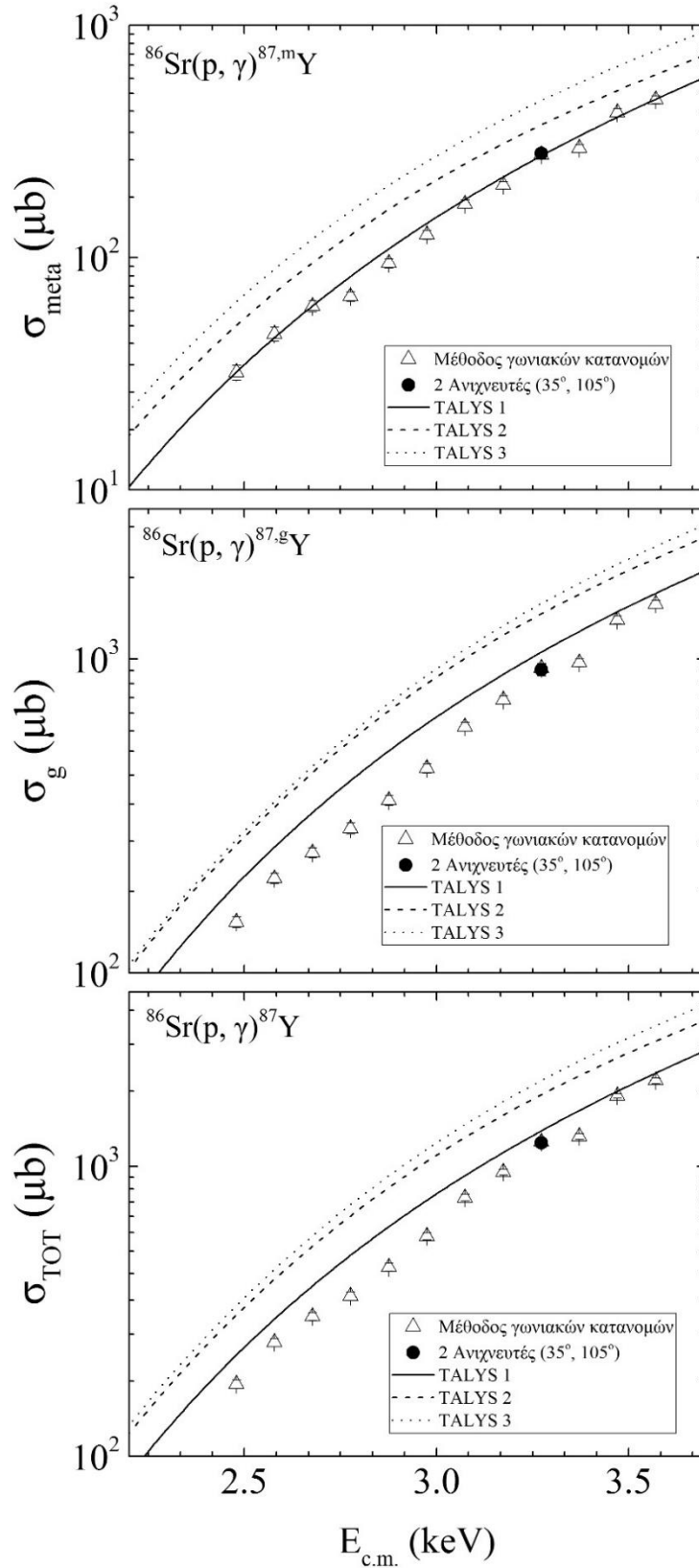
2 ανιχνευτές (30 → 35°, 110 → 105°)									
E <sub>c.m.</sub> (keV)	$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,m}\text{Y}$			$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,g}\text{Y}$			$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$		
	$\sigma_{\text{meta}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ (%)	$\delta_{\%}$ (%)	$\sigma_g$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ (%)	$\delta_{\%}$ (%)	$\sigma_{\text{TOT}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ (%)	$\delta_{\%}$ (%)
3273	281 ± 15	5	2	939 ± 43	5	1	1220 ± 46	4	1

**Πίνακας 3.10** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,m}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,g}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\sigma}$ ) υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 35 και 105°, αντί των 30 και 110° που απαιτούνται από τη μέθοδο, και η απόκλιση τους ( $\delta_{\%}$ ) από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών [16].

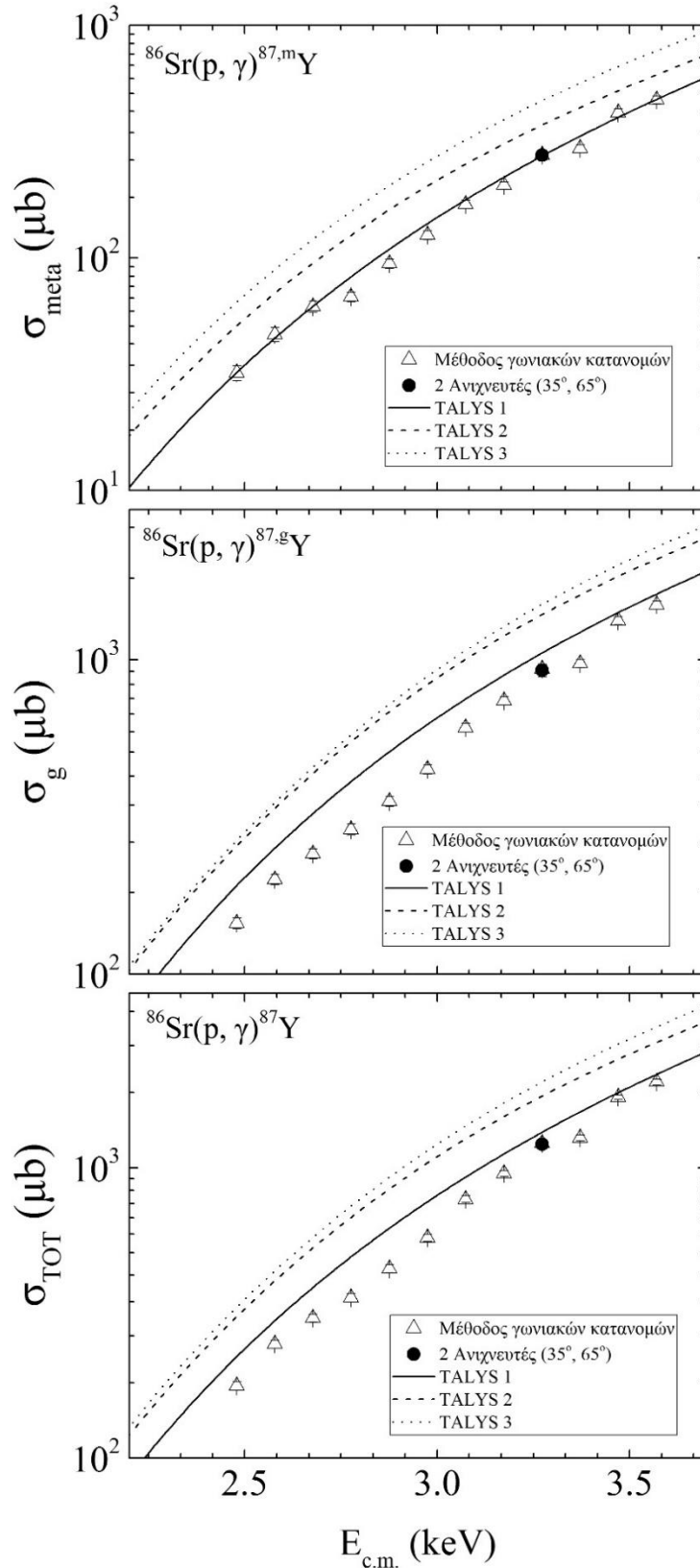
2 ανιχνευτές (30 → 35°, 70 → 65°)									
E <sub>c.m.</sub> (keV)	$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,m}\text{Y}$			$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,g}\text{Y}$			$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$		
	$\sigma_{\text{meta}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ (%)	$\delta_{\%}$ (%)	$\sigma_g$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ (%)	$\delta_{\%}$ (%)	$\sigma_{\text{TOT}}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{\sigma}$ (%)	$\delta_{\%}$ (%)
3273	277 ± 14	5	0.3	941 ± 43	5	2	1218 ± 46	4	1

**Πίνακας 3.11** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,m}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,g}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\sigma}$ ) υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 35 και 65°, αντί των 30 και 70° που απαιτούνται από τη μέθοδο, και η απόκλιση τους ( $\delta_{\%}$ ) από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών [16].





**Σχήμα 3.7** Γραφική αναπαράσταση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,m}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,g}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης  $35^\circ$  και  $105^\circ$ , αντί των  $30^\circ$  και  $110^\circ$  που απαιτούνται από τη μέθοδο και με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [16] μαζί με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.



**Σχήμα 3.8** Γραφική αναπαράσταση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,m}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87,g}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης  $35^\circ$  και  $65^\circ$ , αντί των  $30^\circ$  και  $70^\circ$  που απαιτούνται από τη μέθοδο και με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [16] μαζί με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.

Όπως φαίνεται από τους πίνακες 3.10 και 3.11, καθώς και τα σχήματα 3.7 και 3.8, οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$  για ενέργεια δέσμης πρωτονίων 3.3 MeV ( $E_{c.m.} = 3273$  keV) υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών και για τις δύο περιπτώσεις των δύο ανιχνευτών συμφωνούν μέσα στα όρια των σφαλμάτων με τις ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών. Η απόκλιση των ενεργών διατομών υπολογισμένες με τις δύο μεθόδους είναι κάτω του 2% για όλες τις περιπτώσεις.

### 3.4 Οι αντιδράσεις $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Sb}$ και $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Sb}$

Το πείραμα για τον υπολογισμό των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών πραγματοποιήθηκε στα πλαίσια της εργασίας [8]. Ο υπολογισμός της ενεργού διατομής, τόσο στην αντίδραση  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  όσο και στην  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$ , πραγματοποιήθηκε με τη μέτρηση της μετάπτωσης από την  $1^{\eta}$  διεγερμένη στη βασική στάθμη. Οι μεταπτώσεις αυτές έχουν ενέργεια 564.1 keV ( $^{122}\text{Te}$ ) και 602.7 keV ( $^{124}\text{Te}$ ) αντίστοιχα και η πολυπολικότητα τους είναι E2. Η κορυφή 564.1 keV δεν είχε επικαλύψεις με άλλες κορυφές των φασμάτων, σε αντίθεση με την κορυφή των 602.7 keV, η οποία αποτελούσε μέρος πολλαπλών κορυφών. Λεπτομέρειες για την πειραματική διαδικασία και για τη μεθοδολογία της ανάλυσης με στόχο τον προσδιορισμό των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών βρίσκονται στην εργασία [8]. Στον πίνακα 3.12 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές ( $\sigma_{TOT}$ ) των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\sigma}$ ), όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών.

Για τον έλεγχο της μεθόδου της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών χρησιμοποιήθηκαν τα ίδια δεδομένα με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών και υπολογίστηκαν οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  οι οποίες συγκρίθηκαν με τα αντίστοιχα αποτελέσματα των γωνιακών κατανομών και με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS [5]. Οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή ( $55^{\circ}$ ) καθώς και για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών, για γωνίες

ανίχνευσης 5° προς τη μία ή την άλλη κατεύθυνση από τις γωνίες που απαιτούνται από τη μέθοδο.

Μέθοδος γωνιακών κατανομών							
$^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$				$^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$			
$E_p$ (keV)	$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{TOT}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{σχ.}$ %	$E_p$ (keV)	$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{TOT}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{σχ.}$ %
2400	2383	$0.639 \pm 0.036$	6	2400	2384	$0.148 \pm 0.037$	25
2600	2583	$1.29 \pm 0.05$	4	2600	2583	$0.640 \pm 0.055$	9
2800	2783	$2.67 \pm 0.09$	3	2800	2783	$1.33 \pm 0.08$	6
3000	2983	$5.26 \pm 0.10$	2	3000	2984	$2.63 \pm 0.09$	3
3200	3183	$9.25 \pm 0.20$	2	3200	3183	$5.70 \pm 0.17$	3
3400	3383	$18.1 \pm 0.3$	2	3400	3384	$9.24 \pm 0.23$	2

**Πίνακας 3.12** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{σχ.}$ ) υπολογισμένες με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [8].

### 3.4.1 Η περίπτωση του ενός ανιχνευτή

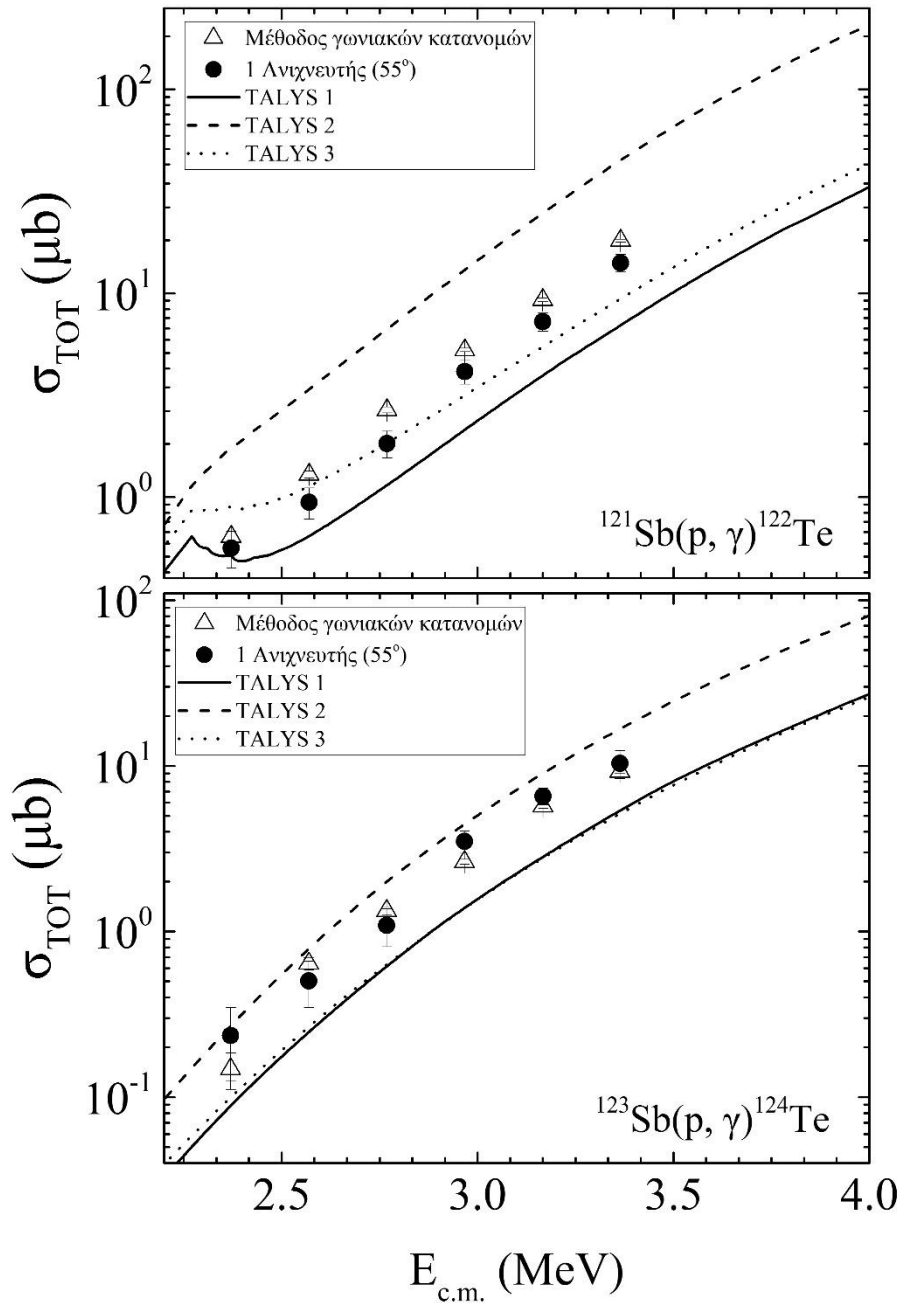
Στον πίνακα 3.13 βρίσκονται οι ενεργές διατομές ( $\sigma_{TOT}$ ) των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{σχ.}$ ), όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή ο οποίος είναι τοποθετημένος σε γωνία ανίχνευσης 55°, καθώς και οι αποκλίσεις τους από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές υπολογισμένες με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών ( $\delta_{\%}$ ). Στο σχήμα 3.9 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή στις 55° (μαύροι κύκλοι) συγκριτικά με τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών (ανοιχτά τρίγωνα) και τους θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.

Όπως φαίνεται στον πίνακα 3.13 και στο σχήμα 3.9 οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή στις 55°, συμφωνούν μέσα στα όρια των σφαλμάτων μόνο για τη χαμηλότερη ενέργεια της αντίδρασης  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$ . Ενώ μέσα στα όρια των σφαλμάτων συμφωνούν για όλες τις ενέργειες της αντίδρασης  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$ , εκτός

από την ενεργό διατομή για ενέργεια δέσμης πρωτονίων 3.0 MeV ( $E_{c.m.} = 2984$  keV). Η απόκλιση των ενεργών διατομών υπολογισμένες με τις δύο μεθόδους κυμαίνεται μεταξύ 12 και 32% για την αντίδραση  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και μεταξύ 12 και 59% για την αντίδραση  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$ , αντίστοιχα. Στην ενέργεια των 2.4 MeV ( $E_{c.m.} = 2384$  keV) της αντίδρασης  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  η απόκλιση μεταξύ των δύο μεθόδων είναι 59% και παρατηρείται συμφωνία μεταξύ τους μέσα στα όρια των σφαλμάτων, διότι για την ενέργεια αυτή το σχετικό σφάλμα της μεθόδου των γωνιακών κατανομών είναι 25% και της μεθόδου της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών είναι 47%, αντίστοιχα. Επίσης, από ότι φαίνεται συγκρίνοντας τις τιμές του πίνακα 3.13 με τις τιμές του πίνακα 3.12 η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή σε γωνία  $55^\circ$  υποτιμά για όλες τις ενέργειες δέσμης την ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$ , ενώ με εξαίρεση τις ενεργές διατομές για ενέργεια δέσμης 2.6 MeV ( $E_{c.m.} = 2583$  keV) και 2.8 MeV ( $E_{c.m.} = 2783$  keV) υπερεκτιμά την ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$ .

1 ανιχνευτής ( $55^\circ$ )							
$^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$				$^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$			
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{TOT}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{σχ}$ %	$\delta\%$ %	$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{TOT}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\delta_{σχ}$ %	$\delta\%$ %
2383	$0.562 \pm 0.115$	20	12	2384	$0.235 \pm 0.111$	47	59
2583	$0.943 \pm 0.164$	17	27	2583	$0.503 \pm 0.157$	31	21
2783	$1.82 \pm 0.28$	15	32	2783	$1.09 \pm 0.28$	26	18
2983	$4.12 \pm 0.54$	13	22	2984	$3.50 \pm 0.53$	15	33
3183	$7.23 \pm 0.73$	10	22	3183	$6.56 \pm 0.76$	12	15
3383	$14.1 \pm 1.4$	10	22	3384	$10.35 \pm 1.97$	19	12

**Πίνακας 3.13** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{σχ}$ ) υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση ενός ανιχνευτή σε γωνία ανίχνευσης  $55^\circ$  και η απόκλιση ( $\delta\%$ ) τους από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών.



**Σχήμα 3.9** Γραφική αναπαράσταση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση ενός ανιχνευτή σε γωνία αντίχτυπου  $55^\circ$  και με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [8] μαζί με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.

### 3.4.2 Δοκιμές για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών

Στους πίνακες 3.14 και 3.15 βρίσκονται τα αποτελέσματα των ενεργών διατομών ( $\sigma_{\text{TOT}}$ ) των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{\sigma}$ ), όπως υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για τις περιπτώσεις των τριών ανιχνευτών σε γωνίες αντίχτυπου α) 20, 100 και 130° και β) 20, 100 και 55°, αντί των

20, 105 και 130° (ή 50°) που απαιτούνται από τη μέθοδο, καθώς και οι αποκλίσεις τους από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές των γωνιακών κατανομών ( $\delta\%$ ). Στα σχήματα 3.10 και 3.11 παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για τις δύο παραπάνω περιπτώσεις (μαύροι κύκλοι), συγκριτικά με τις ενεργές διατομές της μεθόδου γωνιακών κατανομών (ανοιχτά τρίγωνα) και τους θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.

Όπως φαίνεται από τον πίνακα 3.14 και από το σχήμα 3.10 οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 20, 100 και 130°, αντί των 20, 105 και 130° που απαιτούνται από τη μέθοδο, συμφωνούν μέσα στα όρια των σφαλμάτων μόνο για τις δύο χαμηλότερες ενέργειες της αντίδρασης  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$ . Ενώ οι ενεργές διατομές της αντίδρασης  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  συμφωνούν μέσα στα όρια των σφαλμάτων ανάμεσα στις δύο μεθόδους μόνο για κάποιες από τις ενέργειες δέσμης πρωτονίων. Η απόκλιση των ενεργών διατομών υπολογισμένες με τις δύο μεθόδους κυμαίνεται μεταξύ 1 και 23%. Επίσης, όπως φαίνεται από τη σύγκριση των τιμών του πίνακα 3.14 με τις τιμές του πίνακα 3.12 η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 20, 100 και 130° υποτιμά την ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  για όλες τις ενέργειες δέσμης εκτός από τη χαμηλότερη, ενώ με εξαίρεση τις ενεργές διατομές για ενέργειες δέσμης 2.4 MeV ( $E_{c.m.} = 2384$  keV) και 3.0 MeV ( $E_{c.m.} = 2984$  keV) υποτιμά και την ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$ .

Αντίστοιχα, όπως φαίνεται στον πίνακα 3.15 και στο σχήμα 3.11 οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 20, 100 και 55°, αντί των 20, 105 και 50° που απαιτούνται από τη μέθοδο, συμφωνούν μέσα στα όρια των σφαλμάτων μόνο για τη χαμηλότερη ενέργεια της αντίδρασης  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$ . Ενώ οι ενεργές διατομές της αντίδρασης  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  συμφωνούν μέσα στα όρια των σφαλμάτων ανάμεσα στις δύο μεθόδους για όλες τις ενέργειες δέσμης, με εξαίρεση την ενεργό διατομή για ενέργεια δέσμης πρωτονίων 3.0 MeV ( $E_{c.m.} = 2984$  keV). Η απόκλιση των ενεργών διατομών υπολογισμένες με τις δύο μεθόδους κυμαίνεται μεταξύ 3 και 46%. Βέβαια, αξίζει να αναφερθεί ότι για απόκλιση 46% οι ενεργές διατομές των δύο μεθόδων

συμφωνούν μέσα στα όρια των σφαλμάτων, λόγω των μεγάλων σχετικών σφαλμάτων των τιμών αυτών. Επίσης, από ότι φαίνεται συγκρίνοντας τις τιμές του πίνακα 3.15 με τις τιμές του πίνακα 3.12 η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 20, 100 και 55° υποτιμά για την ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  για όλες τις ενέργειες δέσμης πρωτονίων εκτός από τη χαμηλότερη, ενώ με εξαίρεση τις ενεργές διατομές για ενέργειες δέσμης 2.6 MeV ( $E_{c.m.} = 2583$  keV) και 2.8 MeV ( $E_{c.m.} = 2783$  keV) υπερεκτιμά την ενεργό διατομή της αντίδρασης  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$ .

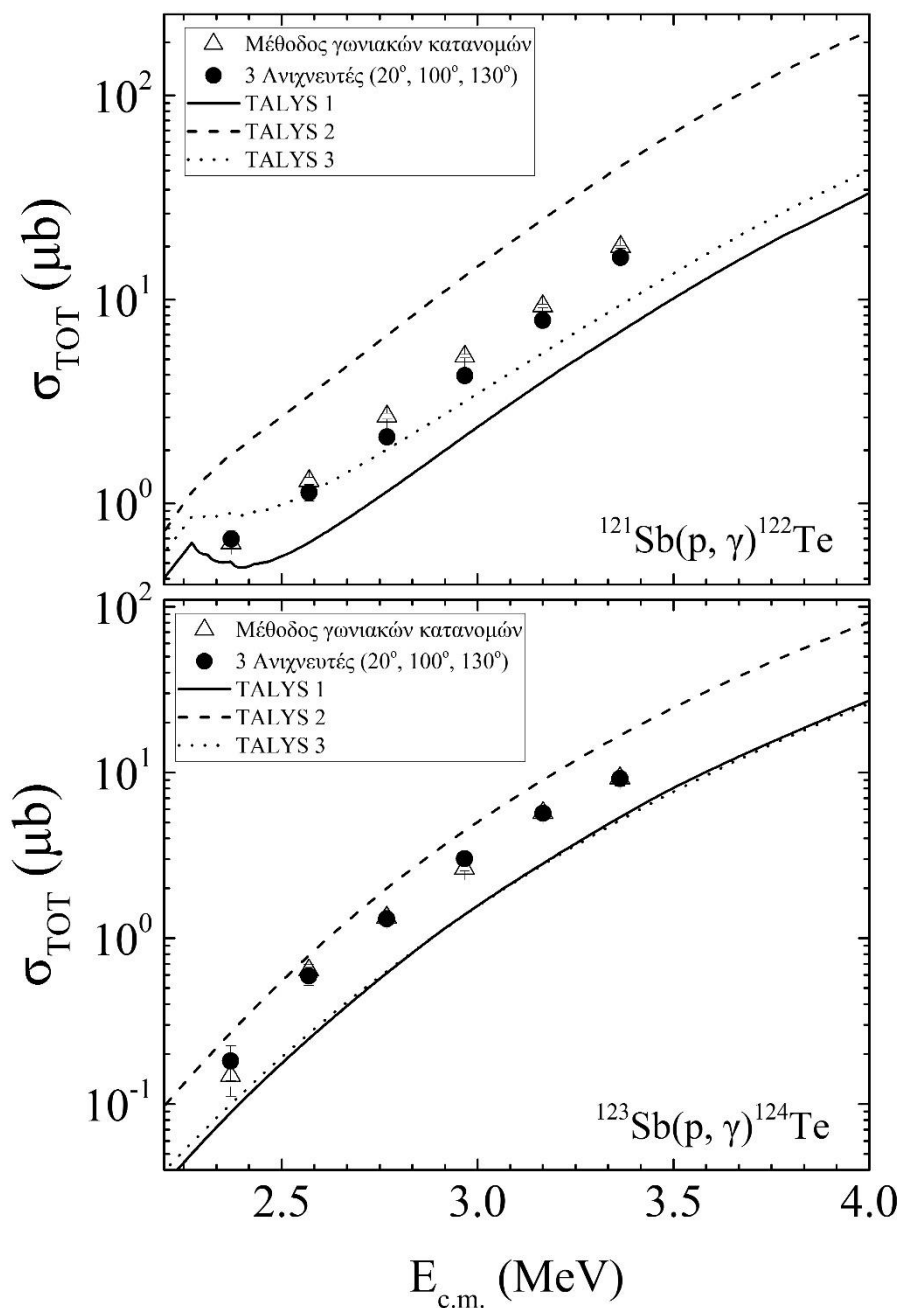
3 ανιχνευτές (20°, 100°, 130°)							
$^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$				$^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$			
$E_{c.m.}$ (keV)	σ <sub>ΤΟΤ</sub> (μb)	δ <sub>σχ</sub> %	δ <sub>%</sub> %	$E_{c.m.}$ (keV)	σ <sub>ΤΟΤ</sub> (μb)	δ <sub>σχ</sub> %	δ <sub>%</sub> %
2383	0.669 ± 0.068	10	5	2384	0.181 ± 0.043	24	23
2583	1.13 ± 0.10	9	12	2583	0.592 ± 0.074	13	7
2783	2.12 ± 0.18	8	21	2783	1.31 ± 0.12	9	1
2983	4.23 ± 0.32	8	20	2984	3.01 ± 0.24	8	14
3183	7.89 ± 0.53	7	15	3183	5.66 ± 0.42	7	1
3383	16.1 ± 1.0	6	11	3384	9.18 ± 0.91	10	1

**Πίνακας 3.14** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{σχ}$ ), υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 20, 100 και 130°, αντί των 20, 105 και 130° που απαιτούνται από τη μέθοδο και η απόκλιση ( $\delta_{\%}$ ) τους από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών.

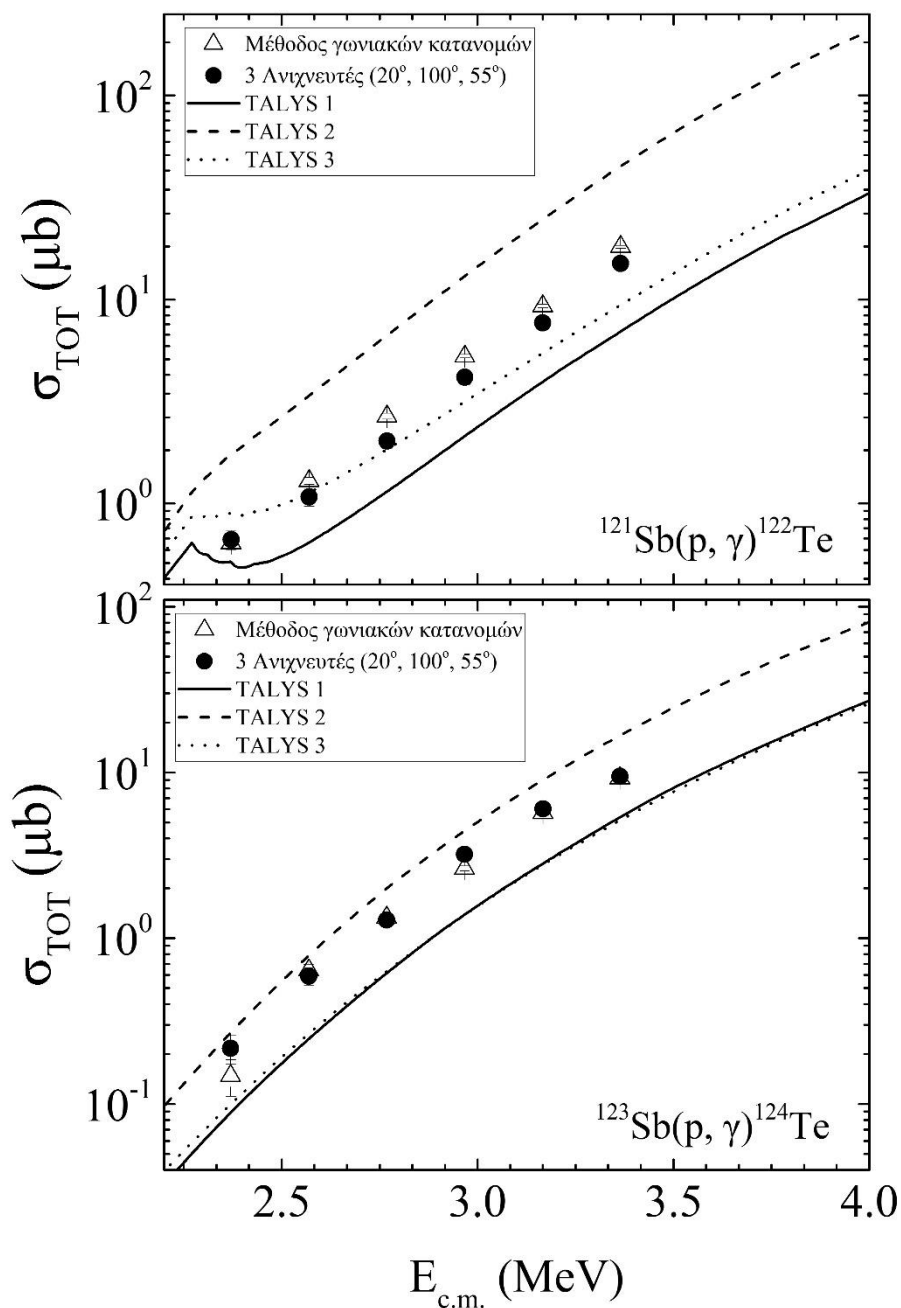
3 ανιχνευτές (20°, 100°, 55°)							
$^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$				$^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$			
$E_{c.m.}$ (keV)	σ <sub>ΤΟΤ</sub> (μb)	δ <sub>σχ</sub> %	δ <sub>%</sub> %	$E_{c.m.}$ (keV)	σ <sub>ΤΟΤ</sub> (μb)	δ <sub>σχ</sub> %	δ <sub>%</sub> %
2383	0.664 ± 0.071	11	5	2384	0.217 ± 0.037	20	46
2583	1.08 ± 0.11	10	17	2583	0.590 ± 0.074	13	8
2783	2.02 ± 0.17	9	24	2783	1.29 ± 0.12	9	3
2983	4.15 ± 0.32	8	21	2984	3.21 ± 0.24	8	22
3183	7.68 ± 0.51	7	17	3183	6.03 ± 0.43	7	6
3383	15.0 ± 1.0	6	17	3384	9.47 ± 0.92	10	3

**Πίνακας 3.15** Ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  μαζί με τα σχετικά τους σφάλματα ( $\delta_{σχ}$ ), υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 20, 100 και 55°, αντί των 20, 105 και 50° που απαιτούνται από τη μέθοδο και η απόκλιση τους ( $\delta_{\%}$ ) από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών.





**Σχήμα 3.10** Γραφική αναπαράσταση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες αντίχνησης 20, 100 και 130°, αντί των 20, 105 και 130° που απαιτούνται από τη μέθοδο, και με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [8] μαζί με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.

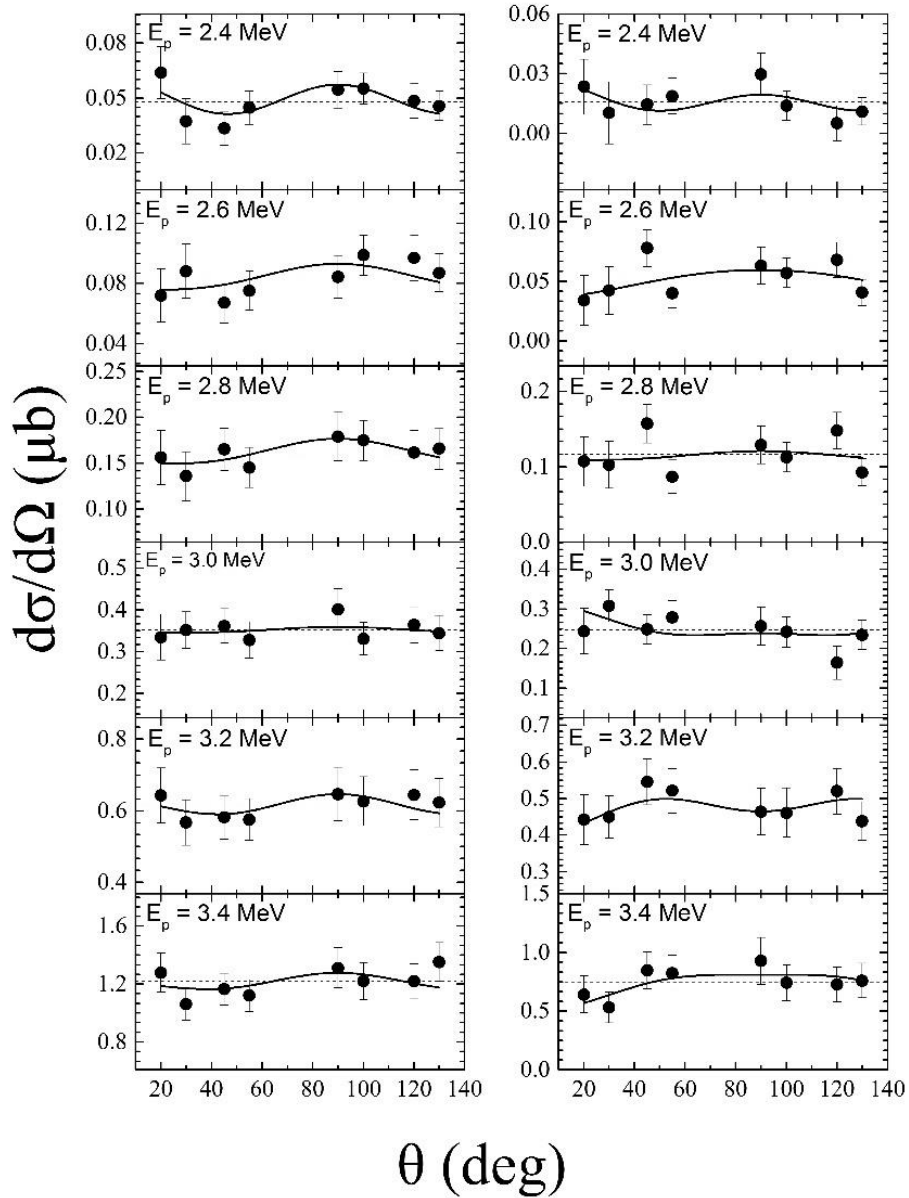


**Σχήμα 3.11** Γραφική αναπαράσταση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 20, 100 και 55°, αντί των 20, 105 και 50° που απαιτούνται από τη μέθοδο, και με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών [8] μαζί με θεωρητικούς υπολογισμούς που πραγματοποιήθηκαν με τον κώδικα TALYS.

### 3.4.3 Υπολογισμός ενεργών διατομών με χρήσης της συνάρτησης γωνιακής κατανομής ακτίνων $\gamma$

Η ενεργός διατομή των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  υπολογίστηκε με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών από τους μέσους όρους των πειραματικών μετρήσεων, λόγω απουσίας έντονης γωνιακής κατανομής, όπως αναφέρεται στην εργασία [8]. Όμως, όπως αναφέρθηκε στην ενότητα 2.3, η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών βασίζεται στην υπόθεση ότι οι γωνιακές κατανομές των υπό μελέτη μεταπτώσεων δίνονται από ένα πεπερασμένο άθροισμα πάνω στα άρτια πολυώνυμα Legendre (σχέση 2.5). Λόγω της μεγάλης απόκλισης των δύο μεθόδων στον υπολογισμό των ενεργών διατομών των παραπάνω αντιδράσεων, δοκιμάστηκε ο υπολογισμός της ενεργού διατομής της αντίδρασης με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών προσαρμόζοντας τις πειραματικές διαφορικές ενεργές διατομές με την εξίσωση γωνιακής κατανομής ακτίνων  $\gamma$ , για πολυώνυμα Legendre μέγιστου βαθμού 4. Στόχος ήταν να ελεγχθεί πώς θα μεταβαλλόταν η απόκλιση των δύο μεθόδων αν η μέθοδος των γωνιακών κατανομών εισήγαγε τη συνάρτηση της γωνιακής κατανομής των ακτίνων  $\gamma$  στον υπολογισμό. Στη συνέχεια πραγματοποιήθηκε σύγκριση των νέων ενεργών διατομών των γωνιακών κατανομών με τις ενεργές διατομές της μεθόδου της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών, για όλες τις περιπτώσεις των ανιχνευτών.

Στο σχήμα 3.12 παρουσιάζονται με τις συνεχείς γραμμές οι προσαρμογές των διαφορικών ενεργών διατομών με τη συνάρτηση γωνιακής κατανομής ακτίνων  $\gamma$  για τις αντιδράσεις  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$ , ενώ με τη διακεκομμένη γραμμή φαίνονται οι μέσοι όροι των ενεργών διατομών, από του οποίους υπολογίστηκε η ενεργός διατομή με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών στην εργασία [8]. Στους πίνακες 3.16 και 3.17 παρουσιάζονται οι αποκλίσεις των ενεργών διατομών (στοιχ) των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  υπολογισμένες με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών προσαρμόζοντας τα πειραματικά σημεία με τη συνάρτηση γωνιακών κατανομών από τις αντίστοιχες ενεργές διατομές υπολογισμένες με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για την περίπτωση του ενός ανιχνευτή και για τις δύο περιπτώσεις των τριών ανιχνευτών.



**Σχήμα 3.12** Γωνιακές κατανομών των κορυφών με ενέργειες 564.1 και 602.7 keV από τις οποίες υπολογίστηκαν οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$ , αντίστοιχα. Οι συνεχείς γραμμές προέρχονται από την προσαρμογή των διαφορικών ενεργών διατομών με τη συνάρτηση της γωνιακής κατανομής ακτίνων  $\gamma$ , όταν πολώνυμα Legendre μέγιστου βαθμού 4 έχουν ληφθεί υπόψιν. Οι διακεκομμένες γραμμές αντιστοιχούν στους μέσους όρους των πειραματικών τιμών.

$^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$				
		1 ανιχνευτής (55°)	3 ανιχνευτές (20°, 100°, 130°)	3 ανιχνευτές (20°, 100°, 55°)
$E_p$ (keV)	$E_{c.m.}$ (keV)	Απόκλιση %	Απόκλιση %	Απόκλιση %
2400	2383	9	8	8
2600	2583	11	6	1
2800	2783	11	3	1
3000	2983	7	4	6
3200	3183	6	2	1
3400	3383	8	5	2

**Πίνακας 3.16** Απόκλιση των ενεργών διατομών της αντίδρασης  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  μεταξύ της μεθόδου της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για τις περιπτώσεις του ενός και των τριών ανιχνευτών και της μέθοδο των γωνιακών κατανομών, όταν οι ενεργές διατομές των γωνιακών κατανομών έχουν προκύψει με προσαρμογή των πειραματικών σημείων λαμβάνοντας υπόψιν τη συνάρτηση γωνιακών κατανομών.

$^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$				
		1 ανιχνευτής (55°)	3 ανιχνευτές (20°, 100°, 130°)	3 ανιχνευτές (20°, 100°, 55°)
$E_p$ (keV)	$E_{c.m.}$ (keV)	Απόκλιση %	Απόκλιση %	Απόκλιση %
2400	2383	18	9	8
2600	2583	24	10	11
2800	2783	25	9	11
3000	2983	12	4	2
3200	3183	9	6	1
3400	3383	10	3	0.4

**Πίνακας 3.17** Απόκλιση των ενεργών διατομών της αντίδρασης  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  μεταξύ της μεθόδου της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών για τις περιπτώσεις του ενός και των τριών ανιχνευτών και της μέθοδο των γωνιακών κατανομών, όταν οι ενεργές διατομές των γωνιακών κατανομών έχουν προκύψει με προσαρμογή των πειραματικών σημείων λαμβάνοντας υπόψιν με τη συνάρτηση γωνιακών κατανομών.

Όπως φαίνεται από τους πίνακες 3.16 και 3.17, η απόκλιση των δύο μεθόδων, όταν η ενεργός διατομή με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών είναι υπολογισμένη με προσαρμογή των πειραματικών σημείων με τη συνάρτηση των γωνιακών κατανομών, κυμαίνεται μεταξύ 1 και 11% για την αντίδραση  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$ , για όλες

τις περιπτώσεις ανιχνευτών, έναντι του 4 και 32% στην περίπτωση που οι ενεργές διατομές υπολογίζονταν από τους μέσους όρους των πειραματικών μετρήσεων. Όσο αναφορά την αντίδραση  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  η απόκλιση των ενεργών διατομών κυμαίνεται μεταξύ 0.4 και 25%, έναντι του 3 και 59%, στην περίπτωση υπολογισμού των ενεργών διατομών από τους μέσους όρους των πειραματικών μετρήσεων.

Επομένως, παρατηρείται πως η μέθοδος των γωνιακών κατανομών και η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορετικών ενεργών διατομών βρίσκονται σε καλύτερη συμφωνία μεταξύ τους, όταν η συνάρτηση της γωνιακής κατανομής των ακτίνων  $\gamma$  έχει ληφθεί υπόψιν προκειμένου να υπολογιστεί η ενεργός διατομή της αντίδρασης με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών.

# Κεφάλαιο 4

## Συμπεράσματα

Στόχος της παρούσας εργασίας ήταν ο έλεγχος της μεθόδου της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για τον προσδιορισμό ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης πρωτονίων. Μέχρι σήμερα η μέθοδος είχε εφαρμοστεί σε μετρήσεις ενεργών διατομών αντιδράσεων ανελαστικής σκεδάσεις νετρονίων και σε μετρήσεις ενεργών διατομών μεταπτώσεων ακτίνων  $\gamma$  σε αντιδράσεις (n, xny). Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκαν ήδη υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα γωνιακών κατανομών από τα οποία υπολογίστηκαν οι ενεργές διατομές των αντιδράσεων  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$ ,  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  με τη μέθοδο γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών, για τις περιπτώσεις του ενός, των δύο και των τριών ανιχνευτών, οι οποίοι ήταν τοποθετημένοι είτε στις απαιτούμενες από τη μέθοδο γωνίες, είτε σε γωνίες που απείχαν  $5^\circ$  από τις απαιτούμενες. Στη συνέχεια οι ενεργές διατομές αυτές συγκρίθηκαν με τις ενεργές διατομές, όπως είχαν υπολογιστεί με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών.

Στον πίνακα 4.1 παρουσιάζονται συνοπτικά τα αποτελέσματα της σύγκρισης της μεθόδου της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών. Από τη σύγκριση των δύο μεθόδων προέκυψε πως οι δύο μέθοδοι βρίσκονταν σε καλή συμφωνία μεταξύ τους για τις αντιδράσεις  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.m}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.g}\text{Br}$ ,  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.m}\text{Br}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.m}\text{Y}$ ,  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87.g}\text{Y}$  και  $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$ , για όλες τις ενέργειες δέσμης που μελετήθηκαν και για όλες τις περιπτώσεις ανιχνευτών. Οι δύο μέθοδοι συμφωνούσαν μεταξύ τους μέσα στα όρια των σφαλμάτων σε όλες τις περιπτώσεις, με μία μόνο εξαίρεση, για την αντίδραση  $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.m}\text{Br}$  και ενέργεια δέσμης 2.8 MeV στην περίπτωση του ενός ανιχνευτή. Επίσης, παρατηρήθηκε πως αυξάνοντας τον αριθμό των ανιχνευτών που χρησιμοποιούνται στον υπολογισμό, δηλαδή λαμβάνοντας υπόψιν πολώνυμα Legendre μεγαλύτερου βαθμού στη συνάρτηση της γωνιακής κατανομής ακτίνων  $\gamma$ , η απόκλιση μεταξύ των δύο μεθόδων μειώνεται.

Όσον αναφορά στις αντιδράσεις  $^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$  και  $^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$  η απόκλιση ανάμεσα στις δύο μεθόδους ήταν μεγαλύτερη, για όλες τις περιπτώσεις των

ανιχνευτών, ενώ οι δύο μέθοδοι σε πολλές περιπτώσεις δε συμφωνούσαν μεταξύ τους μέσα στα όρια των σφαλμάτων. Η απόκλιση αυτή μειωνόταν, όταν ο υπολογισμός της ενεργού διατομής με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών πραγματοποιήθηκε με προσαρμογή των πειραματικών διαφορικών ενεργών διατομών με τη συνάρτηση των γωνιακών κατανομών, αντί με τους μέσους όρους των πειραματικών τιμών όπου είχε αρχικά υπολογιστεί.

Αντίδραση	1 ανιχνευτής	2 ανιχνευτές*	3 ανιχνευτές
	Απόκλιση %	Απόκλιση %	Απόκλιση %
$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.m}\text{Br}$	2 – 39	2 – 21	2 – 17
$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79.g}\text{Br}$	13 – 24	0.1 – 16	2 – 9
$^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$	12 – 24	0.2 – 16	1 – 9
$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{79.m}\text{Y}$	1	2	< 2
$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{79.g}\text{Y}$	1	1	< 2
$^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{79}\text{Y}$	1	1	1
$^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}$	12 – 32	-	4 – 24*
$^{121}\text{Sb}(p, \gamma)^{122}\text{Te}^{**}$	7 – 11	-	1 – 8*
$^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}$	12 – 59	-	2 – 46*
$^{123}\text{Sb}(p, \gamma)^{124}\text{Te}^{**}$	9 - 25	-	0.4 – 11*

\*Οι ανιχνευτές δεν είναι τοποθετημένοι στις απαιτούμενες γωνίες που απαιτούνται από τη μέθοδο.

\*\*Οι ενεργές διατομές της μεθόδου των γωνιακών κατανομών υπολογισμένες λαμβάνοντας υπόψη τη συνάρτηση της γωνιακής κατανομής των ακτίνων  $\gamma$  στον υπολογισμό.

**Πίνακας 4.1** Σύγκριση ανάμεσα στη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών και στη μέθοδο των γωνιακών κατανομών για όλες τις αντιδράσεις και τις για όλες τις περιπτώσεις των ανιχνευτών που υπολογίστηκαν στην παρούσα εργασία.

Στόχος της παρούσας εργασίας ήταν ο έλεγχος της μεθόδου της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για τον υπολογισμό ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης πρωτονίων. Σύμφωνα με την παρούσα μελέτη παρατηρήθηκαν τα εξής:

1. Η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών στην περίπτωση του ενός ανιχνευτή παρουσιάζει μεγάλες αποκλίσεις από τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών. Η απόκλιση μεταξύ των δύο μεθόδων οφείλεται στο γεγονός ότι τα πολυώνυμα Legendre μέγιστου βαθμού 2 που εισήλθαν στη συνάρτηση της γωνιακής κατανομής ακτίνων  $\gamma$  δεν επαρκούν για τον ακριβή υπολογισμό και είναι



αναγκαίο να χρησιμοποιηθούν και πολώνυμα μεγαλύτερου βαθμού, δηλαδή πληροφορία από περισσότερους ανιχνευτές.

2. Με τη χρήση δύο ανιχνευτών οι οποίοι είναι τοποθετημένοι  $5^\circ$  προς τη μία ή την άλλη κατεύθυνση από τις απαιτούμενες γωνίες, οι δύο μέθοδοι συμφωνούν εντός σφαλμάτων και μάλιστα η απόκλιση των δύο μεθόδων είναι μικρότερη από την περίπτωση του ενός ανιχνευτή, ο οποίος είναι τοποθετημένος στην απαιτούμενη γωνία.
3. Με τη χρήση των τριών ανιχνευτών, οι οποίοι είναι τοποθετημένοι στις απαιτούμενες γωνίες ανίχνευσης, η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών βρίσκεται σε πολύ καλή συμφωνία με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών.
4. Η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών παρουσιάζει μεγαλύτερη απόκλιση από τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών, όταν στη δεύτερη οι ενεργές διατομές έχουν προκύψει από τους μέσους όρους των πειραματικών διαφορικών ενεργών διατομών. Η απόκλιση αυτή μειώνεται όταν ο υπολογισμός της ενεργού διατομής με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών πραγματοποιηθεί με προσαρμογή των πειραματικών σημείων, με τη συνάρτηση κατανομής ακτίνων  $\gamma$ .

Στα πλαίσια της εργασίας αυτής ελέγχθηκε η αξιοπιστία της μεθόδου της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών για τον υπολογισμό ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης πρωτονίου. Η μέθοδος έδειξε να δίνει πολύ καλά αποτελέσματα για την περίπτωση των τριών ανιχνευτών. Αντίθετα, με τη χρήση του ενός ανιχνευτή παρατηρήθηκαν μεγάλες αποκλίσεις των υπολογιζόμενων ενεργών διατομών από τις ενεργές διατομές των γωνιακών κατανομών, οδηγώντας στο συμπέρασμα ότι ένας ανιχνευτής στις περισσότερες περιπτώσεις δεν επαρκεί για τους υπολογισμούς. Η περίπτωση των δύο ανιχνευτών, δίνει καλύτερα αποτελέσματα από την περίπτωση του ενός ανιχνευτή, παρόλο που οι ανιχνευτές δεν ήταν τοποθετημένοι στις απαιτούμενες γωνίες, αλλά  $5^\circ$  προς τη μία ή την άλλη κατεύθυνση.

Κλείνοντας, η μέθοδος της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών μπορεί να αποτελέσει ένα σημαντικό εργαλείο υπολογισμού ενεργών διατομών με τη χρήση δύο ή τριών ανιχνευτών. Για τη μέτρηση ενεργών διατομών με τη μέθοδο αυτή απαιτείται λιγότερος χρόνος για την ανάλυση των πειραματικών δεδομένων σε σχέση με τη μέθοδο των γωνιακών κατανομών, εφόσον ο προσδιορισμός της ενεργού διατομής της υπό μελέτη αντίδρασης επιτυγχάνεται με πολύ καλή ακρίβεια χρησιμοποιώντας λιγότερα πειραματικά φάσματα.

# Παράρτημα Α΄

## Διαφορικές ενεργές διατομές μεταπτώσεων

Στο παράρτημα παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές όλων των μεταπτώσεων που χρησιμοποιήθηκαν για τους υπολογισμούς με τη μέθοδο της γωνιακής ολοκλήρωσης διαφορικών ενεργών διατομών και για όλες τις περιπτώσεις των ανιχνευτών.

### Α΄.1 Η αντίδραση $^{78}\text{Se}(p, \gamma)^{79}\text{Br}$

- Η περίπτωση του ενός ανιχνευτή σε γωνία ανίχνευσης  $125^\circ$ .

1 ανιχνευτής ( $125^\circ$ )						
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{217}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{261}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{306}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{381}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{398}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{523}$ ( $\mu\text{b}$ )
1681	$4.3 \pm 2.3$	$5.94 \pm 1.30$	$3.55 \pm 0.75$	$7.66 \pm 1.22$	$3.04 \pm 0.48$	$2.98 \pm 0.43$
1879	$17.9 \pm 3.8$	$18.6 \pm 2.8$	$10.9 \pm 1.6$	$19.6 \pm 2.6$	$9.11 \pm 1.24$	$8.52 \pm 1.13$
1978	$30.7 \pm 6.4$	$28.7 \pm 4.4$	$16.3 \pm 2.4$	$33.5 \pm 4.5$	$14.3 \pm 2.0$	$13.5 \pm 1.8$
2177	$64.1 \pm 10.8$	$75.3 \pm 10.3$	$51.7 \pm 6.9$	$85.7 \pm 11.1$	$35.3 \pm 4.7$	$37.2 \pm 4.8$
2277	$113 \pm 17$	$107 \pm 14$	$63.2 \pm 8.4$	$114 \pm 15$	$46.7 \pm 6.1$	$52.4 \pm 6.7$
2375	$163 \pm 22$	$158 \pm 20$	$104 \pm 13$	$187 \pm 24$	$77.1 \pm 9.8$	$81.2 \pm 10.3$
2475	$211 \pm 28$	$207 \pm 27$	$131 \pm 17$	$231 \pm 29$	$92.4 \pm 11.8$	$104 \pm 13$
2574	$294 \pm 40$	$290 \pm 38$	$189 \pm 24$	$337 \pm 43$	$128 \pm 16$	$142 \pm 18$
2674	$448 \pm 60$	$388 \pm 50$	$266 \pm 34$	$469 \pm 59$	$186 \pm 24$	$218 \pm 28$
2773	$521 \pm 70$	$506 \pm 65$	$352 \pm 45$	$630 \pm 80$	$243 \pm 31$	$288 \pm 37$
2872	$711 \pm 96$	$645 \pm 83$	$419 \pm 54$	$769 \pm 98$	$279 \pm 36$	$357 \pm 45$
2969	$1048 \pm 139$	$894 \pm 115$	$575 \pm 74$	$1128 \pm 142$	$396 \pm 50$	$520 \pm 66$
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{606}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{761}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{793}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{832}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{954}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1113}$ ( $\mu\text{b}$ )
1681	$2.44 \pm 0.35$	$0.40 \pm 0.11$	$0.79 \pm 0.25$	$1.56 \pm 0.25$	-	$0.30 \pm 0.10$
1879	$7.15 \pm 0.95$	$0.91 \pm 0.19$	$2.52 \pm 0.38$	$4.28 \pm 0.60$	-	$0.63 \pm 0.16$
1978	$11.1 \pm 1.5$	$1.72 \pm 0.34$	$3.69 \pm 0.58$	$7.24 \pm 1.00$	$0.40 \pm 0.22$	$0.99 \pm 0.26$
2177	$25.7 \pm 3.4$	$5.13 \pm 0.83$	$9.8 \pm 1.4$	$18.4 \pm 2.5$	$1.04 \pm 0.41$	$2.03 \pm 0.47$
2277	$38.3 \pm 5.0$	$7.05 \pm 1.07$	$15.7 \pm 2.2$	$23.5 \pm 3.1$	$2.44 \pm 0.59$	$3.28 \pm 0.62$
2375	$60.9 \pm 7.7$	$11.2 \pm 1.5$	$23.1 \pm 3.0$	$35.8 \pm 4.6$	$3.81 \pm 0.72$	$5.28 \pm 0.81$
2475	$71.1 \pm 9.0$	$14.8 \pm 2.0$	$30.5 \pm 4.0$	$45.5 \pm 5.8$	$4.63 \pm 0.89$	$6.05 \pm 0.97$
2574	$100 \pm 13$	$19.7 \pm 2.8$	$41.1 \pm 5.4$	$65.0 \pm 8.4$	$6.68 \pm 1.47$	$8.29 \pm 1.42$
2674	$140 \pm 18$	$29.9 \pm 4.1$	$57.2 \pm 7.6$	$93.1 \pm 12.0$	$9.8 \pm 2.1$	$12.2 \pm 2.1$
2773	$190 \pm 24$	$40.8 \pm 5.5$	$77.9 \pm 10.2$	$121 \pm 16$	$13.5 \pm 2.5$	$15.5 \pm 2.5$
2872	$220 \pm 28$	$51.0 \pm 7.0$	$98.3 \pm 13.0$	$142 \pm 18$	$15.2 \pm 3.0$	$17.7 \pm 3.0$
2969	$318 \pm 40$	$82.1 \pm 10.9$	$138 \pm 18$	$196 \pm 25$	$32.1 \pm 5.4$	$25.2 \pm 4.1$

$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{1123}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1131}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1175}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1254-6}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1313}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1332}$ ( $\mu\text{b}$ )
1681	$0.37 \pm 0.10$	$0.83 \pm 0.16$	$0.23 \pm 0.10$	$0.11 \pm 0.05$	-	-
1879	$1.12 \pm 0.21$	$1.99 \pm 0.31$	$0.73 \pm 0.27$	$0.28 \pm 0.08$	-	$1.00 \pm 0.27$
1978	$1.67 \pm 0.33$	$3.18 \pm 0.51$	$1.59 \pm 0.42$	$0.15 \pm 0.11$	$0.26 \pm 0.12$	$1.25 \pm 0.37$
2177	$5.67 \pm 0.88$	$8.45 \pm 1.22$	$3.50 \pm 0.73$	$0.73 \pm 0.23$	$0.13 \pm 0.28$	$3.76 \pm 0.75$
2277	$7.83 \pm 1.16$	$11.1 \pm 1.5$	$4.69 \pm 0.88$	$1.52 \pm 0.32$	$0.96 \pm 0.29$	$4.67 \pm 0.84$
2375	$11.8 \pm 1.6$	$18.5 \pm 2.4$	$6.72 \pm 1.03$	$1.16 \pm 0.27$	$0.77 \pm 0.25$	$7.09 \pm 1.07$
2475	$15.2 \pm 2.1$	$22.3 \pm 2.9$	$8.99 \pm 1.37$	$1.61 \pm 0.36$	$0.67 \pm 0.36$	$8.22 \pm 1.26$
2574	$20.7 \pm 2.9$	$31.0 \pm 4.1$	$12.3 \pm 2.0$	$3.07 \pm 0.64$	$2.06 \pm 0.57$	$13.2 \pm 2.1$
2674	$31.7 \pm 4.4$	$42.2 \pm 5.6$	$16.4 \pm 2.7$	$4.31 \pm 0.87$	$1.87 \pm 0.80$	$18.4 \pm 2.9$
2773	$40.7 \pm 5.5$	$57.9 \pm 7.6$	$24.1 \pm 3.7$	$5.41 \pm 1.05$	$2.15 \pm 0.87$	$22.3 \pm 3.4$
2872	$51.0 \pm 6.9$	$65.3 \pm 8.7$	$31.3 \pm 4.8$	$4.30 \pm 1.15$	$1.22 \pm 1.26$	$27.5 \pm 4.3$
2969	$71.2 \pm 9.6$	$93.5 \pm 12.3$	$38.2 \pm 5.7$	$6.70 \pm 1.57$	$3.01 \pm 1.36$	$38.9 \pm 5.8$

$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{1513}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1575}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1613}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1691}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1779}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{\gamma 0}$ ( $\mu\text{b}$ )
1681	$0.13 \pm 0.07$	$0.28 \pm 0.10$	$0.21 \pm 0.21$	$0.39 \pm 0.11$	$0.15 \pm 0.05$	$0.55 \pm 0.11$
1879	$0.51 \pm 0.17$	$0.88 \pm 0.19$	$0.62 \pm 0.23$	$1.19 \pm 0.23$	$0.12 \pm 0.07$	$1.91 \pm 0.29$
1978	$0.55 \pm 0.24$	$0.97 \pm 0.25$	$0.78 \pm 0.33$	$2.04 \pm 0.39$	$0.33 \pm 0.12$	$2.14 \pm 0.35$
2177	$1.67 \pm 0.50$	$3.18 \pm 0.63$	$1.91 \pm 0.55$	$6.17 \pm 0.98$	$0.39 \pm 0.21$	$5.13 \pm 0.77$
2277	$2.86 \pm 0.66$	$4.40 \pm 0.81$	$3.01 \pm 0.72$	$8.28 \pm 1.25$	$0.33 \pm 0.23$	$8.69 \pm 1.22$
2375	$4.49 \pm 0.78$	$6.79 \pm 1.01$	$4.50 \pm 0.78$	$12.8 \pm 1.7$	$1.08 \pm 0.26$	$11.3 \pm 1.5$
2475	$5.41 \pm 0.98$	$8.44 \pm 1.28$	$6.18 \pm 1.10$	$16.4 \pm 2.2$	$0.41 \pm 0.30$	$16.0 \pm 2.1$
2574	$7.23 \pm 1.43$	$12.1 \pm 1.9$	$10.4 \pm 2.6$	$21.3 \pm 3.0$	$1.89 \pm 0.54$	$16.3 \pm 2.3$
2674	$10.1 \pm 2.0$	$16.5 \pm 2.6$	$11.2 \pm 2.2$	$34.1 \pm 4.7$	$3.02 \pm 0.78$	$29.5 \pm 4.0$
2773	$10.9 \pm 2.1$	$22.0 \pm 3.4$	$15.8 \pm 3.1$	$40.4 \pm 5.6$	$4.37 \pm 0.97$	$28.7 \pm 3.9$
2872	$19.6 \pm 3.6$	$25.8 \pm 4.1$	$23.6 \pm 4.9$	$52.1 \pm 7.3$	$7.13 \pm 1.39$	$56.6 \pm 7.6$
2969	$22.6 \pm 4.0$	$34.3 \pm 5.3$	$22.2 \pm 4.0$	$71.9 \pm 9.8$	$12.6 \pm 2.10$	$51.9 \pm 7.0$

- Η περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 10, 50 και 105°.

3 ανιχνευτές (20°, 50°, 105°)						
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{217}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{261}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{306}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{381}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{398}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{523}$ ( $\mu\text{b}$ )
1681	3.33 ± 1.20	6.26 ± 1.21	3.88 ± 0.60	4.44 ± 0.51	3.23 ± 0.34	2.93 ± 0.27
1879	9.79 ± 3.10	17.1 ± 2.0	9.95 ± 1.07	15.3 ± 1.3	8.38 ± 0.74	7.96 ± 0.67
1978	18.3 ± 5.5	27.7 ± 3.1	14.0 ± 1.6	27.3 ± 2.4	14.2 ± 1.3	12.9 ± 1.1
2177	51.9 ± 8.7	64.5 ± 6.4	41.7 ± 3.9	76.9 ± 6.3	33.5 ± 2.9	28.0 ± 2.7
2277	80.5 ± 11.6	94.4 ± 8.7	54.9 ± 5.0	114 ± 9	44.1 ± 3.7	50.6 ± 4.1
2375	121 ± 13	147 ± 12	91.7 ± 7.5	177 ± 14	75.4 ± 5.9	76.3 ± 6.0
2475	154 ± 17	181 ± 15	103 ± 9	214 ± 17	83.9 ± 6.7	96.1 ± 7.5
2574	236 ± 26	260 ± 22	153 ± 13	314 ± 25	124 ± 10	141 ± 11
2674	335 ± 36	363 ± 31	233 ± 19	446 ± 35	175 ± 14	200 ± 16
2773	426 ± 45	455 ± 39	303 ± 25	584 ± 47	222 ± 18	262 ± 21
2872	532 ± 58	602 ± 51	346 ± 29	73 ± 60	268 ± 22	331 ± 27
2969	817 ± 82	819 ± 68	482 ± 39	1045 ± 83	371 ± 30	479 ± 38
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{606}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{761}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{793}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{832}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{954}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1113}$ ( $\mu\text{b}$ )
1681	2.33 ± 0.22	0.34 ± 0.08	0.85 ± 0.11	1.49 ± 0.15	0.10 ± 0.06	0.21 ± 0.08
1879	6.41 ± 0.54	0.89 ± 0.14	2.34 ± 0.24	4.17 ± 0.37	0.22 ± 0.10	0.60 ± 0.11
1978	10.1 ± 0.9	1.40 ± 0.22	3.07 ± 0.53	7.06 ± 0.64	0.00 ± 0.00	0.94 ± 0.19
2177	25.1 ± 2.1	4.65 ± 0.52	9.37 ± 1.01	16.6 ± 1.8	1.33 ± 0.32	2.35 ± 0.61
2277	28.2 ± 2.7	6.98 ± 0.69	13.2 ± 1.3	22.7 ± 1.9	1.89 ± 0.35	3.36 ± 0.61
2375	56.1 ± 4.4	9.71 ± 0.84	21.8 ± 1.8	34.0 ± 2.7	3.70 ± 0.50	5.22 ± 0.59
2475	64.7 ± 5.1	13.3 ± 1.2	26.8 ± 2.3	43.2 ± 3.4	4.32 ± 0.60	5.47 ± 0.74
2574	93.9 ± 7.5	19.6 ± 1.8	38.1 ± 3.3	62.5 ± 5.0	6.20 ± 0.92	8.25 ± 1.12
2674	108 ± 10	27.3 ± 2.4	56.5 ± 5.0	87.9 ± 7.1	8.88 ± 1.27	12.5 ± 1.6
2773	176 ± 14	37.9 ± 3.3	72.0 ± 6.5	114 ± 9	12.2 ± 1.6	13.9 ± 2.4
2872	210 ± 17	50.1 ± 4.4	89.2 ± 8.2	138 ± 11	18.8 ± 2.5	17.9 ± 2.6
2969	289 ± 23	72.8 ± 6.1	128 ± 11	186 ± 15	23.3 ± 2.9	23.0 ± 3.1
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{1123}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1131}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1175}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1254-6}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1313}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1332}$ ( $\mu\text{b}$ )
1681	0.47 ± 0.08	0.88 ± 0.11	0.36 ± 0.10	0.07 ± 0.02	0.02 ± 0.02	0.89 ± 0.16
1879	1.07 ± 0.13	2.01 ± 0.20	0.53 ± 0.14	0.17 ± 0.04	0.04 ± 0.03	1.28 ± 0.24
1978	1.89 ± 0.23	3.08 ± 0.31	1.03 ± 0.23	0.31 ± 0.07	0.15 ± 0.09	3.01 ± 0.44
2177	4.00 ± 0.49	7.42 ± 0.69	2.75 ± 0.44	0.53 ± 0.13	0.42 ± 0.16	4.74 ± 0.57
2277	7.82 ± 0.74	10.6 ± 0.9	4.30 ± 0.53	0.85 ± 0.16	0.42 ± 0.23	6.81 ± 0.67
2375	11.3 ± 0.9	17.9 ± 1.4	6.62 ± 0.65	1.19 ± 0.17	0.81 ± 0.19	8.95 ± 0.87
2475	13.9 ± 1.2	20.7 ± 1.7	9.03 ± 0.87	1.48 ± 0.21	1.09 ± 0.35	13.6 ± 1.4
2574	20.3 ± 1.8	29.1 ± 2.4	12.1 ± 1.3	2.13 ± 0.34	0.95 ± 0.49	17.9 ± 1.8
2674	28.9 ± 2.5	40.7 ± 3.4	18.5 ± 1.9	2.94 ± 0.48	1.83 ± 0.60	22.8 ± 2.3
2773	40.8 ± 3.5	53.7 ± 4.5	23.4 ± 2.3	3.99 ± 0.59	2.54 ± 1.15	28.1 ± 2.9
2872	46.5 ± 4.1	62.8 ± 5.4	29.3 ± 3.0	4.35 ± 0.74	4.00 ± 1.00	40.3 ± 3.8
2969	73.4 ± 6.1	93.0 ± 7.6	20.2 ± 2.3	6.71 ± 0.93	4.38 ± 1.31	0.89 ± 0.16

$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{1513}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1575}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1613}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1691}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1779}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{\gamma 0}$ ( $\mu\text{b}$ )
1681	$0.15 \pm 0.05$	$0.38 \pm 0.07$	$0.11 \pm 0.07$	$0.61 \pm 0.10$	$0.13 \pm 0.03$	$0.76 \pm 0.09$
1879	$0.51 \pm 0.11$	$0.78 \pm 0.12$	$0.45 \pm 0.13$	$1.31 \pm 0.17$	$0.11 \pm 0.04$	$2.11 \pm 0.21$
1978	$0.87 \pm 0.19$	$1.10 \pm 0.19$	$0.61 \pm 0.18$	$1.98 \pm 0.26$	$0.25 \pm 0.07$	$2.50 \pm 0.26$
2177	$1.59 \pm 0.31$	$3.51 \pm 0.46$	$2.16 \pm 0.55$	$6.59 \pm 0.66$	$0.19 \pm 0.13$	$6.04 \pm 0.58$
2277	$2.66 \pm 0.42$	$3.83 \pm 0.47$	$2.96 \pm 0.63$	$6.99 \pm 0.73$	$0.53 \pm 0.15$	$10.1 \pm 0.9$
2375	$4.40 \pm 0.50$	$6.71 \pm 0.64$	$4.39 \pm 0.53$	$12.5 \pm 1.1$	$0.97 \pm 0.17$	$13.1 \pm 1.1$
2475	$5.28 \pm 0.63$	$7.48 \pm 0.75$	$4.96 \pm 0.70$	$16.0 \pm 1.4$	$1.48 \pm 0.23$	$17.9 \pm 1.5$
2574	$8.46 \pm 1.01$	$11.9 \pm 1.2$	$6.87 \pm 1.05$	$21.6 \pm 2.0$	$1.70 \pm 0.34$	$16.9 \pm 1.5$
2674	$9.92 \pm 1.31$	$16.0 \pm 1.7$	$9.55 \pm 1.42$	$33.7 \pm 3.0$	$2.45 \pm 0.48$	$34.0 \pm 2.9$
2773	$12.9 \pm 1.6$	$22.2 \pm 2.2$	$14.2 \pm 2.1$	$42.1 \pm 3.8$	$4.76 \pm 0.65$	$32.2 \pm 2.8$
2872	$14.7 \pm 2.0$	$28.3 \pm 3.0$	$16.5 \pm 2.3$	$50.6 \pm 4.7$	$8.66 \pm 1.01$	$61.3 \pm 5.3$
2969	$22.3 \pm 2.7$	$33.1 \pm 3.3$	$15.4 \pm 2.4$	$68.0 \pm 5.9$	$13.5 \pm 1.4$	$55.5 \pm 4.8$

- Η περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες αντίστροφης 35 και 105°, αντί των απαιτούμενων από τη μέθοδο 30 και 110°.

2 ανιχνευτές (35°, 105°)						
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{217}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{261}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{306}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{381}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{398}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{523}$ ( $\mu\text{b}$ )
1681	$1.14 \pm 0.73$	$4.11 \pm 1.38$	$2.11 \pm 0.62$	$3.71 \pm 0.67$	$2.88 \pm 0.40$	$2.66 \pm 0.32$
1879	$9.82 \pm 4.20$	$15.3 \pm 2.4$	$8.17 \pm 1.21$	$14.2 \pm 1.5$	$7.98 \pm 0.87$	$7.75 \pm 0.80$
1978	$19.8 \pm 7.2$	$27.7 \pm 3.9$	$11.9 \pm 1.8$	$26.2 \pm 2.8$	$13.8 \pm 1.5$	$13.0 \pm 1.4$
2177	$43.8 \pm 10.5$	$58.7 \pm 7.6$	$35.3 \pm 4.3$	$72.6 \pm 7.4$	$30.6 \pm 3.2$	$33.4 \pm 3.4$
2277	$71.7 \pm 14.7$	$87.9 \pm 10.4$	$47.3 \pm 5.8$	$109 \pm 11$	$41.7 \pm 4.3$	$48.5 \pm 4.8$
2375	$99.7 \pm 14.4$	$129 \pm 14$	$79.9 \pm 8.2$	$158 \pm 15$	$67.9 \pm 6.6$	$71.2 \pm 6.9$
2475	$147 \pm 21$	$178 \pm 18$	$96.3 \pm 9.9$	$209 \pm 20$	$80.4 \pm 7.8$	$94.9 \pm 9.0$
2574	$236 \pm 33$	$258 \pm 27$	$146 \pm 15$	$309 \pm 30$	$119 \pm 12$	$140 \pm 14$
2674	$289 \pm 42$	$340 \pm 36$	$220 \pm 22$	$435 \pm 42$	$167 \pm 16$	$194 \pm 19$
2773	$425 \pm 55$	$446 \pm 46$	$287 \pm 29$	$580 \pm 56$	$222 \pm 22$	$266 \pm 26$
2872	$506 \pm 68$	$550 \pm 58$	$327 \pm 34$	$724 \pm 70$	$256 \pm 25$	$324 \pm 31$
2969	$817 \pm 104$	$791 \pm 81$	$459 \pm 46$	$1060 \pm 102$	$380 \pm 37$	$485 \pm 47$

$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{606}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{761}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{793}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{832}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{954}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1113}$ ( $\mu\text{b}$ )
1681	$2.26 \pm 0.27$	$0.27 \pm 0.09$	$0.89 \pm 0.15$	$1.53 \pm 0.19$	$0.15 \pm 0.08$	$0.21 \pm 0.07$
1879	$6.16 \pm 0.64$	$0.79 \pm 0.16$	$2.20 \pm 0.28$	$4.09 \pm 0.45$	$0.30 \pm 0.13$	$0.60 \pm 0.14$
1978	$10.0 \pm 1.0$	$1.35 \pm 0.27$	$2.73 \pm 0.54$	$7.08 \pm 0.77$	-	$0.70 \pm 0.23$
2177	$23.4 \pm 2.4$	$4.45 \pm 0.62$	$8.71 \pm 1.24$	$15.8 \pm 2.3$	$0.68 \pm 0.33$	$1.83 \pm 0.74$
2277	$33.9 \pm 3.4$	$6.80 \pm 0.84$	$12.8 \pm 1.6$	$21.3 \pm 2.2$	$1.59 \pm 0.41$	$3.37 \pm 0.81$
2375	$51.3 \pm 4.9$	$8.76 \pm 0.94$	$19.7 \pm 2.0$	$31.8 \pm 3.0$	$2.95 \pm 0.53$	$5.03 \pm 0.69$
2475	$63.7 \pm 6.1$	$13.6 \pm 1.4$	$26.4 \pm 2.7$	$42.2 \pm 4.1$	$5.00 \pm 0.81$	$5.77 \pm 0.93$
2574	$93.4 \pm 9.1$	$18.9 \pm 2.1$	$36.0 \pm 3.9$	$61.5 \pm 6.1$	$6.37 \pm 1.15$	$8.19 \pm 1.36$
2674	$129 \pm 13$	$25.0 \pm 2.7$	$53.8 \pm 5.8$	$88.5 \pm 8.7$	$8.81 \pm 1.57$	$11.9 \pm 1.9$
2773	$178 \pm 17$	$38.8 \pm 4.1$	$73.1 \pm 7.9$	$116 \pm 11$	$11.7 \pm 1.9$	$13.5 \pm 3.1$
2872	$209 \pm 20$	$49.9 \pm 5.3$	$85.6 \pm 9.3$	$133 \pm 13$	$16.7 \pm 2.6$	$18.5 \pm 3.1$
2969	$292 \pm 28$	$74.4 \pm 7.6$	$131 \pm 14$	$193 \pm 19$	$27.4 \pm 4.0$	$24.5 \pm 4.1$

$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{1123}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1131}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1175}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1254-6}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1313}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1332}$ ( $\mu\text{b}$ )
1681	$0.43 \pm 0.09$	$0.81 \pm 0.13$	$0.35 \pm 0.11$	$0.01 \pm 0.02$	-	$0.44 \pm 0.13$
1879	$0.94 \pm 0.16$	$1.89 \pm 0.24$	$0.63 \pm 0.16$	$0.13 \pm 0.05$	-	$0.81 \pm 0.19$
1978	$1.81 \pm 0.28$	$2.90 \pm 0.37$	$0.90 \pm 0.27$	$0.35 \pm 0.08$	$0.08 \pm 0.11$	$1.15 \pm 0.29$
2177	$4.79 \pm 0.62$	$6.85 \pm 0.80$	$2.42 \pm 0.52$	$0.51 \pm 0.14$	$0.15 \pm 0.18$	$2.72 \pm 0.52$
2277	$7.46 \pm 0.87$	$10.3 \pm 1.1$	$4.13 \pm 0.65$	$0.97 \pm 0.19$	$0.31 \pm 0.29$	$4.90 \pm 0.71$
2375	$10.5 \pm 1.1$	$16.6 \pm 1.7$	$6.43 \pm 0.77$	$0.89 \pm 0.17$	$0.74 \pm 0.21$	$5.97 \pm 0.73$
2475	$14.3 \pm 1.5$	$20.9 \pm 2.1$	$9.18 \pm 1.08$	$1.02 \pm 0.23$	$0.83 \pm 0.43$	$8.51 \pm 1.02$
2574	$20.3 \pm 2.2$	$28.3 \pm 2.9$	$12.0 \pm 1.5$	$1.74 \pm 0.37$	$0.19 \pm 0.61$	$13.5 \pm 1.7$
2674	$28.0 \pm 3.0$	$39.5 \pm 4.0$	$16.9 \pm 2.1$	$2.80 \pm 0.53$	$1.55 \pm 0.54$	$16.5 \pm 2.0$
2773	$41.1 \pm 4.3$	$53.4 \pm 5.4$	$24.6 \pm 2.8$	$3.72 \pm 0.65$	$2.09 \pm 1.12$	$22.4 \pm 2.7$
2872	$45.6 \pm 4.8$	$62.4 \pm 6.4$	$30.7 \pm 3.6$	$2.94 \pm 0.76$	$4.76 \pm 1.11$	$26.1 \pm 3.2$
2969	$72.0 \pm 7.4$	$89.8 \pm 9.1$	$15.6 \pm 2.5$	$7.29 \pm 1.14$	$3.46 \pm 1.64$	$41.1 \pm 4.7$

$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{1513}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1575}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1613}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1691}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1779}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{\gamma 0}$ ( $\mu\text{b}$ )
1681	$0.19 \pm 0.16$	$0.31 \pm 0.08$	$0.09 \pm 0.09$	$0.51 \pm 0.10$	$0.11 \pm 0.03$	$0.68 \pm 0.11$
1879	$0.46 \pm 0.12$	$0.67 \pm 0.14$	$0.48 \pm 0.18$	$1.38 \pm 0.20$	$0.11 \pm 0.05$	$1.97 \pm 0.25$
1978	$0.77 \pm 0.22$	$1.06 \pm 0.22$	$0.67 \pm 0.30$	$1.90 \pm 0.31$	$0.19 \pm 0.08$	$2.21 \pm 0.29$
2177	$1.37 \pm 0.37$	$3.29 \pm 0.53$	$1.77 \pm 0.51$	$6.18 \pm 0.77$	$0.14 \pm 0.14$	$5.66 \pm 0.68$
2277	$2.56 \pm 0.49$	$3.63 \pm 0.56$	$2.20 \pm 0.57$	$6.64 \pm 0.87$	$0.54 \pm 0.18$	$8.72 \pm 0.98$
2375	$4.24 \pm 0.57$	$6.33 \pm 0.74$	$4.01 \pm 0.60$	$11.8 \pm 1.2$	$0.99 \pm 0.19$	$8.20 \pm 1.12$
2475	$5.30 \pm 0.76$	$7.12 \pm 0.87$	$4.70 \pm 0.74$	$15.5 \pm 1.7$	$1.10 \pm 0.25$	$16.6 \pm 1.7$
2574	$7.49 \pm 1.16$	$10.9 \pm 1.4$	$5.94 \pm 1.01$	$21.3 \pm 2.4$	$2.22 \pm 0.41$	$15.9 \pm 1.7$
2674	$9.51 \pm 1.56$	$16.3 \pm 2.1$	$8.04 \pm 1.44$	$32.5 \pm 3.5$	$2.50 \pm 0.55$	$31.9 \pm 3.3$
2773	$12.9 \pm 1.9$	$21.3 \pm 2.6$	$11.5 \pm 2.0$	$40.5 \pm 4.3$	$5.01 \pm 0.76$	$30.0 \pm 3.3$
2872	$13.2 \pm 2.2$	$29.2 \pm 3.6$	$14.8 \pm 2.7$	$52.2 \pm 5.6$	$9.04 \pm 1.18$	$56.7 \pm 6.0$
2969	$22.5 \pm 3.2$	$34.2 \pm 4.1$	$15.1 \pm 3.0$	$68.3 \pm 7.2$	$13.5 \pm 1.7$	$51.6 \pm 5.5$

- Η περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 35° και 65°, αντί των απαιτούμενων από τη μέθοδο 30 και 70°.

2 ανιχνευτές (35°, 65°)						
$E_{c.m}$ (keV)	$\sigma_{217}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{261}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{306}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{381}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{398}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{523}$ ( $\mu\text{b}$ )
1706	$2.32 \pm 1.44$	$4.88 \pm 1.10$	$3.49 \pm 0.70$	$6.58 \pm 1.15$	$3.24 \pm 0.43$	$2.60 \pm 0.30$
1907	$11.8 \pm 3.2$	$13.7 \pm 2.0$	$11.2 \pm 1.4$	$15.3 \pm 1.6$	$7.82 \pm 0.83$	$7.28 \pm 0.73$
2007	$18.6 \pm 5.2$	$21.8 \pm 3.0$	$15.0 \pm 1.9$	$28.3 \pm 2.9$	$11.9 \pm 1.3$	$11.8 \pm 1.2$
2208	$40.1 \pm 8.9$	$51.0 \pm 6.3$	$39.0 \pm 4.4$	$70.9 \pm 7.1$	$30.1 \pm 3.2$	$31.5 \pm 3.1$
2309	$61.4 \pm 10.3$	$78.2 \pm 8.6$	$48.4 \pm 5.3$	$104 \pm 10$	$40.7 \pm 4.1$	$46.2 \pm 4.5$
2409	$102 \pm 14$	$120 \pm 13$	$91.6 \pm 9.9$	$164 \pm 16$	$68.5 \pm 6.6$	$69.6 \pm 6.7$
2510	$133 \pm 18$	$168 \pm 17$	$117 \pm 12$	$206 \pm 20$	$82.4 \pm 8.0$	$92.3 \pm 8.8$
2610	$202 \pm 27$	$232 \pm 24$	$154 \pm 16$	$302 \pm 29$	$118 \pm 12$	$132 \pm 13$
2711	$283 \pm 38$	$322 \pm 34$	$227 \pm 23$	$430 \pm 41$	$168 \pm 17$	$189 \pm 18$
2811	$385 \pm 48$	$400 \pm 41$	$277 \pm 28$	$533 \pm 51$	$200 \pm 19$	$245 \pm 23$
2912	$479 \pm 68$	$531 \pm 59$	$339 \pm 36$	$704 \pm 71$	$256 \pm 27$	$312 \pm 31$
3010	$630 \pm 75$	$697 \pm 69$	$460 \pm 46$	$967 \pm 91$	$349 \pm 34$	$441 \pm 42$
$E_{c.m}$ (keV)	$\sigma_{606}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{761}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{793}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{832}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{954}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1131}$ ( $\mu\text{b}$ )
1706	$2.44 \pm 0.28$	$0.24 \pm 0.08$	$0.69 \pm 0.13$	$1.41 \pm 0.18$	-	$0.18 \pm 0.14$
1907	$6.68 \pm 0.67$	$0.83 \pm 0.15$	$1.99 \pm 0.30$	$3.91 \pm 0.40$	-	$0.56 \pm 0.13$
2007	$10.1 \pm 1.0$	$1.30 \pm 0.23$	$3.33 \pm 0.47$	$6.18 \pm 0.64$	-	$0.87 \pm 0.24$
2208	$23.4 \pm 2.4$	$4.00 \pm 0.55$	$9.05 \pm 1.06$	$15.1 \pm 1.5$	$1.09 \pm 0.42$	$1.71 \pm 0.46$
2309	$34.9 \pm 3.4$	$6.11 \pm 0.72$	$14.0 \pm 1.5$	$20.4 \pm 2.0$	$1.89 \pm 0.46$	$3.02 \pm 0.51$
2409	$53.9 \pm 5.2$	$9.05 \pm 0.97$	$20.1 \pm 2.1$	$32.2 \pm 3.1$	$3.16 \pm 0.59$	$4.68 \pm 0.63$
2510	$64.4 \pm 6.2$	$12.7 \pm 1.3$	$25.9 \pm 2.7$	$40.8 \pm 3.9$	$5.18 \pm 0.81$	$5.78 \pm 0.82$
2610	$91.7 \pm 8.9$	$18.3 \pm 2.0$	$37.9 \pm 4.0$	$59.8 \pm 5.8$	$6.55 \pm 1.18$	$8.55 \pm 1.23$
2711	$129 \pm 12$	$26.4 \pm 2.9$	$54.3 \pm 5.7$	$84.1 \pm 8.2$	$8.22 \pm 1.49$	$10.8 \pm 1.6$
2811	$161 \pm 15$	$34.9 \pm 3.6$	$68.7 \pm 7.2$	$104 \pm 10$	$13.6 \pm 2.2$	$14.4 \pm 2.1$
2912	$212 \pm 22$	$48.8 \pm 5.4$	$90.5 \pm 10.9$	$128 \pm 13$	$17.8 \pm 3.1$	$16.3 \pm 4.3$
3010	$273 \pm 26$	$71.7 \pm 7.1$	$119 \pm 12$	$176 \pm 17$	$26.9 \pm 3.6$	$24.4 \pm 3.1$

$E_{c.m}$ (keV)	$\sigma_{1123}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1131}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1175}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1254-6}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1313}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1332}$ ( $\mu\text{b}$ )
1706	$0.44 \pm 0.08$	$0.88 \pm 0.12$	$0.32 \pm 0.10$	$0.07 \pm 0.04$	$0.08 \pm 0.03$	$0.44 \pm 0.13$
1907	$0.85 \pm 0.13$	$1.74 \pm 0.21$	$0.72 \pm 0.17$	$0.17 \pm 0.05$	$0.04 \pm 0.05$	$0.77 \pm 0.17$
2007	$1.90 \pm 0.26$	$2.83 \pm 0.34$	$1.02 \pm 0.26$	$0.26 \pm 0.08$	$0.19 \pm 0.11$	$1.31 \pm 0.27$
2208	$4.54 \pm 0.57$	$7.42 \pm 0.83$	$2.66 \pm 0.48$	$0.74 \pm 0.17$	$0.41 \pm 0.31$	$3.29 \pm 0.54$
2309	$7.40 \pm 0.81$	$10.1 \pm 1.1$	$3.57 \pm 0.53$	$0.72 \pm 0.17$	$0.06 \pm 0.25$	$4.46 \pm 0.61$
2409	$11.1 \pm 1.2$	$16.9 \pm 1.7$	$6.40 \pm 0.78$	$0.82 \pm 0.20$	$0.62 \pm 0.31$	$6.83 \pm 0.82$
2510	$14.1 \pm 1.4$	$20.8 \pm 2.0$	$7.89 \pm 0.95$	$1.29 \pm 0.27$	$0.98 \pm 0.31$	$8.24 \pm 1.00$
2610	$20.5 \pm 2.2$	$29.2 \pm 3.0$	$12.2 \pm 1.5$	$2.10 \pm 0.43$	$0.91 \pm 0.46$	$12.2 \pm 1.5$
2711	$28.5 \pm 3.0$	$41.1 \pm 4.1$	$18.4 \pm 2.3$	$2.50 \pm 0.59$	$1.78 \pm 0.70$	$17.4 \pm 2.1$
2811	$37.4 \pm 3.9$	$50.5 \pm 5.1$	$20.4 \pm 2.4$	$3.53 \pm 0.69$	$3.07 \pm 0.84$	$21.4 \pm 2.5$
2912	$49.9 \pm 5.5$	$66.6 \pm 7.2$	$31.4 \pm 4.1$	$4.22 \pm 1.08$	$4.98 \pm 1.32$	$28.4 \pm 3.8$
3010	$65.3 \pm 6.6$	$86.1 \pm 8.5$	$40.2 \pm 4.4$	$8.18 \pm 1.20$	$3.94 \pm 1.24$	$39.4 \pm 4.4$

$E_{c.m}$ (keV)	$\sigma_{1513}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1575}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1613}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1691}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1779}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{\gamma 0}$ ( $\mu\text{b}$ )
1706	$0.22 \pm 0.16$	$0.32 \pm 0.08$	$0.19 \pm 0.09$	$0.54 \pm 0.10$	$0.15 \pm 0.04$	$0.84 \pm 0.11$
1907	$0.45 \pm 0.12$	$0.80 \pm 0.15$	$0.59 \pm 0.22$	$1.29 \pm 0.19$	$0.09 \pm 0.05$	$1.80 \pm 0.20$
2007	$0.70 \pm 0.19$	$1.19 \pm 0.22$	$0.80 \pm 0.35$	$2.03 \pm 0.30$	$0.16 \pm 0.08$	$2.22 \pm 0.26$
2208	$1.25 \pm 0.36$	$3.36 \pm 0.51$	$1.97 \pm 0.58$	$5.87 \pm 0.74$	$0.47 \pm 0.17$	$5.50 \pm 0.60$
2309	$2.43 \pm 0.42$	$4.06 \pm 0.56$	$3.31 \pm 0.61$	$7.16 \pm 0.85$	$0.53 \pm 0.17$	$9.07 \pm 0.94$
2409	$4.21 \pm 0.61$	$6.22 \pm 0.74$	$4.78 \pm 0.75$	$12.5 \pm 1.3$	$1.18 \pm 0.23$	$8.16 \pm 1.08$
2510	$4.79 \pm 0.71$	$7.91 \pm 0.97$	$6.96 \pm 1.23$	$14.2 \pm 1.5$	$0.92 \pm 0.27$	$16.6 \pm 1.6$
2610	$6.56 \pm 1.07$	$10.8 \pm 1.4$	$6.91 \pm 1.36$	$20.2 \pm 2.2$	$1.21 \pm 0.41$	$17.0 \pm 1.8$
2711	$9.44 \pm 1.56$	$14.3 \pm 1.9$	$9.25 \pm 1.47$	$32.3 \pm 3.5$	$3.40 \pm 0.68$	$32.3 \pm 3.3$
2811	$11.1 \pm 1.8$	$19.7 \pm 2.4$	$14.1 \pm 2.6$	$38.9 \pm 4.2$	$5.16 \pm 0.83$	$23.7 \pm 2.4$
2912	$12.4 \pm 2.5$	$28.7 \pm 3.9$	$22.9 \pm 4.9$	$53.9 \pm 6.2$	$9.39 \pm 1.44$	$53.2 \pm 5.7$
3010	$21.9 \pm 3.0$	$33.0 \pm 3.8$	$22.4 \pm 3.6$	$65.4 \pm 6.8$	$12.9 \pm 1.6$	$50.8 \pm 5.1$



## Α.2 Η αντίδραση $^{86}\text{Sr}(p, \gamma)^{87}\text{Y}$

- Η περίπτωση του ενός ανιχνευτή σε γωνία ανίχνευσης  $125^\circ$ .

1 ανιχνευτής ( $125^\circ$ )						
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{793}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{983}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1182}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1202}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1704}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1801}$ ( $\mu\text{b}$ )
3273	$248 \pm 14$	$214 \pm 12$	$176 \pm 10$	$136 \pm 8$	$15.1 \pm 0.9$	$27.5 \pm 1.6$
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{2083}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2210}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2408}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{\gamma_0}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{772}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1024}$ ( $\mu\text{b}$ )
3273	$9.6 \pm 0.6$	$21.0 \pm 1.2$	$20.6 \pm 1.2$	$39.1 \pm 2.3$	$157 \pm 13$	$67.8 \pm 5.7$
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{1210}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1227}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1692}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1821}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2615}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2159}$ ( $\mu\text{b}$ )
3273	$8.5 \pm 1.0$	$24.2 \pm 2.2$	$9.1 \pm 1.0$	$5.7 \pm 0.9$	$6.4 \pm 1.0$	$14.3 \pm 1.1$

- Η περίπτωση των τριών ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης  $10^\circ$ ,  $50^\circ$  και  $105^\circ$ .

3 ανιχνευτές ( $20^\circ$ , $50^\circ$ , $105^\circ$ )						
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{793}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{983}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1182}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1202}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1704}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1801}$ ( $\mu\text{b}$ )
3273	$247 \pm 9$	$222 \pm 8$	$182 \pm 6$	$138 \pm 5$	$14.8 \pm 0.5$	$27.5 \pm 1.0$
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{2083}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2210}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2408}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{\gamma_0}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{772}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1024}$ ( $\mu\text{b}$ )
3273	$8.9 \pm 0.3$	$23.7 \pm 0.9$	$23.9 \pm 0.9$	$39.7 \pm 1.5$	$158 \pm 8$	$68.1 \pm 3.7$
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{1210}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1227}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1692}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1821}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2615}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2159}$ ( $\mu\text{b}$ )
3273	$8.3 \pm 0.7$	$25.9 \pm 1.5$	$8.2 \pm 0.6$	$4.4 \pm 0.5$	$8.4 \pm 0.7$	$14.3 \pm 1.1$

- Η περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης  $35^\circ$  και  $105^\circ$ , αντί των απαιτούμενων από τη μέθοδο  $30^\circ$  και  $110^\circ$ .

2 ανιχνευτές ( $35^\circ$ , $105^\circ$ )						
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{793}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{983}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1182}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1202}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1704}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1801}$ ( $\mu\text{b}$ )
3273	$243 \pm 10$	$221 \pm 10$	$180 \pm 8$	$140 \pm 6$	$15.4 \pm 0.7$	$28.3 \pm 1.2$
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{2083}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2210}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2408}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{\gamma_0}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{772}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1024}$ ( $\mu\text{b}$ )
3273	$9.6 \pm 0.4$	$23.5 \pm 1.0$	$24.6 \pm 1.1$	$38.6 \pm 1.7$	$157 \pm 10$	$68.0 \pm 4.4$
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{1210}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1227}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1692}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1821}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2615}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2159}$ ( $\mu\text{b}$ )
3273	$9.1 \pm 0.9$	$26.5 \pm 1.9$	$8.2 \pm 0.7$	$4.5 \pm 0.6$	$8.1 \pm 0.8$	$14.3 \pm 1.1$

- Η περίπτωση των δύο ανιχνευτών σε γωνίες ανίχνευσης 35 και 65°, αντί των απαιτούμενων από τη μέθοδο 30 και 70°.

2 ανιχνευτές (35°, 65°)						
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{793}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{983}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1182}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1202}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1704}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1801}$ ( $\mu\text{b}$ )
	$246 \pm 10$	$219 \pm 10$	$182 \pm 8$	$140 \pm 6$	$16.5 \pm 0.7$	$27.5 \pm 1.2$
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{2083}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2210}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2408}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{\gamma_0}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{772}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1024}$ ( $\mu\text{b}$ )
	$10.7 \pm 0.5$	$23.5 \pm 1.0$	$24.0 \pm 1.0$	$38.6 \pm 1.7$	$156 \pm 10$	$65.5 \pm 4.2$
$E_{c.m.}$ (keV)	$\sigma_{1210}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1227}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1692}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{1821}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2615}$ ( $\mu\text{b}$ )	$\sigma_{2159}$ ( $\mu\text{b}$ )
	$8.6 \pm 0.9$	$24.6 \pm 1.7$	$8.7 \pm 0.8$	$4.7 \pm 0.6$	$9.6 \pm 0.9$	$14.3 \pm 1.1$

## Βιβλιογραφία

- [1] L.C. Mihailescu, L. Olah, C. Borcea, A.J.M. Plompen, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 531 (2004) 375.
- [2] L.C. Mihailescu, C. Borcea, A.J. Koning, A.J.M. Plompen, Nucl. Phys. A 786 (2007) 1.
- [3] L.C. Mihailescu, C. Borcea, P. Baumann, Ph. Dessagne, E. Jericha, H. Karam, M. Kerveno, A.J. Koning, N. Leveque, A. Pavlik, A. J. M. Plompen, C. Quetel, G. Rudolf, I. Tresl, Nucl. Phys. A 811 (2008) 1.
- [4] L.C. Mihailescu, C. Borcea, A.J. Koning, A. Pavlik, A.J.M. Plompen, Nucl. Phys. A 799 (2008) 1.
- [5] A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn, *TALYS-1.0*, Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, France, O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin, and S. Leray (eds), EDP Sciences (2008) 211.
- [6] K.S. Krane, “Introductory to Nuclear Physics”, John Willey & Sons, 1988.
- [7] Β. Φωτεινού, “Μετρήσεις ενεργών διατομών αντιδράσεων σύλληψης πρωτονίων και αστρική πυρηνοσύνθεση”, Διδακτορική διατριβή, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα, 2013.
- [8] Α. Σπύρου, “Μελέτη πυρηνικών αντιδράσεων σύλληψης με σημασία στην πυρηνοσύνθεση μεσοβαρών πυρήνων”, Διδακτορική διατριβή, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα, 2007.
- [9] F. Kappeler, Prog. Part. Nucl. Phys. 66 (2011) 390.
- [10] M. Arnould, S. Goriely, Phys. Rep. 384 (2003) 1.
- [11] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, W.A. Fowler, F. Hoyle, Rev. Mod. Phys. 29 (1957) 547.
- [12] C. Iliadis, “Nuclear Physics of Stars”, Willey, 2008.
- [13] M. Kusakabe, N. Iwamoto, K. Nomoto, Nucl. Phys. A 758 (2005) 459c.
- [14] S. Goriely, J. Jose, M. Hernanz, M. Rayet, M. Arnould, Nucl. Phys. A 718 (2003) 596c.
- [15] H.J. Rose, D.M. Brink, Rev. Mod. Phys 39 (7) (1967) 306.
- [16] Ε. Γαλανόπουλος, “Μετρήσεις ενεργών διατομών πυρηνικών αντιδράσεων πρωτονικής σύλληψης των ισοτόπων Στροντίου με σημασία στην πυρηνοσύνθεση”, Διδακτορική διατριβή, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα, 2004.
- [17] A.J. Koning, M.C. Duijvestijn, Nucl. Phys. A 744 (2004) 15.

- [18] E. Bauge, J.P. Delaroche, M. Girod, *Phys. Rev. C* 63 (2001) 024607.
- [19] S. Goriely, F. Tondeur, J.M. Pearson, *Atom. Data Nucl. Data Tables* 77 (2001) 311.
- [20] S. Goriely, S. Hilaire, A.J. Koning, *Phys. Rev. C* 78 (2008) 064307.
- [21] J. Kopecky, M. Uhl, *Phys. Rev. C* 41 (1990) 1941.
- [22] P. Demetriou, S. Goriely, *Nucl. Phys. A* 695 (2001) 95.

