



**ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ**

**ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**

**ΤΜΗΜΑ ΧΗΜΕΙΑΣ**

**ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΣΠΟΥΔΩΝ «ΧΗΜΕΙΑΣ»  
ΕΙΔΙΚΕΥΣΗ « ΦΥΣΙΚΟΧΗΜΕΙΑ »**

**ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ**

**Συστηματική μελέτη παραγωγής σπανίων ισοτόπων  
πλούσιων σε νετρόνια σε περιφερειακές αντιδράσεις  
βαρέων ιόντων στην περιοχή ενεργειών δέσμης 15 –  
25 MeV/νουκλεόνιο**

**ΠΑΝΑΓΙΩΤΗΣ ΦΟΥΝΤΑΣ  
ΧΗΜΙΚΟΣ**

**ΑΘΗΝΑ**

**ΙΟΥΝΙΟΣ 2013**



## **ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ**

Συστηματική μελέτη παραγωγής σπανίων ισοτόπων πλούσιων σε νετρόνια σε περιφερειακές αντιδράσεις βαρέων ιόντων στην περιοχή ενεργειών δέσμης 15 – 25 MeV/νουκλεόνιο

**ΠΑΝΑΓΙΩΤΗΣ ΦΟΥΝΤΑΣ**

**A.M.: 21102**

**ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ:**

Γεώργιος Α. Σουλιώτης, Επίκουρος Καθηγητής ΕΚΠΑ

**ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ**

Γεώργιος Α. Σουλιώτης, (Επίκουρος Καθηγητής Τμήματος Χημείας ΕΚΠΑ)

Αθανάσιος Τσεκούρας, (Επίκουρος Καθηγητής Τμήματος Χημείας ΕΚΠΑ)

Ευστάθιος Στυλιάρης, (Επίκουρος Καθηγητής Τμήματος Φυσικής ΕΚΠΑ)



## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα εργασία έγινε μία σειρά υπολογισμών για την περιγραφή του μηχανισμού της αλληλεπίδρασης δέσμης  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/νουκλεόνιο) με τους στόχους  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  και  $^{112}\text{Sn}$  και δέσμης  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/νουκλεόνιο) με τους στόχους  $^{64}\text{Ni}$  και  $^{124}\text{Sn}$  και συγκρίθηκαν με τα πειραματικά δεδομένα για τις αντίστοιχες αντιδράσεις. Οι υπολογισμοί για το δυναμικό στάδιο πραγματοποιήθηκαν χρησιμοποιώντας το μικροσκοπικό μοντέλο της εξαναγκασμένης μοριακής δυναμικής (CoMD - constrained molecular dynamics), το φαινομενολογικό μοντέλο της πλήρως ανελαστικής μεταφοράς νουκλεονίων (DIT – deep inelastic transfer) καθώς και μια τροποποιημένη έκδοση του τελευταίου. Για την αποδιέγερση των διεγερμένων θραυσμάτων, χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο της στατιστικής πολλαπλής θραύσης (SMM) και το μοντέλο της διαδοχικής δυαδικής διάσπασης (GEMINI). Παρατηρήθηκε ικανοποιητική συμφωνία των υπολογισμών μας, τόσο με το μοντέλο CoMD, όσο και με την τροποποιημένη έκδοση του μοντέλου DIT, σε μια σειρά προϊόντων με τα αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα. Η κατανόηση του μηχανισμού τέτοιου είδους περιφερειακών αντιδράσεων σε ενέργεια δέσμης λίγο πιο χαμηλά από την ενέργεια Fermi ( $E_F \sim 35$  MeV/νουκλεόνιο) και πάνω από το φράγμα Coulomb ( $V_C \sim 5$  MeV/νουκλεόνιο), που περιλαμβάνουν πολλαπλή μεταφορά νουκλεονίων δείχνουν ότι μπορούμε να εκμεταλευτούμε καταλλήλως την επιλογή της δέσμης και του στόχου για την παραγωγή σπανίων ισοτόπων πλούσιων σε νετρόνια. Τέτοιου είδους αντιδράσεις μας προσφέρουν μία ελκυστική οδό για την πρόσβαση στα πολύ πλούσια σε νετρόνια ισότοπα τα οποία βρίσκονται κοντά στο αστροφυσικό μονοπάτι της ταχείας σύλληψης νετρονίου ( $r$ -process) και πιθανόν προς τη γραμμή κόρου των νετρονίων (neutron drip line).

**ΘΕΜΑΤΙΚΗ ΠΕΡΙΟΧΗ:** Πυρηνικές Αντιδράσεις βαρέων ιόντων, Παραγωγή σπανίων ισοτόπων

**ΛΕΞΕΙΣ ΚΛΕΙΔΙΑ:** αντιδράσεις βαρέων ιόντων, πλήρως ανελαστική σύγκρουση, ενεργός διατομή, ραδιενεργές δέσμες, γραμμή κόρου νετρονίων, εξαναγκασμένη μοριακή δυναμική πυρηνική αποδιέγερση

## ABSTRACT

In the present thesis, several calculations were made for the description of the nuclear reaction mechanism for the interaction of a  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/nucleon) beam with  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  and  $^{112}\text{Sn}$  as targets and of  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/nucleon) beam with  $^{64}\text{Ni}$  and  $^{124}\text{Sn}$  as targets. The results of these calculations were compared with the experimental data of the same reactions previously obtained by our group. The calculations for the dynamical stage are carried out using the microscopic constrained molecular dynamics model (CoMD), the phenomenological deep inelastic transfer model (DIT) and a modified edition of the latter. For the de-excitation of the projectile-like fragments, the statistical multifragmentation model (SMM) and the deexcitation code GEMINI were used to describe the properties of the product distributions. A very good agreement with the experimental results was observed using both the CoMD and the modified DIT codes. The understanding of such nuclear reaction mechanism at beam energy above Coulomb barrier, but below the Fermi energy, involving peripheral nucleon exchange, suggests that the choice of both projectile and target may be properly exploited in the production of neutron-rich rare isotopes. These nuclear reactions offer an attractive route to access extremely neutron-rich rare isotopes toward the astrophysical r-process path, and, possibly the neutron drip-line.

**SUBJECT AREA:** Heavy ion nuclear reactions, rare isotope production

**KEYWORDS:** heavy ion nuclear reactions, deep inelastic collisions, cross section, radioactive beams, neutron drip-line, constrained molecular dynamics, nuclear deexcitation

## **ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ**

Θα ήθελα να ευχαριστήσω σε αυτό το σημείο τον επιβλέποντα καθηγητή κο Σουλιώτη Γεώργιο, για το ότι μου ανέθεσε αυτό το πολύ ενδιαφέρον θέμα, για τις πολύτιμες συμβουλές (ερευνητικές και κοινωνικές) που μου έδινε κατά τη διάρκεια της εργασίας, για την υπομονή του και για τον ενθουσιασμό του στο να μου λύνει κάθε απορία που μου γεννιόταν. Θα ήθελα να ευχαριστήσω τους φίλους μου που μου έλυναν ο,τιδήποτε προβληματισμό είχα. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου και τα αδέρφια μου για τη στήριξή τους και τη βοήθειά τους σε κάθε επίπεδο. Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω τη Χριστιάνα, η οποία είναι η έμπνευσή μου και το ηθικό στήριγμά μου, που με ηρεμεί σε καταστάσεις πίεσης και μπορώ μαζί της να ξεπερνώ όλες τις δυσκολίες που μου παρουσιάζονται.

## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

<b>ΠΡΟΛΟΓΟΣ</b> .....	<b>18</b>
<b>Κεφάλαιο 1</b> .....	<b>19</b>
<b>1.1 Εισαγωγή</b> .....	19
<b>Κεφάλαιο 2</b> .....	<b>23</b>
<b>Περιγραφή πειραματικής διάταξης των υπό σύγκριση πειραματικών δεδομένων</b> .....	<b>23</b>
2.0 Εισαγωγή .....	23
2.1 Πειραματική διάταξη .....	23
<b>Κεφάλαιο 3</b> .....	<b>29</b>
<b>Περιγραφή υπολογιστικών μοντέλων</b> .....	<b>29</b>
3.0 Εισαγωγή .....	29
3.1 Περιγραφή του μοντέλου της πλήρως ανελαστικής μεταφοράς βουκλενίων DIT (deep inelastic transfer) .....	29
3.2 Περιγραφή του εξαναγκασμένου μοντέλου μοριακής δυναμικής CoMD (constained molecular dynamics) .....	35
3.3 Μοντέλα μηχανισμών αποδιέγερσης .....	43
<b>Κεφάλαιο 4</b> .....	<b>45</b>
<b>Παρουσίαση και εξήγηση των υπολογισμών</b> .....	<b>45</b>
4.0 Εισαγωγή .....	45
4.1 Αντίδραση $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) + $^{64}\text{Ni}$ .....	46
4.2 Αντίδραση $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) + $^{58}\text{Ni}$ .....	60
4.3 Αντίδραση $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) + $^{124}\text{Sn}$ .....	64
4.4 Αντίδραση $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) + $^{112}\text{Sn}$ .....	74



4.5 Αντίδραση $^{86}\text{Kr}(25 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$ .....	78
4.6 Αντίδραση $^{86}\text{Kr}(25 \text{ MeV/u}) + ^{124}\text{Sn}$ .....	81
4.7 Αντίδραση $^{92}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$ .....	86
4.8 Ανακεφαλαίωση και συμπεράσματα.....	89
<b>ΑΝΑΦΟΡΕΣ .....</b>	<b>91</b>

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 2.1.1: Πειραματική διάταξη του φασματογράφου MARS.....	20
Σχήμα 3.1.1: Ορισμός σταθερών για τα πηγάδια δυναμικού.....	27
Σχήμα 3.1.2: Γεωμετρική αναπαράσταση του συστήματος των δύο πυρήνων.....	29
Σχήμα 3.2.1: Τυπική αναπαράσταση 8 νουκλεονίων στο χώρο των ορμών....	37
Σχήμα 3.3.1: Μηχανισμοί αποδιέγερσης.....	39
Σχήμα 4.1.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό $Z=30-35$ που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) + $^{64}\text{Ni}$ [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).....	44
Σχήμα 4.1.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό $Z=36-39$ που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) + $^{64}\text{Ni}$ [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).....	46
Σχήμα 4.1.3: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό $Z=26-29$ που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) + $^{64}\text{Ni}$ [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).....	47
Σχήμα 4.1.4: Υπολογισμός κατανομής ενέργειας διέγερσης των θραυσμάτων βλήματος από την αντίδραση $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) + $^{64}\text{Ni}$ με τον κώδικα CoMD (συνεχής κόκκινη γραμμή) και τον κώδικα DIT (διακεκομμένη πράσινη γραμμή).....	48
Σχήμα 4.1.5: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό $Z=30-35$ που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) + $^{64}\text{Ni}$ [38], συγκρινόμενες με τους	

υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και DIT/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).....50

Σχήμα 4.1.6: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και DITm/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).....51

Σχήμα 4.1.7: α) (Πάνω διάγραμμα) Μέση τιμή του λόγου  $Z/A$  ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  για τα πειραματικά δεδομένα [38] (μαύρα σημεία), σε σύγκριση με τους υπολογισμούς DIT/SMM (διακεκομμένη μπλε γραμμή), DIT/GEMINI (διακεκομμένη μωβ γραμμή), CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη γαλάζια γραμμή). β) (Κάτω διάγραμμα) Μέση ταχύτητα ( $u/c$ ) ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  στα [38] με την ίδια αντιστοιχία γραμμών για τα πειραματικά σημεία και τους υπολογισμούς.....53

Σχήμα 4.1.8: α) (Πάνω διάγραμμα) Μέση τιμή του λόγου  $Z/A$  ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  για τα πειραματικά δεδομένα [38] (μαύρα σημεία), σε σύγκριση με τους υπολογισμούς DITm/SMM (διακεκομμένη μπλε γραμμή), DITm/GEMINI (διακεκομμένη μωβ γραμμή), CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη γαλάζια γραμμή). β) (Κάτω διάγραμμα) Μέση ταχύτητα ( $u/c$ ) ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38] με την ίδια αντιστοιχία γραμμών για τα πειραματικά σημεία και τους υπολογισμούς.....55

Σχήμα 4.2.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή).....57

Σχήμα 4.2.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=26-29$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή).....58

Σχήμα 4.2.3: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=36-39$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή).....59

Σχήμα 4.3.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).....61

Σχήμα 4.3.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=36-39$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).....63

Σχήμα 4.3.3: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και DIT/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).....65

Σχήμα 4.3.4: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών (μαύρα σημεία) των θραυσμάτων βλήματος με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DITm/SMM (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) και τον CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή).....67

Σχήμα 4.3.5: α) (Πάνω διάγραμμα) Μέση τιμή του λόγου  $Z/A$  ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{124}\text{Sn}$  για τα πειραματικά δεδομένα [38] (μαύρα σημεία), σε σύγκριση με τους υπολογισμούς DIT/SMM (διακεκομμένη μπλε γραμμή), DIT/GEMINI (διακεκομμένη μωβ γραμμή), CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη γαλάζια γραμμή). β) (Κάτω διάγραμμα) Μέση ταχύτητα ( $u/c$ ) ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{124}\text{Sn}$  για τα πειραματικά δεδομένα [38] (μαύρα σημεία) σε σύγκριση με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής

κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).....69

Σχήμα 4.4.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{112}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τον υπολογισμό CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή).....71

Σχήμα 4.4.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=36-39$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{112}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τον υπολογισμό CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή).....72

Σχήμα 4.4.3: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=26-29$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{112}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τον υπολογισμό CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή).....73

Σχήμα 4.5.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).....75

Σχήμα 4.5.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=36-39$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).....76

Σχήμα 4.6.1: Πειραματικές κατανομές θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [30], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).....78

Σχήμα 4.6.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=36-39$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [30], συγκρινόμενες με τους

υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).....79

Σχήμα 4.6.3: α) (Πάνω διάγραμμα) Μέση τιμή του λόγου  $Z/A$  ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  για τα πειραματικά δεδομένα [30] (μαύρα σημεία), σε σύγκριση με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή). β) (Κάτω διάγραμμα) Μέση ταχύτητα ( $u/c$ ) ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [30] με την ίδια αντιστοιχία γραμμών για τα πειραματικά σημεία και τους υπολογισμούς.....81

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

Πίνακας 7.4.1: Προβλεπόμενες ενεργές διατομές και ρυθμοί παραγωγής των  
ισοτόπων πλούσιων σε νετρόνια για την αντίδραση  $^{92}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) +$   
 $^{64}\text{Ni}$ .....88







## **ΠΡΟΛΟΓΟΣ**

Οι υπολογισμοί της παρούσας εργασίας διεκπεραιώθηκαν στον τομέα φυσικοχημείας του τμήματος Χημείας του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών. Επίσης, θα θέλαμε να ευχαριστήσουμε το A&M Πανεπιστήμιο του Τέξας που μας επέτρεψε να χρησιμοποιήσουμε τους υπολογιστές του, επειδή χωρίς αυτούς δε θα είχαν τελειώσει οι υπολογισμοί σε λογικά χρονικά πλαίσια.

# Κεφάλαιο 1

## 1.1 Εισαγωγή

Περίπου έναν αιώνα μετά την έλευση της πυρηνικής φυσικής, έχουν παραχθεί και διερευνηθεί περίπου οι μισοί των θεωρητικώς προβλεπόμενων 7000 δέσμιων πυρήνων. Τα  $\beta$ -σταθερά νουκλίδια, τα οποία υπάρχουν στη φύση, είναι ένα πολύ μικρό τμήμα όλων των νουκλιδίων μεταξύ των δύο οριακών γραμμών, δηλαδή της γραμμής κόρου των νετρονίων (neutron drip line) και της γραμμής κόρου των πρωτονίων (proton drip line). Τα νουκλίδια μακριά από τη γραμμή της  $\beta$ -σταθερότητας δεν υπάρχουν ελεύθερα στη φύση, και για να μελετηθούν πρέπει να δημιουργηθούν στο εργαστήριο με κατάλληλες πυρηνικές αντιδράσεις. Τα περισσότερα  $\beta$ -ασταθή νουκλίδια που έχουν παραχθεί είναι πυρήνες πλούσιοι σε πρωτόνια. Αυτοί οι πυρήνες έχουν δημιουργηθεί κυρίως με αντιδράσεις τύπου σύνθετου πυρήνα (compound nucleus) ή με αντιδράσεις τύπου spallation. Προς την πλευρά της γραμμής κόρου των νετρονίων έχει παραχθεί ένας μικρός σχετικά αριθμός νουκλιδίων. Για αυτό το λόγο, η πρόσβαση και η μελέτη καινούριων περιοχών του πίνακα των νουκλιδίων, και κυρίως προς την πλευρά της γραμμής κόρου των νετρονίων, είναι μία από τις σημαντικότερες προσπάθειες έρευνας του κλάδου της πυρηνικής φυσικής. Η προσπάθεια μελέτης των πυρήνων με πλεόνασμα νετρονίων (neutron-rich nuclei) μας δίνει τη δυνατότητα να κατανοήσουμε πτυχές της πυρηνικής δομής μέσω της αύξησης του λόγου του αριθμού νετρονίων ως προς τον αριθμό πρωτονίων ( $N/Z$ ) [1], καθώς και να διευκρινιστούν σημαντικές διεργασίες της πυρηνοσύνθεσης [2], ιδιαιτέρως της διεργασίας που φέρει το όνομα «ταχεία σύλληψη νετρονίου» (r-process) [3,4]. Επιπροσθέτως, οι αντιδράσεις που επάγονται από πυρήνες πλούσιους σε νετρόνια μπορούν να μας παρέχουν χρήσιμες πληροφορίες για την εξάρτηση της αλληλεπίδρασης νουκλεονίου-νουκλεονίου από το isospin, το οποίο περιγράφεται ως  $I = (N - Z)/2$  (όπου  $N$  ο αριθμός των νετρονίων και  $Z$  ο αριθμός των πρωτονίων), και έτσι να εξάγουμε πληροφορίες για την καταστατική εξίσωση [5-8] της ασύμμετρης πυρηνικής ύλης, η οποία είναι ένα βασικό

στοιχείο για τη μελέτη αστροφυσικών φαινομένων όπως οι υπερκαινοφανείς αστέρες (supernova) [9] και οι αστέρες νετρονίων [10,11].

Λόγω των ανωτέρω, η αποτελεσματική παραγωγή νουκλιδίων πολύ πλούσιων σε νετρόνια είναι ένα κεντρικό θέμα για τις υπάρχουσες και μελλοντικές εγκαταστάσεις ραδιενεργών δεσμών [12-19], καθώς και για καινούριους τρόπους παραγωγής σπάνιων ισοτόπων. Τα πλούσια σε νετρόνια νουκλίδια παράγονται από αντιδράσεις τύπου spallation, σχάσεως (fission), και θρυμματισμού βλήματος (projectile fragmentation) [20]. Η spallation είναι ένας σημαντικός μηχανισμός για την παραγωγή σπάνιων ισοτόπων μέσω τεχνικών τύπου isotope separation on-line (ISOL) [21]. Η σχάση βλήματος έχει αποδειχθεί ως γόνιμη προσέγγιση παραγωγής ισοτόπων κυρίως στην περιοχή των ελαφρών και βαρέων θραυσμάτων σχάσης [22]. Τέλος, ο θρυμματισμός του βλήματος προσφέρει μία επιτυχημένη προσέγγιση για την παραγωγή ευρέος φάσματος εξωτικών πυρήνων για ενέργειες μεγαλύτερες των 100 MeV/νουκλεόνιο [23,24]. Η προσέγγιση αυτή βασίζεται στο γεγονός ότι για να επιτευχθεί το βέλτιστο νετρονικό πλεόνασμα στα θραύσματα πρέπει να αποσπαστεί ο μέγιστος κατά το δυνατόν αριθμός πρωτονίων (χωρίς απόσπασση νετρονίων ή με την απόσπασση του ελαχίστου δυνατού αριθμού αυτών).

Για την επίτευξη πλεονάσματος νετρονίων στα προϊόντα, εκτός από την απόσπασση πρωτονίων, χρειάζεται ταυτόχρονη πρόσληψη νετρονίων από τον στόχο. Μία τέτοια δυνατότητα προσφέρεται σε αντιδράσεις ανταλλαγής νουκλεονίων οι οποίες επικρατούν στις ενέργειες δέσμης από το φράγμα Coulomb (~5 MeV/νουκλεόνιο) [25,26] μέχρι και την ενέργεια Fermi (~ 35 MeV/u) [27-30]. Λεπτομερή πειραματικά δεδομένα σε αυτό το ενεργειακό φάσμα είναι σχετικά περιορισμένα, κυρίως λόγω της πολύπλοκης διαδικασίας ταυτοποίησης και διαχωρισμού [26,31,32] που προκαλείται κυρίως λόγω της ευρείας κατανομής ιοντικού φορτίου των προϊόντων της αντίδρασης. Στις αντιδράσεις πολλαπλής ανταλλαγής νουκλεονίων (multinucleon transfer) και πλήρους ανελαστικής σκέδασης (deep-inelastic) κοντά στο φράγμα Coulomb [26], οι χαμηλές ταχύτητες των θραυσμάτων και οι ευρείες κατανομές γωνιών και φορτίων των ιόντων περιορίζουν την αποδοτικότητα συλλογής των περισσότερων προϊόντων πλούσιων σε νετρόνια. Οι αντιδράσεις στην περιοχή

ενεργειών Fermi [33] προσφέρουν τη δυνατότητα συνδυασμού των πλεονεκτημάτων των αντιδράσεων των χαμηλών ενεργειών (κοντά και λίγο πάνω από το φράγμα Coulomb) και των υψηλών ενεργειών (υψηλότερα των 100 MeV/u). Σε αυτές τις ενέργειες, η συνέργεια του βλήματος και του στόχου ενισχύει το λόγο  $N/Z$  των παραγόμενων θραυσμάτων, ενώ παράλληλα οι ταχύτητες των θραυσμάτων είναι αρκετά υψηλές ώστε να μας επιτρέπουν την αποδοτική συλλογή και διαχωρισμό τους με τη χρήση φασματογράφου μάζας.

Σε προηγούμενες πειραματικές μελέτες θραυσμάτων βλήματος των αντιδράσεων  $^{86}\text{Kr}$  σε  $^{64}\text{Ni}$  [29] και σε  $^{124}\text{Sn}$  στα 25 MeV/u [30] παρατηρήθηκε εκτεταμένη παραγωγή θραυσμάτων πλούσιων σε νετρόνια. Ο μηχανισμός παραγωγής τους περιγράφηκε με ένα μοντέλο πλήρους ανελαστικής μεταφοράς νουκλεονίων (deep-inelastic transfer model) [34,35]. Σε αυτή την ενέργεια παρατηρήθηκαν θραύσματα πλούσια σε νετρόνια, τα οποία συνέλαβαν τέσσερα έως πέντε νετρόνια από τον πυρήνα στόχο (με ταυτόχρονη αποβολή πρωτονίων), τονίζοντας της σημασία επιλογής του πυρήνα στόχου στο μηχανισμό παραγωγής.

Αφού αποδείχτηκε ότι αυτή η περιφερειακή ανταλλαγή νουκλεονίων μπορεί να περιγραφεί επαρκώς μέσω του μοντέλου της πλήρους ανελαστικής μεταφοράς νουκλεονίων [35], έγινε μία προσπάθεια περιγραφής δεδομένων από τη βιβλιογραφία σε χαμηλές ενέργειες (κοντά και πάνω από το φράγμα Coulomb) με τη βοήθεια του προαναφερθέντος μοντέλου [36]. Φάνηκε από αυτή τη μελέτη ότι σε αυτές τις χαμηλές ενέργειες, κυρίως λόγω των μεγαλύτερων χρόνων αλληλεπίδρασης, η ανταλλαγή νουκλεονίων γίνεται στην περιφέρεια του βλήματος και του στόχου. Αυτή η εργασία έδειξε επίσης την έλλειψη πειραματικών δεδομένων για τις ενεργές διατομές παραγωγής ισοτόπων στην περιοχή μεταξύ των χαμηλών ενεργειών και της ενέργειας Fermi (35 MeV/u).

Οι ερευνητές των δύο τελευταίων μελετών [35,36] για την περαιτέρω κατανόηση της εξέλιξης των μηχανισμών των αντιδράσεων και παρακινούμενοι από πρόσφατες εξελίξεις σε διάφορες επιταχυντικές εγκαταστάσεις, οι οποίες θα προσφέρουν, είτε πρωτογενείς δέσμες μεγάλης έντασης [15,18,37] σε αυτή την περιοχή ενεργειών, είτε επανεπιταχυμένες (reaccelerated rare isotope beams) δέσμες σπανίων ισοτόπων [14,15,18,19], επιχείρησαν πειραματικές

μελέτες στα 15 MeV/u για τις αντιδράσεις  $^{86}\text{Kr}$  σε  $^{64,58}\text{Ni}$  και σε  $^{124,112}\text{Sn}$  [38]. Τα πειραματικά αυτά δεδομένα έδειξαν ενίσχυση στην παραγωγή των πλούσιων σε νετρόνια ισοτόπων, πολύ κοντά στη μάζα του βλήματος, σε σχέση με τα αντίστοιχα δεδομένα των 25 MeV/u, που ελήφθησαν προηγουμένως από τους ίδιους ερευνητές [29,30]. Παρατηρήθηκαν προϊόντα με μεγάλες ενεργές διατομές, τα οποία συνέλλαβαν έως και 6 ή 7 νετρόνια από το στόχο και ταυτόχρονα απέβαλαν πρωτόνια. Η ενίσχυση αυτή στις ενεργές διατομές μπορεί να συνδέεται με τις πολύ περιφερειακές αντιδράσεις και με τους μεγαλύτερους χρόνους αλληλεπίδρασης του πλούσιου σε νετρόνια βλήματος  $^{86}\text{Kr}$  με τους πλούσιους σε νετρόνια στόχους. Επομένως, φάνηκε ότι τέτοιου είδους αντιδράσεις πάνω από το φράγμα του Coulomb, αλλά χαμηλότερα της ενέργειας Fermi, περιλαμβάνουν ανταλλαγή νουκλεονίων στις περιφέρειες των πυρήνων, και προσφέρουν μία καινούρια προσέγγιση για την παραγωγή σπανίων ισοτόπων πλούσιων σε νετρόνια, προς την πλευρά της r-process και δυνητικά προς την πλευρά της γραμμής κόρου των νετρονίων.

Με σκοπό την κατανόηση του τρόπου παραγωγής και διαχωρισμού των σπανίων ισοτόπων η παρούσα εργασία παρουσιάζει λεπτομερή περιγραφή της πειραματικής διάταξης και της μεθόδου ανάλυσης των πειραματικών δεδομένων που εφάρμοσαν οι ερευνητές της εργασίας [38] για τη λήψη των δεδομένων δέσμης  $^{86}\text{Kr}$  στους στόχους  $^{64,58}\text{Ni}$  και  $^{124,112}\text{Sn}$ . Τα πειραματικά αυτά δεδομένα συγκρίνονται με αποτελέσματα υπολογισμών που έγιναν στα πλαίσια της παρούσας μεταπτυχιακή εργασίας, χρησιμοποιώντας για το δυναμικό στάδιο αλληλεπίδρασης τους κώδικες CoMD [39] και DIT [34], και για το στάδιο της αποδιέγερσης τους κώδικες SMM [40] και GEMINI [41].

## Κεφάλαιο 2

### Περιγραφή πειραματικής διάταξης των υπό σύγκριση πειραματικών δεδομένων

#### 2.0 Εισαγωγή

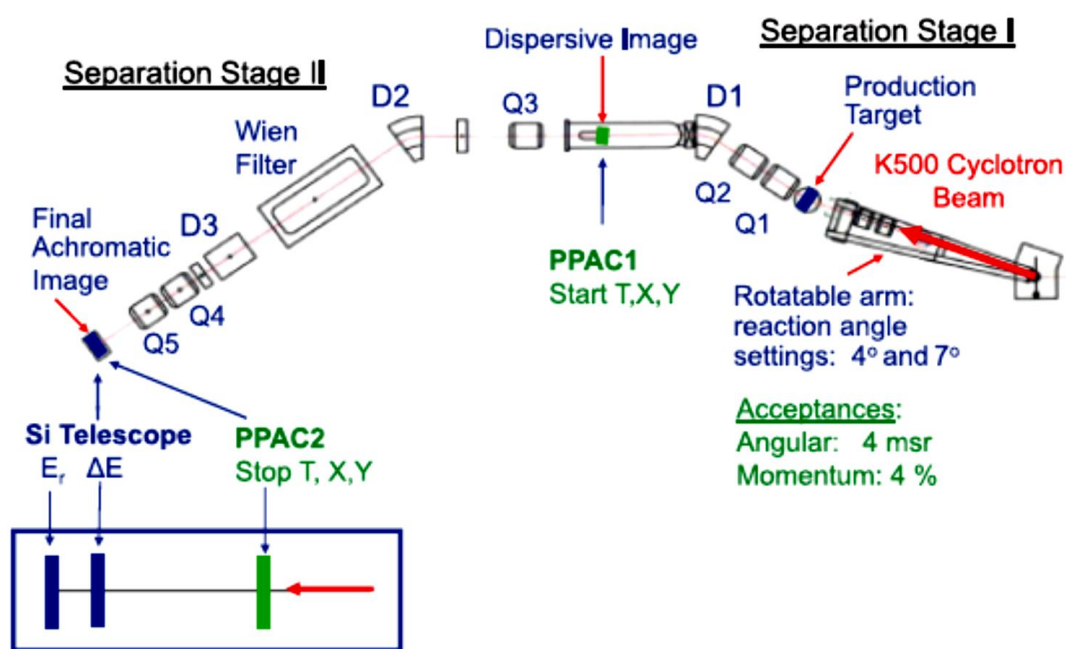
Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο θα παρουσιαστεί αναλυτικά η πειραματική διάταξη των τμημάτων του φασματογράφου μάζας MARS, με τον οποίο οι ερευνητές της εργασίας [38] ανέλυσαν τα προϊόντα των αντιδράσεων  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/νουκλεόνιο) +  $^{64,58}\text{Ni}$  και  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/νουκλεόνιο) +  $^{124,112}\text{Sn}$ . Η παρουσίαση αυτή αποσκοπεί στην κατανόηση του τρόπου παραγωγής και διαχωρισμού των σπανίων ισοτόπων και την εκτίμηση των δυσκολιών που παρουσιάζονται στην προσπάθεια παραγωγής ισοτόπων με όλο και μεγαλύτερο πλεόνασμα νετρονίων προς την κατεύθυνση της γραμμής κόρου νετρονίων. Στη συνέχεια της εργασίας αυτής η ορολογία MeV/νουκλεόνιο θα παρουσιάζεται ως MeV/u για συντομία.

#### 2.1 Πειραματική διάταξη

Τα πειράματα έγιναν στο Cyclotron Institute του πανεπιστημίου Texas A&M ακολουθώντας οι ερευνητές το πρότυπο των προηγούμενων πειραματικών τους μελετών [29-31]. Χρησιμοποιήθηκε δέσμη  $^{86}\text{Kr}$  των 15 MeV/u από το υπεραγωγίμο K500 κύκλοτρο, με τυπικό ρεύμα περίπου ίσο με 5 pA (particle nano Ampers) ( $3.1 \times 10^{10}$  σωματίδια/sec), η οποία αντέδρασε με ισοτοπικώς εμπλουτισμένους στόχους  $^{64}\text{Ni}$  και  $^{58}\text{Ni}$  (πάχους  $4\text{mg/cm}^2$ ) και  $^{124}\text{Sn}$  και  $^{112}\text{Sn}$  (πάχους  $2\text{mg/cm}^2$ ).

Τα προϊόντα των αντιδράσεων αναλύθηκαν με τον φασματογράφο μάζας MARS (momentum achromat recoil separator) [42]. Η πειραματική διάταξη φαίνεται στο σχήμα 2.1.1. Η οπτική του φασματογράφου περιλαμβάνει μία

ενδιάμεση εικόνα διασποράς και μία τελικά αχρωματική εικόνα. Το συνολικό γωνιακό εύρος (angular acceptance) του φασματογράφου είναι 9 msr και το εύρος αποδοχής της ορμής (momentum acceptance) είναι 4%. Στα δεδομένα των 15 MeV/u [38], όπως και στα αντίστοιχα των 25 MeV/u [29,30], το φίλτρο ταχύτητας Wien του φασματογράφου δε χρησιμοποιήθηκε και το τελευταίο τμήμα της συσκευής (μετά το D3 δίπολο) ρυθμίστηκε στις 0°. Η πρωταρχική δέσμη χτυπά το στόχο υπό γωνία ως προς τον οπτικό άξονα του MARS. Το τμήμα της δέσμης που δεν αλληλεπιδρά συλλέγεται σε ένα κλωβό Faraday (Faraday cup) που βρίσκεται μέσα στο θάλαμο του στόχου. Ένα φύλλο Al (1 mg/cm<sup>2</sup>) τοποθετήθηκε στην είσοδο του φασματογράφου για να επαναφέρει σε ισορροπία τις καταστάσεις φορτίου των ιόντων των προϊόντων της αντίδρασης.



Σχήμα 2.1.1: Σχηματικό διάγραμμα της πειραματικής διάταξης του φασματογράφου MARS για την παραγωγή σπανίων ισοτόπων. Τα κύρια στοιχεία του MARS είναι τα μαγνητικά τετράπολα (quadrupoles “Q”), τα μαγνητικά δίπολα “D1” και “D2” και οι θέσεις των ανιχνευτών.

Για να εξασφαλιστεί ομοιόμορφη διαβίβαση των θραυσμάτων μέσω του MARS, οι οριζόντιες και κάθετες σχισμές στην είσοδο του πρώτου τετραπόλου (Q1) περιορίστηκαν σε ένα παράθυρο 2 × 2 cm (σε απόσταση 31.5 cm από το



στόχο). Αυτό το παράθυρο καθόρισε οριζόντια γωνιακή acceptance  $\Delta\theta = 3.6^\circ$  ( $\pm 1.8^\circ$ ) και κάθετη γωνιακή acceptance  $\Delta\phi = 3.6^\circ$ , επιτρέποντας έτσι μία στερεά γωνία  $\Delta\Omega = 4.0 \text{ msr}$ . Για να καλυφθεί το κατάλληλο γωνιακό εύρος για τις συγκεκριμένες αντιδράσεις το πείραμα χωρίστηκε σε δύο μέρη. Στο πρώτο μέρος, η πρωτογενής δέσμη χτύπησε το στόχο υπό γωνία  $4.0^\circ$  ως προς τον οπτικό άξονα του φασματογράφου, και έτσι τα θραύσματα συλλέχθηκαν στο γωνιακό εύρος  $2.2^\circ - 5.8^\circ$ . Στο δεύτερο μέρος, η δέσμη χτύπησε το στόχο υπό γωνία  $7.4^\circ$  και τα θραύσματα συλλέχθηκαν στο γωνιακό εύρος  $5.6^\circ - 9.2^\circ$ . Από εδώ και πέρα θα λέμε ότι αυτά τα πειραματικά αποτελέσματα αντιστοιχούν στις  $4^\circ$  και στις  $7^\circ$  αντίστοιχα. Οι δύο γωνιακές περιοχές θεωρήθηκαν ότι είναι συνεχόμενες, αγνώνοντας τη μικρή επικάλυψη μεταξύ τους (αυτό είναι συγκρίσιμο με την ακρίβεια του προσδιορισμού των γεωμετρικών παραμέτρων της πειραματικής διάταξης).

Το πλήρες γωνιακό εύρος των  $2.2^\circ - 9.2^\circ$  που αντιστοιχεί στο συνδυασμό των  $4^\circ$  και  $7^\circ$  δεδομένων καλύπτει το μεγαλύτερο μέρος της γωνιακής κατανομής των θραυσμάτων του βλήματος από τις αντιδράσεις με τους στόχους του νικελίου, δηλαδή  $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}, ^{58}\text{Ni}$ , οι οποίες παρουσιάζουν γωνία επαπτομενικής σκέδασης (grazing angle) στις  $6.0^\circ$  [43]. Οι αντιδράσεις με τον κασσίτερο ως στόχο,  $^{86}\text{Kr} + ^{124,112}\text{Sn}$ , έχουν γωνία επαπτομενικής σκέδασης στις  $9.0^\circ$  [43]. Σημειώνουμε ότι το γωνιακό εύρος στο οποίο συλλέχθηκαν τα δεδομένα βρίσκεται εντός της γωνίας επαπτομενικής σκέδασης του συστήματος (όπου, για το μηχανισμό περιφερειακής μεταφοράς νουκλεονίων, η παραγωγή των θραυσμάτων κοντά στο βλήμα αναμένεται να είναι μέγιστη).

Ο χρόνος «πτήσεως» (Time-of-Flight, TOF) των θραυσμάτων μετρήθηκε μεταξύ δύο ανιχνευτών ιοντισμού τύπου PPAC (parallel plate avalanche counter) [44] οι οποίοι τοποθετήθηκαν στην εικόνα διασποράς (PPAC1) και στην τελική εικόνα (PPAC2), αντιστοίχως, και είχαν μεταξύ τους απόσταση  $13.2 \text{ m}$ . Και οι δύο ανιχνευτές PPAC ήταν ευαίσθητοι ως προς τη θέση στους X – Y άξονες και αυτή η πληροφορία χρησιμοποιήθηκε για την παρακολούθηση της εστίασης και της συλλογής των θραυσμάτων για τις διάφορες ρυθμίσεις της μαγνητικής ακαμψίας (magnetic rigidity)  $B\rho$  του φασματογράφου. Επιπροσθέτως, χρησιμοποιήθηκε η μέτρηση της οριζόντιας θέσης των

θραυσμάτων από τον PPAC1 (στην εικόνα διασποράς), μαζί με μετρήσεις NMR του πεδίου του πρώτου διπόλου D1 του MARS για τον προσδιορισμό της μαγνητικής ακαμψίας  $B\rho$  των θραυσμάτων. Στην τελική αχρωματική εικόνα, τα θραύσματα του βλήματος συλλέχθηκαν σε ανιχνευτή πυριτίου δύο στοιχείων ( $\Delta E, E$ ) επιφάνειας ( $5 \times 5$  cm). Το πάχος των ανιχνευτών ήταν 70 και 1000  $\mu\text{m}$  αντίστοιχα.

Συνεπώς, τα θραύσματα του βλήματος χαρακτηρίστηκαν από μετρήσεις της απώλειας ενέργειας  $\Delta E$  (στον πρώτο ανιχνευτή πυριτίου), της υπολειπόμενης ενέργειας  $E_r$  (στο δεύτερο ανιχνευτή πυριτίου), του χρόνου πτήσης (TOF) και της μαγνητικής ακαμψίας  $B\rho$ . Η απόκριση του συστήματος φασματογράφου/ανιχνευτή για τα ιόντα με γνωστό ατομικό αριθμό  $Z$ , μαζικό αριθμό  $A$ , ιοντικό φορτίο  $q$ , και ταχύτητα βαθμονομήθηκε χρησιμοποιώντας χαμηλής έντασης πρωταρχικές δέσμες  $^{40}\text{Ar}$  και  $^{86}\text{Kr}$  στα 15 MeV/u. Αυτές οι δέσμες βαθμονόμησης ήταν στις  $0^\circ$  ως προς τον οπτικό άξονα του MARS.

Για να καλυφθεί το εύρος  $N/Z$  και το εύρος των ταχυτήτων των θραυσμάτων, σε κάθε κομμάτι του πειράματος εκτελέστηκε σειρά μετρήσεων μαγνητικής ακαμψίας στην περιοχή 1.1 – 2.0 Tm. Το εύρος αυτό της μαγνητικής ακαμψίας ήταν αρκετό για να καλύψει πλήρως τις κατανομές ταχυτήτων και φορτίων των θραυσμάτων κοντά στο βλήμα.

Ο προσδιορισμός του ατομικού αριθμού  $Z$  [45] στηρίχθηκε στην απώλεια ενέργειας  $\Delta E$  των σωματιδίων στον πρώτο ανιχνευτή πυριτίου [46,47] και η διαχωριστική ικανότητά τους με (FWHM)  $\sim 0.5 Z$  μονάδων για τα θραύσματα κοντά στο βλήμα. Το φορτίο  $q$  των σωματιδίων (μετά τον Al stripper) βρέθηκε από τη συνολική ενέργεια  $E_{\text{tot}} = \Delta E + E_r$ , την ταχύτητα  $u$ , και τη μαγνητική ακαμψία  $B\rho$  σύμφωνα με την εξίσωση

$$q = \frac{3.107}{931.5} \frac{E_{\text{tot}}}{B\rho(\gamma-1)} \beta\gamma \quad (2.1)$$

όπου το  $E_{\text{tot}}$  είναι σε MeV, το  $B\rho$  σε Tm, το  $\beta = u/c$ , και το  $\gamma = 1/(1-\beta^2)^{1/2}$ . Το φορτίο που βρέθηκε είχε resolution της τάξεως των 0.4 μονάδων (FWHM). Επειδή, όμως, το φορτίο πρέπει να είναι ακέραιος, προσδιορίστηκαν ακέραιες τιμές του  $q$  για κάθε γεγονός βάζοντας παράθυρα ( $\Delta q = 0.4$ ) σε κάθε κορυφή του φάσματος του φορτίου για κάθε ρύθμιση της μαγνητικής ακαμψίας του

φασματομέτρου. Χρησιμοποιώντας τις μετρήσεις της μαγνητικής ακαμψίας και της ταχύτητας, ο λόγος μάζας ως προς το φορτίο  $A/q$  για κάθε ιόν υπολογίστηκε σύμφωνα με την εξίσωση

$$\frac{A}{q} = \frac{B\rho}{3.107\beta\gamma} \quad (2.2)$$

Συνδυάζοντας τον προσδιορισμό του φορτίου  $q$  με τις μετρήσεις  $A/q$ , ο μαζικός αριθμός υπολογίζεται ως εξής

$$A = q_{\text{int}} \times A/q \quad (2.3)$$

(όπου το  $q_{\text{int}}$  είναι η ακέραιη τιμή του φορτίου που αντιστοιχεί σε κάθε παράθυρο φορτίου όπως περιγράφηκε πιο πάνω) με συνολική διαχωριστική ικανότητα (FWHM) 0.6  $A$  μονάδες. Ο προσδιορισμός των τιμών  $Z$ ,  $q$  και  $A$  και η διαδικασία διαχωρισμού με τοποθέτηση παραθύρων (παράθυρα 0.5 και 0.4 μονάδων στις κορυφές των  $Z$  και  $q$  αντίστοιχα) εφαρμόστηκαν και στα δεδομένα των δεσμών βαθμονόμησης για να εξασφαλιστεί η αναπαραγωγή των αναμενόμενων τιμών  $Z$ ,  $q$  και  $A$  και η εξάλειψη της συνεισφοράς από γειτονικές τιμές  $Z$  και  $q$ .

Ο συνδυασμός και η κατάλληλη κανονικοποίηση των πειραματικών δεδομένων (με τη βοήθεια του μετρούμενου ρεύματος της δέσμης) στις διάφορες ρυθμίσεις της μαγνητικής ακαμψίας του φασματομέτρου έδωσαν τις κατανομές των θραυσμάτων ως προς  $Z$ ,  $A$ ,  $q$ , και ταχύτητα. Επίσης, έγινε διόρθωση ως προς τις απύσες αποδόσεις οι οποίες προκλήθηκαν από την επαναφορά στην ισορροπία (και συνεπώς αλλαγή) της κάθε κατάστασης φορτίου που περνούσε μέσα από τον PPAC1 (στην εικόνα διασποράς). Αυτή η διόρθωση βασίστηκε στις παραμετροποιήσεις των κατανομών ιοντικού φορτίου από τον Leon και τους συνεργάτες του [48]. Ακολούθως, οι κατανομές των ισοτόπων αθροίστηκαν ως προς όλες τις τιμές του  $q$  και κανονικοποιήθηκαν ως προς το ρεύμα της δέσμης, το πάχος του στόχου, και τη στερεά γωνία ( $\Delta\Omega = 4.0 \text{ msr}$ ) για κάθε μία από τις δύο ρυθμίσεις των γωνιών του φασματομέτρου. Έτσι, τα αποτελέσματα των κατανομών των θραυσμάτων για τα  $Z$ ,  $A$  και τις ταχύτητες παριστάνουν τις διαφορικές ενεργές διατομές  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  που μετρήθηκαν στα διαστήματα των δύο γωνιών ( $2.2^\circ - 5.8^\circ$  για τα δεδομένα των  $4^\circ$  και  $5.6^\circ -$

9.2° για τα δεδομένα των 7°) στο εύρος της μαγνητικής ακαμψίας  $B\rho = 1.1 - 2.0 \text{ Tm}$ .

Οι ερευνητές της εργασίας [38] υπολόγισαν τις διαφορικές ενεργές διατομές των προϊόντων ξεχωριστά στις 4° και στις 7°. Για τον υπολογισμό της ολικής ενεργού διατομής ολοκλήρωσαν τις επι μέρους διαφορικές ενεργές διατομές για το εύρος των πολικών γωνιών της καθεμίας:

$$\sigma_{measured} = \int_{2.2}^{5.8} 2\pi \sin\theta d\theta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{4^\circ} + \int_{5.6}^{9.2} 2\pi \sin\theta d\theta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{7^\circ} \quad (2.4)$$

όπου ο πρώτος όρος αντιστοιχεί στην ολοκλήρωση της διαφορικής ενεργού διατομής για τις 4° και ο δεύτερος όρος αντιστοιχεί στην ολοκλήρωση της διαφορικής ενεργού διατομής για τις 7°. Τα πειραματικά δεδομένα των ερευνητών της εργασίας [38] και η σύγκρισή τους με τους υπολογισμούς της παρούσας εργασίας αναπαρίστανται με την ολική ενεργό διατομή παραγωγής  $\sigma_{total}$  του κάθε ισοτόπου. Όπως αναφέρουν οι ερευνητές της ίδιας εργασίας, η  $\sigma_{total}$  αντιστοιχεί στη  $\sigma_{measured}$  διορθωμένη κατά ένα παράγοντα 2 [38].

## Κεφάλαιο 3

### Περιγραφή υπολογιστικών μοντέλων

#### 3.0 Εισαγωγή

Τα πειραματικά δεδομένα που εξάγονται από σειρές πειραμάτων πυρηνικών αντιδράσεων σε επιταχυντικές διατάξεις πρέπει να ερμηνευθούν ώστε να καταλάβουμε το μηχανισμό που διέπει την εκάστοτε αντίδραση. Η κατανόηση του μηχανισμού μας επιτρέπει να είμαστε σε θέση να προβλέψουμε τα αποτελέσματα από παρεμφερή πειράματα που ακόμη δεν έχουν γίνει. Για αυτό το λόγο είναι εξίσου σημαντικό με την ανάπτυξη των πειραματικών διατάξεων, και η ανάπτυξη των κατάλληλων υπολογιστικών μοντέλων για την περιγραφή πολύπλοκων μηχανισμών όπως αυτοί των πυρηνικών αντιδράσεων βαρέων ιόντων. Στο κεφάλαιο αυτό θα περιγραφούν τα μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία, τόσο για την περιγραφή του δυναμικού σταδίου όσο και για την περιγραφή του σταδίου της αποδιέγερσης.

#### 3.1 Περιγραφή του μοντέλου της πλήρως ανελαστικής μεταφοράς νουκλεονίων DIT (deep inelastic transfer)

Οι περιφερειακές αντιδράσεις μεταξύ δύο πυρήνων μπορούν να περιγραφούν θεωρητικώς χρησιμοποιώντας το μοντέλο της πλήρους ανελαστικής μεταφοράς νουκλεονίων (deep inelastic transfer) [34], σε συνδυασμό με κάποιο κατάλληλο μοντέλο αποδιέγερσης. Στο μοντέλο αυτό υποθέτουμε ότι η απώλεια ενέργειας (dissipation) προχωρά κυρίως μέσω στατιστικής μεταφοράς κάποιου αριθμού νουκλεονίων. Υποθέτουμε επίσης ότι οι πυρήνες κινούνται σε κλασικές τροχιές. Όταν έρχονται δύο πυρήνες κοντά μεταξύ τους ανοίγει ένα παράθυρο, το οποίο καθορίζεται από τα φράγματα δυναμικού τους, και ξεκινά η στατιστική μεταφορά των νουκλεονίων. Η

μεταφορά αυτή οδηγεί σε απώλεια ενέργειας και στατιστικές διακυμάνσεις. Η προσομοίωση γίνεται με τυχαία επιλογή (δηλαδή με μέθοδο Monte Carlo), η οποία επιτρέπει την προσομοίωση κάθε παρατηρήσιμου μεγέθους υπό μορφή διαδοχικών γεγονότων (event-by-event simulation).

Στο μοντέλο DIT, η διατήρηση της ενέργειας οδηγεί στην έκφραση:

$$\Delta\bar{\delta}_1 + \Delta\bar{\delta}_2 + \Delta E^*_1 + \Delta E^*_2 + \Delta K + \Delta U = 0 \quad (3.1)$$

Οι δύο πρώτοι όροι αντιπροσωπεύουν τις μεταβολές του ελλείμματος μάζας των δύο πυρήνων στις θεμελιώδεις καταστάσεις τους, όπως έχουν παρουσιαστεί στους πίνακες μαζών των νουκλιδίων. Οι δύο επόμενοι όροι σχετίζονται με την ενέργεια διέγερσης, που περιλαμβάνουν και την περιστροφική ενέργεια και έχουν τις εκφράσεις

$$\Delta E^*_1 = \varepsilon_{F1} - \varepsilon_1, \quad \Delta E^*_2 = \varepsilon_2 - \varepsilon_{F2}, \quad (3.2)$$

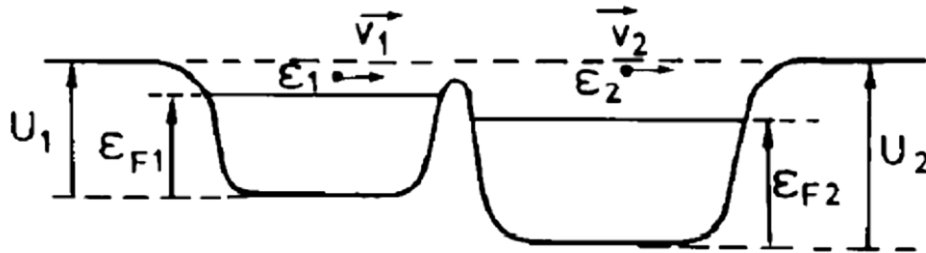
όπου τα  $\varepsilon_1$  και  $\varepsilon_2$  είναι οι ενέργειες των μεταφερόμενων νουκλεονίων που αντιστοιχούν στον πυρήνα 1 (δότης) και στον πυρήνα 2 (δέκτης) αντίστοιχα. Τα  $\varepsilon_{F1}$  και  $\varepsilon_{F2}$  είναι τα ενεργειακά επίπεδα που αντιστοιχούν στην ενέργεια Fermi των δύο πυρήνων, όπου ο τόνος υποδηλώνει τον πυρήνα 2 αφού ο ίδιος έχει λάβει το μεταφερόμενο νουκλεόνιο (σχήμα 1). Οι δύο τελευταίοι όροι της εξίσωσης 3.1 είναι η σχετική κινητική και δυναμική ενέργεια του σύνθετου συστήματος των δύο πυρήνων σε επαφή. Η τελευταία ποσότητα είναι σημαντική μόνο για τη μεταφορά πρωτονίων, λόγω της μεγάλης εμβέλειας αλληλεπίδρασης Coulomb.

Από τις εξισώσεις 3.1 και 3.2, αν εκφράσουμε τα επίπεδα Fermi με τη βοήθεια των ενεργειών διαχωρισμού, και τις ενέργειες διαχωρισμού ως διαφορές του ελλείμματος μαζών, τότε παίρνουμε την έκφραση

$$\Delta K = -\Delta U - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \quad (3.3)$$

Για τη λήψη αυτής της έκφρασης έχουμε υποθέσει ότι το βάθος του δυναμικού των δύο πυρήνων είναι ίσο, κάτι που δεν επηρεάζει τα τελικά αποτελέσματα.

Για τις στροφορμές εξετάζονται μόνο οι συνιστώσες που βρίσκονται στο επίπεδο της αντίδρασης (προβολές στον άξονα  $z$ ), καθώς μόνο αυτές επιδρούν σημαντικά στο μέσο όρο των παρατηρήσιμων ποσοτήτων για κάθε μεταφερόμενο νουκλεόνιο.



Σχήμα 3.1.1 : Σχηματική αναπαράσταση περιφερειακής αλληλεπίδρασης δύο (βαρέων) πυρήνων. Ορισμός των ενεργειών για το κάθε πηγάδι δυναμικού. Οι ενέργειες των μεταφερόμενων νουκλεονίων είναι οι κινητικές ενέργειες που αντιστοιχούν στο κάθε πηγάδι δυναμικού

Εάν τα  $S_1$  και  $S_2$  είναι τα spins των συγκρουόμενων πυρήνων και  $L$  η σχετική στροφορμή, έχουμε

$$\Delta S_1 = -l_1, \Delta S_2 = l_2, \Delta L = -(l_2 - l_1) \quad (3.4)$$

όπου τα  $l_1$  και  $l_2$  είναι οι στροφορμές των μεταφερόμενων νουκλεονίων του πυρήνα 1 και του πυρήνα 2 αντίστοιχα.

Για να συσχετιστούν η στροφορμή και η ενέργεια του νουκλεονίου 2 με τις αντίστοιχες του νουκλεονίου 1 και να χρησιμοποιηθούν οι εξισώσεις (3.2) – (3.4), υιοθετήθηκε μία έκφραση ταχύτητας της μορφής :

$$v_{02} = v_{01} + V_r, \quad \varepsilon_2 = \frac{1}{2} m_0 v_{02}^2 - \Delta U \quad (3.5)$$

όπου το  $V_r$  είναι η σχετική ταχύτητα. Αυτή η προσέγγιση διαφέρει λίγο από την αντίστοιχη του Randrup [49] ως προς έναν όρο δυναμικού, ο οποίος δείχνει ότι η ταχύτητα του μεταφερόμενου νουκλεονίου επηρεάζεται από τη μεταβολή του δυναμικού που συνδέεται με τη μεταφορά.

Η μεταφορά νουκλεονίου περιγράφεται στο κλασικό όριο (το οποίο αντιστοιχεί σε πολύ μικρά μήκη κύματος De Broglie για τα νουκλεόνια σε σχέση με το μέγεθος του συστήματος) από 5 παραμέτρους:

$$\sigma p_{1x}, \sigma p_{1y}, \sigma p_{1z} : \text{συνιστώσες των ορμών}$$

$$\sigma \rho, \sigma \theta : \text{θέση του παραθύρου (σχήμα 3.2.2)}$$

Από την εξίσωση 3.5 όλες οι καθορισμένες ποσότητες μπορούν να εκφραστούν ως συναρτήσεις αυτών των παραμέτρων, αρχικώς τα  $\epsilon_1, \epsilon_2, l_1, l_2$  και στη συνέχεια από τις εξισώσεις 3.2 έως 3.5 όλες οι παραλλαγές των στροφορμών και των ενεργειών.

Στη συνέχεια πρέπει να υπολογιστούν οι πιθανότητες μεταφοράς. Για αυτή την περίπτωση χρησιμοποιείται μία εξίσωση για το χώρο των φάσεων και των ορμών που εμπεριέχει την αρχή του Pauli κατ'αναλογία με αυτή των Samaddar *et. al.* [50]:

$$P = \int d^5 \sigma \Phi T n_1 (1 - n_2) \quad (3.6)$$

Στην έκφραση αυτή οι ποσότητες είναι οι εξείς:

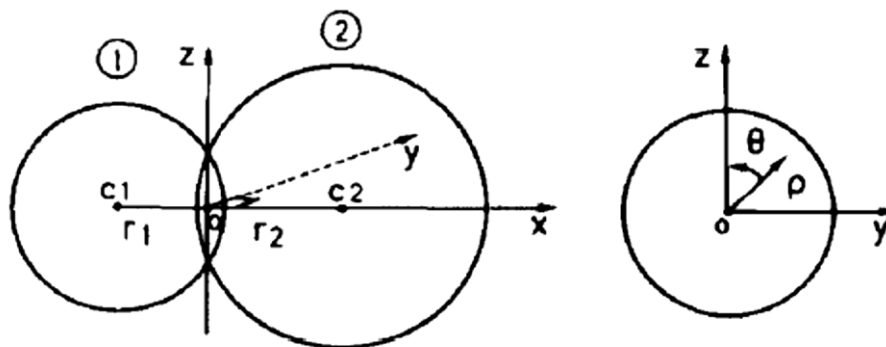
- (i)  $\Phi$  είναι η τοπική ροή προς μία κατεύθυνση (ροή ορμών-θέσεων) που υπολογίζεται με την προσέγγιση του κλασικού ορίου και περιλαμβάνει την ενέργεια και τη στροφορμή. Λαμβάνοντας υπ'όψη το ρυθμό κρούσης ανά μονάδα χρόνου και ανά μονάδα επιφάνειας έχουμε:

$$\frac{dn}{dS dt} = \frac{2}{h^3} v_x d^3 p \quad (3.7)$$

$$\Phi d^5 \sigma = \frac{2}{h^3} v_x d^3 p \rho d\rho d\theta \quad \text{με } p_x > 0 \quad (3.8)$$

- (ii) Ο συντελεστής διαπερατότητας (transmission coefficient)  $T$  εξαρτάται από το δυναμικό του σωματιδίου στο παράθυρο, το οποίο υπολογίζεται από το άθροισμα των δυναμικών Saxon – Woods και Coulomb. Για τον υπολογισμό του συντελεστή  $T$  χρησιμοποιήθηκε η εξίσωση Hill – Wheeler για τα παραβολικά φράγματα δυναμικού.





Σχήμα 3.1.2: Γεωμετρική αναπαράσταση του συστήματος περιφερειακής αλληλεπίδρασης των δύο πυρήνων 1,2. Η σχετική ταχύτητα  $V_r$  του πυρήνα 2 ως προς τον πυρήνα 1 είναι στο επίπεδο  $(x,y)$ , με θετική την προβολή ως προς τον  $y$  άξονα. Τα  $\rho$  και  $\theta$  χρησιμοποιούνται για τον εντοπισμό της μεταφοράς νουκλεονίου δια μέσου του σχηματιζόμενου παραθύρου.

(iii) Οι πιθανότητες κατάληψης  $n_i$  για συστήματα σε ισορροπία εμφανίζουν παραμόρφωση λόγω των spins των πυρήνων: ευνοούνται οι καταστάσεις των σωματιδίων με προβολή στροφορμής ευθυγραμμισμένη με το συνολικό spin. Το γεγονός αυτό φαίνεται στις πιθανότητες κατάληψης [51]:

$$n_i = \frac{1}{1 + \exp [(\epsilon_i - \epsilon_{Fi} - S_i I_i / \mathcal{J}_i) / T_i]} \quad (3.9)$$

όπου  $\mathcal{J}_i$  είναι η ροπή αδράνειας.

Τα ενεργειακά επίπεδα Fermi υπολογίζονται από τις ενέργειες διαχωρισμού που υπάρχουν στους πίνακες μαζών των νουκλιδίων [52]. Τα φαινόμενα σύζευξης (pairing) και οι επιδράσεις των φλοιών εξασθενίζουν εκθετικώς όσο αυξάνεται η θερμοκρασία, μέχρι τη χαρακτηριστική θερμοκρασία  $T = 1.2 \text{ MeV}$ , όπου θεωρείται ότι εξαφανίζονται πλήρως.

Η σχετική κίνηση περιγράφεται σταδιακά ως διατηρητική κίνηση (χωρίς τριβές). Σε κάθε βήμα η πιθανότητα (3.6) υπολογίζεται για τις τέσσερις πιθανές μεταφορές του νουκλεονίου (πρωτόνιο προς το βλήμα, νετρόνιο προς το βλήμα, πρωτόνιο από το βλήμα, νετρόνιο από το βλήμα) και επιλέγεται ένας τυχαίος αριθμός. Εάν είναι επιτρεπτή η μεταφορά, τα

χαρακτηριστικά της καθορίζονται επίσης με τυχαία επιλογή σύμφωνα με τη μερική πιθανότητα που δίνεται από το ολοκλήρωμα της εξίσωσης (3.6). Έτσι, για κάθε παραγόμενο πυρήνα καθορίζεται η μάζα, το φορτίο, η ενέργεια διέγερσης (εξ. 3.2) και το spin (εξ. 3.4). Η σχετική κινητική ενέργεια και η τροχιακή στροφορμή υπολογίζονται από τις εξισώσεις (3.3) και (3.4). Μετά από αναπροσαρμογή αυτών των ποσοτήτων, η στατιστική διαδικασία συνεχίζεται.

Μία πρόσφατη μελέτη [53] έδειξε ότι χρησιμοποιώντας το DIT μοντέλο του Tassan-Got [34] (μαζί με έναν κατάλληλο κώδικα αποδιέγερσης) για τη θεωρητική περιγραφή των πειραματικών δεδομένων, παρατηρήθηκε μία μείωση των αποδόσεων των πυρήνων πλούσιων σε νετρόνια ως προς τα πειραματικά δεδομένα. Τα προϊόντα που μελετήθηκαν προέρχονται από περιφερειακές αντιδράσεις. Το γεγονός αυτό, όπως είχε προταθεί και στην προγενέστερη μελέτη [29], ενδέχεται να προκαλείται από την επίδραση της πλούσιας σε νετρόνια επιφάνειας του πυρήνα στόχου. Στις περιφερειακές αντιδράσεις βαρέων ιόντων η πλούσια σε νετρόνια επιφάνεια του στόχου μπορεί να οδηγήσει σε ισχυρότερη ροή νετρονίων από τον στόχο προς το βλήμα (ή ροή πρωτονίων προς την αντίθετη κατεύθυνση), αντιστρέφοντας έτσι τη ροή προς την εξισορρόπηση του isospin, δηλαδή του λόγου του αριθμού των νετρονίων ως προς τον αριθμό των πρωτονίων ( $N/Z$ ).

Το παρατηρήσιμο μέγεθος που είναι σημαντικότερο για αυτό το φαινόμενο είναι η συμμετρία του isospin στην πυρηνική περιφέρεια. Στη μελέτη [53] παρατηρήθηκε ότι μέσω της συσχέτισης του πάχους της νετρονικής επιφάνειας (neutron skin)  $R_n - R_p$  (όπου  $R_n$ ,  $R_p$  είναι οι ακτίνες στο μισό της πυκνότητας των νετρονίων και των πρωτονίων αντίστοιχα) με το  $S_n - S_p$  η ασυμμετρία του isospin της επιφάνειας συνδέεται με τη διαφορά των ενεργειών διαχωρισμού νετρονίου και πρωτονίου. Έτσι, οι ερευνητές της εργασίας [53] έκαναν κατάλληλες τροποποιήσεις του DIT μοντέλου του Tassan-Got [34]. Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε και το τροποποιημένο μοντέλο του DIT σύμφωνα με την εργασία [53] που περιλαμβάνει αλλαγές στην πιθανότητα μεταφοράς νουκλεονίων με τη χρήση των παρακάτω διορθωτικών εκθετικών παραγόντων:

$$P_n(P \rightarrow T) \rightarrow \exp \{ -0.5\kappa (\delta S_{nP} - \delta S_{pP} - \delta S_{nT} + \delta S_{pT}) \} P_n(P \rightarrow T)$$

$$P_p(P \rightarrow T) \rightarrow \exp \{ -0.5\kappa (\delta S_{nP} - \delta S_{pP} - \delta S_{nT} + \delta S_{pT}) \} P_p(P \rightarrow T)$$

$$P_n(T \rightarrow P) \rightarrow \exp \{ -0.5\kappa (\delta S_{nT} - \delta S_{pT} - \delta S_{nP} + \delta S_{pP}) \} P_n(T \rightarrow P)$$

$$P_p(T \rightarrow P) \rightarrow \exp \{ -0.5\kappa (\delta S_{nT} - \delta S_{pT} - \delta S_{nP} + \delta S_{pP}) \} P_p(T \rightarrow P)$$

όπου το  $\kappa$  είναι ελεύθερη παράμετρος και τα  $\delta S_{nP}$ ,  $\delta S_{pP}$ ,  $\delta S_{nT}$ ,  $\delta S_{pT}$  αναπαριστούν τις διαφορές των ενεργειών διαχωρισμού νετρονίου και πρωτονίου για το βλήμα και το στόχο. Οι διαφορές αυτές υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τις πειραματικές μάζες [52] και τις μάζες του μοντέλου της υγρής σταγόνας [54], εκφράζοντας έτσι την επίδραση της μικροσκοπικής δομής στην πιθανότητα μεταφοράς νουκλεονίων. Συνεπώς, το DIT μοντέλο συμπληρώθηκε με μία φαινομενολογική διόρθωση, ώστε να μπορεί να περιγράψει κατάλληλα την ανταλλαγή των νουκλεονίων σε περιφερειακές αντιδράσεις βαρέων ιόντων στην περιοχή ενεργειών δέσμης κάτω από την ενέργεια Fermi.

### 3.2 Περιγραφή του εξαναγκασμένου μοντέλου μοριακής δυναμικής CoMD (constained molecular dynamics)

Το δεύτερο δυναμικό μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για τη θεωρητική περιγραφή των πειραματικών δεδομένων στην παρούσα εργασία είναι το CoMD μοντέλο [55]. Πριν συνεχίσω στην περιγραφή του συγκεκριμένου μοντέλου θα ήθελα να επισημάνω κάποια σημαντικά θέματα που ώθησαν τους συγκεκριμένους ερευνητές (M. Papa, A. Bonasera) για τη δημιουργία αυτού του μοντέλου.

Οι αντιδράσεις βαρέων ιόντων στην περιοχή των μεσαίων ενεργειών (20 – 100 MeV/νουκλεόνιο) έχουν περιγραφεί με διάφορες ημικλασικές προσεγγίσεις για το πυρηνικό πολυσωματιδιακό πρόβλημα (nuclear many-body problem). Είναι πλέον γνωστό ότι τα κάποια ημικλασικά μοντέλα μεταφοράς όπως το μοντέλο Boltzmann-Nordheim-Vlasov (BNV) [56] και το

Vlasov-Uehling-Uhlenbeck (VUU) [57] δεν είναι κατάλληλα για να περιγράψουν διεργασίες στις οποίες παράγεται ένας μεγάλος αριθμός τελικών θραυσμάτων.

Αυτή η δυσκολία μπορεί να ξεπεραστεί χρησιμοποιώντας καταλληλότερα μοντέλα για το πολυσωματιδιακό πρόβλημα όπως τα μοντέλα μοριακής δυναμικής. Έχουν ήδη δημιουργηθεί αρκετά τέτοια μοντέλα [58]. Στο μοντέλο κβαντικής μοριακής δυναμικής (QMD – quantum molecular dynamics) [59] η κυματοσυνάρτηση N-σωματιδίων εκφράζεται μέσω ενός γινομένου κυματοπακέτων, το καθένα από τα οποία ικανοποιούν τη σχέση αβεβαιότητας ελαχίστου  $\sigma_r \sigma_p = \hbar/2$ , όπου τα  $\sigma_r$  και  $\sigma_p$  είναι οι διασπορές στο χώρο των θέσεων και των ορμών αντίστοιχα.

Η φερμιονική φύση του πυρηνικού πολυσωματιδιακού του προβλήματος έχει μελετηθεί στο μοντέλο φερμιονικής μοριακής δυναμικής (FMD – fermionic molecular dynamics) [60,61] και το μοντέλο της αντισυμμετρικής μοριακής δυναμικής (AMD – antisymmetrized molecular dynamics) [61,62]. Στα μοντέλα αυτά η κυματοσυνάρτηση του συστήματος εκφράζεται ως μία ορίζουσα Slater N κυματοπακέτων. Έτσι, διατηρείται η φερμιονική φύση του συστήματος. Συγκεκριμένα, στην AMD προσέγγιση οι συγχρούσεις μεταξύ δύο σωματιδίων εισάγονται στις «φυσικές συντεταγμένες», οι οποίες υπολογίζονται μέσω ενός κανονικού μετασχηματισμού των συντεταγμένων των κυματοπακέτων [62]. Η σύγκρουση μεταξύ δύο νουκλεονίων επιτρέπεται μόνο όταν υπάρχει μετασχηματισμός μιας καινούριας «φυσικής συντεταγμένης» σε μία άλλη συντεταγμένη. Ουσιαστικά αυτό είναι μία τυχαία αλλαγή της ορίζουσας Slater σε μία άλλη. Λόγω, όμως, του τετραδιάστατου μητροστοιχείου της αλληλεπίδρασης μεταξύ δύο νουκλεονίων, ο χρόνος επεξεργαστή (CPU time) που απαιτείται για τον ακριβή υπολογισμό του αντισυμμετρικού προϊόντος για έναν πυρήνα με 200 νουκλεόνια είναι περίπου  $4 \times 10^4$  φορές πιο αργός, απ'ότι στην QMD προσέγγιση, δηλαδή απουσία αντισυμμετροποίησης των κυματοσυναρτήσεων. Αυτό μας δείχνει ότι οι υπολογισμοί με την QMD προσέγγιση συμφέρουν από άποψη χρόνου. Παρολαυτά, στην QMD προσέγγιση απουσιάζει η φερμιονική φύση του συστήματος λόγω της έλλειψης της αρχής του Pauli.

Για αυτό το λόγο η CoMD προσέγγιση προσφέρει μία βελτιωμένη προσέγγιση κβαντικής μοριακής δυναμικής, η οποία εμπεριέχει κάποιους περιορισμούς έτσι ώστε να διασφαλίζεται η φερμιονική φύση του συστήματος και να διεκπεραιώνονται οι υπολογισμοί πολυνουκλεονικών συστημάτων σε λογικά χρονικά πλαίσια.

Συγκεκριμένα, στο CoMD μοντέλο θεωρείται ότι τα νουκλεόνια περιγράφονται από Γκαουσιανές κυματοσυναρτήσεις. Οπότε η συνάρτηση κατανομής στο χώρο των φάσεων για κάθε νουκλεόνιο είναι της μορφής

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r\sigma_p)^3} \cdot \exp\left[-\frac{(\mathbf{r}-\langle\mathbf{r}_i\rangle)^2}{2\sigma_r^2} - \frac{(\mathbf{p}-\langle\mathbf{p}_i\rangle)^2}{2\sigma_p^2}\right] \quad (3.10)$$

όπου τα  $\langle r_i \rangle$  και  $\langle p_i \rangle$  είναι τα κεντροειδή της θέσης και ορμής αντίστοιχα για το  $i$  νουκλεόνιο και τα  $\sigma_r$  και  $\sigma_p$  είναι τα εύρη για τις θέσεις και τις ορμές αντίστοιχα. Αυτή η συνάρτηση κατανομής μπορεί να ερμηνευτεί ως μία γενίκευση της κλασικής συνάρτησης κατανομής  $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \delta(\mathbf{r} - \langle\mathbf{r}_i\rangle) \delta(\mathbf{p} - \langle\mathbf{p}_i\rangle)$  η οποία περιγράφει σημειακά σωματίδια.

Με αυτόν τον τρόπο μπορούμε να υπολογίσουμε διάφορες φυσικές ποσότητες όπως πυκνότητες, κατανομές ενέργειας κλπ. Η χρήση των Γκαουσιανών μας επιτρέπει να έχουμε απλές διαφορικές εκφράσεις. Στο μοντέλο αυτό τα  $\sigma_r$ ,  $\sigma_p$  θεωρούνται ελεύθερες παράμετροι, το οποίο μας βοηθά να αναπαράγουμε εύκολα τις βασικές ιδιότητες της θεμελιώδους κατάστασης για τους πυρήνες όπως ενέργειες σύνδεσης, ακτίνες, και φερμιονική κίνηση των νουκλεονίων.

Εάν για ένα σύστημα  $N$  σωματιδίων λύσουμε την εξίσωση Schrodinger του γινομένου των επι μέρους κυματοσυναρτήσεων, οι οποίες είναι της μορφής Γκαουσιανού κυματοπακέτου, τότε καταλήγουμε στις εξισώσεις Hamilton της κλασικής μηχανικής για τα κεντροειδή των κυματοσυναρτήσεων αυτών. Οι εξισώσεις κίνησης για τα κεντροειδή των κυματοπακέτων  $\langle r_i \rangle$  και  $\langle p_i \rangle$  εξάγονται χρησιμοποιώντας την χρονικώς εξηρημένη αρχή παραλλαγών [59], η οποία δίνει

$$\langle \dot{\mathbf{r}}_i \rangle = \frac{\partial H}{\partial \langle \mathbf{p}_i \rangle}, \quad \langle \dot{\mathbf{p}}_i \rangle = -\frac{\partial H}{\partial \langle \mathbf{r}_i \rangle} \quad (3.11)$$

Στο συγκεκριμένο μοντέλο η συνολική ενέργεια  $H$  για τα  $A$  νουκλεόνια με μάζα  $m$  αποτελείται από την κινητική ενέργεια και μία ενεργό αλληλεπίδραση τύπου Skyrme (effective interaction):

$$H = \sum_i \frac{\langle \mathbf{p}_i \rangle^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i,j \neq i} V_{ij} + A \frac{3\sigma_p^2}{2m} \quad (3.12)$$

Ο τρίτος όρος προέρχεται από το Γκαουσιανό εύρος στο χώρο των ορμών. Παρολαυτά, στις επόμενες θεωρήσεις παραλείπεται ο σταθερός αυτός όρος. Αυτή είναι μία σημαντική υπόθεση. Συγκεκριμένα, αν κρατηθεί ο όρος αυτός στην εξίσωση (3.12) και προσπαθήσουμε να αναπαράγουμε τις σωστές ενέργειες σύνδεσης, μέρος της φερμιονικής κίνησης θα προέρχεται από αυτό. Συγκεκριμένα, έχουμε  $\frac{3\sigma_p^2}{2m} \approx 20 \text{ MeV}$ , οπότε το σωματίδιο θα βρίσκεται ουσιαστικώς σε ηρεμία και το σύστημα θα προσομοιάζει σε σύστημα στερεού (π.χ. κρύσταλλος).

Ο όρος του συνολικού δυναμικού για αυτές τις Skyrme αλληλεπιδράσεις γράφεται ως

$$V = V^{\text{vol}} + V^{(3)} + V^{\text{sym}} + V^{\text{surf}} + V^{\text{Coul}} \quad (3.13)$$

Ορίζοντας το ολοκλήρωμα της υπέρθεσης  $\rho_{ij}$  ως

$$\rho_{ij} = \int d^3 r_i d^3 r_j \rho_i(\mathbf{r}_i) \rho_j(\mathbf{r}_j) \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \quad (3.14)$$

$$\rho_i = \int d^3 p f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \quad (3.15)$$

οι όροι στην εξίσωση (3.13) μπορούν να γραφούν ως

$$V^{\text{vol}} = \frac{t_0}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} \rho_{ij} \quad (3.15)$$

$$V^{(3)} = \frac{t_3}{(\mu+1)(\rho_0)^\mu} \sum_{i,j \neq i} \rho_{ij}^\mu \quad (3.16)$$

$$V^{\text{sym}} = \frac{a_{\text{sym}}}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} \left[ 2\delta_{\tau_i, \tau_j} - 1 \right] \rho_{ij} \quad (3.17)$$

$$V^{\text{surf}} = \frac{C_s}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} \nabla_{\langle r_i \rangle}^2 (\rho_{ij}) \quad (3.18)$$

$$V^{\text{Coul}} = \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j \neq i \\ (i,j \in p)}} \frac{e^2}{|\langle r_i \rangle - \langle r_j \rangle|} \text{erf} \left( \frac{|\langle r_i \rangle - \langle r_j \rangle|}{2\sigma_r^2} \right) \quad (3.19)$$

Στις ανωτέρω σχέσεις το  $\tau_i$  αντιστοιχεί στο βαθμό ελευθερίας του isospin. Οι όροι  $V^{\text{vol}}$  και  $V^{(3)}$  αντιστοιχούν στις συνεισφορές αλληλεπίδρασης δύο και τριών σωματιδίων αντίστοιχα. Οι τιμές των  $t_0$  και  $t_3$  είναι καθορισμένες στα -356 MeV και στα 303 MeV αντίστοιχα. Αυτές οι τιμές αναπαράγουν την πυκνότητα κόρου  $\rho_0 \sim 0.160$  νουκλεόνιο/fm<sup>3</sup> και την ενέργεια σύνδεσης ( $\sim 8$  MeV/νουκλεόνιο) για τη συμμετρική πυρηνική ύλη με συμπίεστικότητα  $K = 200$  MeV. Ο τρίτος όρος αντιπροσωπεύει την ενέργεια συμμετρίας (ή ασυμμετρίας) σταθεράς  $a_{\text{sym}} = 32$  MeV.

Μεγάλης σημασίας είναι το δυναμικό της επιφάνειας  $V^{\text{surf}}$ . Δεν χρησιμοποιήθηκε η κανονική τιμή  $C_s = -22.77$  MeV fm<sup>2</sup> [57-59,62], καθώς ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας επιφανείας προέρχεται από τα  $V^{\text{vol}}$  και  $V^{(3)}$  χρησιμοποιώντας Γκαουσιανή συνάρτηση για τα νουκλεόνια. Έτσι, η  $C_s$  λαμβάνεται ως μία ελεύθερη παράμετρος για να αναπαράγει την πυρηνική ακτίνα.

Οι Χαμιλτώνιες εξισώσεις κίνησης (3.11) λύνονται χρησιμοποιώντας τη μέθοδο κατά Runge-Kutta τετάρτης τάξης συζευγμένη με δύο αριθμητικούς αλγορίθμους, που στοχεύουν στο να συμπεριλάβουν τις επιδράσεις τις υπολοιπόμενες αλληλεπιδράσεις (residual interactions) και τη φερμιονική φύση του πολυσωματιδιακού προβλήματος.

Ο ένας από τους δύο αλγορίθμους περιλαμβάνει τις ελαστικές συγκρούσεις μεταξύ δύο σωματιδίων, οι οποίες μιμούνται την μικρή

εμβέλειας απωστική υπολοιπόμενη αλληλεπίδραση, μαζί με μία τυχαία αλλαγή στο χώρο των φάσεων-ορμών εμπειριέχοντας την απαγορευτική αρχή του Pauli στις τελικές καταστάσεις. Έχει χρησιμοποιηθεί η παραμετροποίηση που εξαρτάται από το isospin της ελαστικής γωνιακής κατανομής νουκλεονίου-νουκλεονίου μαζί με την έννοια της μέσης ελεύθερης διαδρομής για τον υπολογισμό της πιθανότητας σύγκρουσης ανά μονάδα χρόνου [56].

Ο δεύτερος αλγόριθμος σε κάθε χρονικό βήμα του υπολογισμού ελέγχει τη συνθήκη:

$$\bar{f}_i \leq 1 \quad (3.20)$$

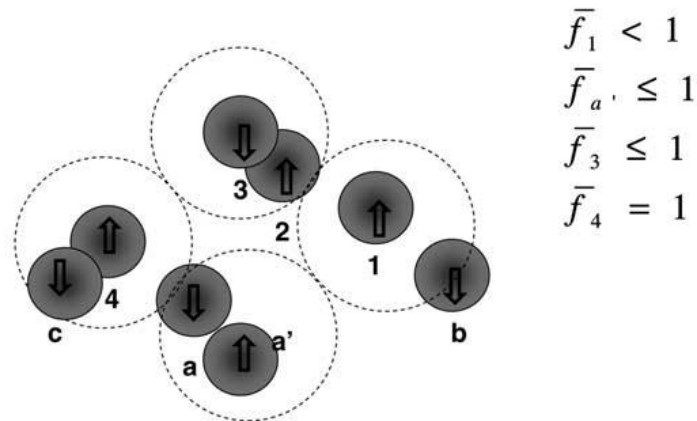
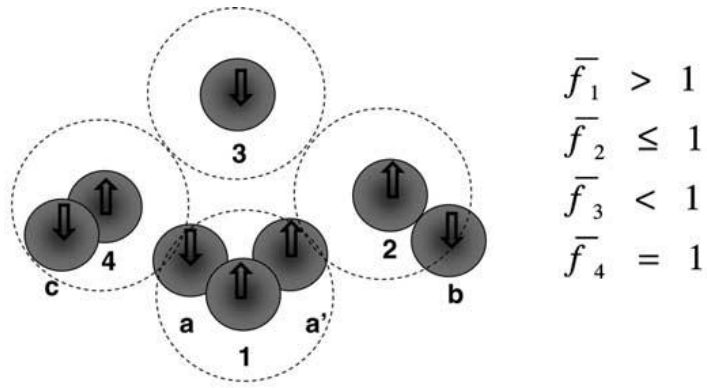
$$\text{όπου: } \bar{f}_i \equiv \sum_j \delta_{\tau_i, \tau_j} \delta_{s_i, s_j} \int h^3 f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3r d^3p \quad (3.21)$$

Τα  $s_i$  αντιπροσωπεύουν τον κβαντικό αριθμό της προβολής του spin στον άξονα z. Η ολοκλήρωση πραγματοποιείται σε έναν υπερκύβο όγκου  $h^3$  στο χώρο των φάσεων γύρω από το σημείο  $(\langle \mathbf{r}_i \rangle, \langle \mathbf{p}_i \rangle)$  με μέγεθος  $\sqrt{2\pi\hbar\sigma_r/\sigma_p}$  και  $\sqrt{2\pi\hbar\sigma_p/\sigma_r}$  στο χώρο των θέσεων και των ορμών αντίστοιχα. Η ποσότητα  $\bar{f}_i$  μπορεί να ερμηνευτεί ως η πιθανότητα κατάληψης στο χώρο των φάσεων του ενός σωματιδίου γύρω από το σημείο  $(\langle \mathbf{r}_i \rangle, \langle \mathbf{p}_i \rangle)$ .

Σε κάθε χρονικό βήμα και για κάθε σωματίδιο  $i$  καθορίζεται ένα σύνολο  $K_i$  των πλησιέστερων ομοίων σωματιδίων (συμπεριλαμβανομένου και του σωματιδίου  $i$ ) μεταξύ των αποστάσεων  $3\sigma_r$  και  $3\sigma_p$  στο χώρο των φάσεων. Εάν η κατάληψη του χώρου των φάσεων  $\bar{f}_i$  έχει τιμή μεγαλύτερη του 1, ο κώδικας αλλάζει τυχαία τα διανύσματα (αλλά όχι τα μέτρα) των ορμών των σωματιδίων που ανήκουν στο σύνολο  $K_i$ , έτσι ώστε να διατηρείται η συνολική ορμή και κινητική ενέργεια του καινούριου δείγματος (ελαστική σκέδαση πολλών σωματιδίων). Το νέο δείγμα είναι αποδεκτό μόνο εάν μειώνει την κατάληψη του χώρου φάσεων  $\bar{f}_i$ .

Για να γίνει πιο εύκολα κατανοητή παραπάνω διεργασία, δείχνουμε στο σχήμα 3.2.1 την περίπτωση που 8 όμοια νουκλεόνια καταλαμβάνουν συγκεκριμένες κυψελίδες στο χώρο των φάσεων.





Σχήμα 3.2.1: Τυπική αναπαράσταση 8 νουκλεονίων στο χώρο των ορμών πριν (πάνω σχήμα) και μετά (κάτω σχήμα) την αλλαγή λόγω του περιορισμού. Οι διακεκομμένοι κύκλοι αντιπροσωπεύουν την προβολή ενός σφαιρικού όγκου  $h^3$  στο χώρο των ορμών. Στο δεξί μέρος των σχημάτων φαίνονται οι αριθμοί κατάληψης  $\bar{f}$  των νουκλεονίων 1-4.

Οι διακεκομμένοι κύκλοι αντιπροσωπεύουν την προβολή του σφαιρικού όγκου  $h^3$  στο χώρο των ορμών. Τα βέλη υποδεικνύουν την προβολή του spin των νουκλεονίων στον άξονα z. Στα δεξιά του σχήματος φαίνονται οι αριθμοί της κατάληψης των συγκεκριμένων σωματιδίων. Παρατηρούμε ότι στο πάνω μέρος του σχήματος 3.2.1 η αναπαράσταση των σωματιδίων είναι απαγορευμένη γιατί  $\bar{f}_1 > 1$ . Συγκεκριμένα, το νουκλεόνιο 1 είναι πολύ κοντά με το  $a'$  έχοντας και τα δύο το ίδιο spin.

Στο κάτω μέρος του σχήματος 3.2.1 φαίνεται μία πιθανή αποδεκτή αναπαράσταση των σωματιδίων. Ουσιαστικά έχει γίνει μία περιστροφή (ή σκέδαση) στο χώρο των ορμών μεταξύ των νουκλεονίων 1 και  $a'$ , που ακολουθείται από μία δεύτερη περιστροφή μεταξύ των νουκλεονίων 1 και 2.

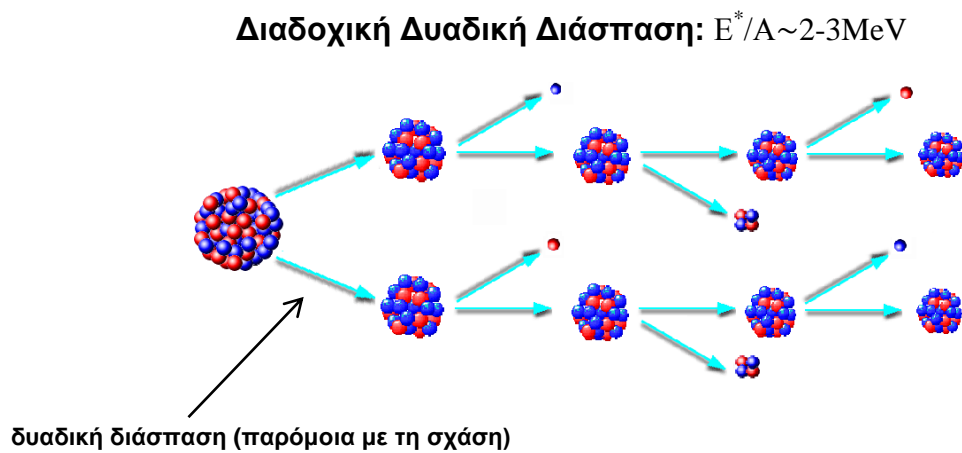
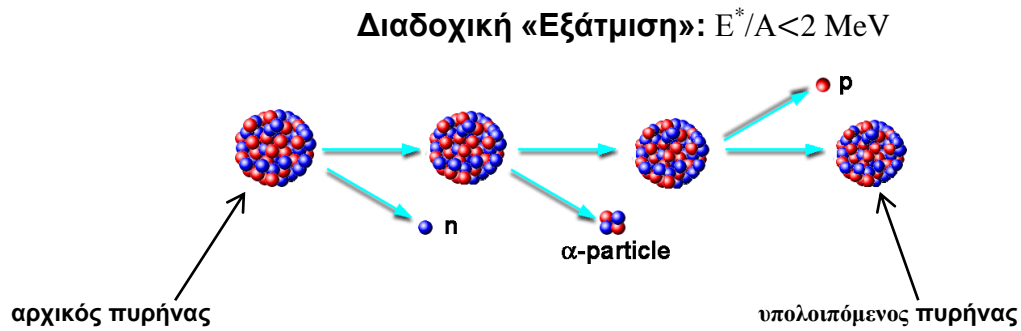
Η καινούρια αυτή αναπαράσταση είναι σε συμφωνία με τον περιορισμό για τους τους αριθμούς κατάληψης. Επιπλέον, η δεύτερη αναπαράσταση είναι ισοδύναμη με την πρώτη όσον αφορά τη δυναμική ενέργεια (δεν έχει γίνει αλλαγή στις θέσεις  $r_i$  και η αλληλεπίδραση είναι ανεξάρτητη των ορμών) και την κινητική ενέργεια, που σημαίνει ότι η συνολική ενέργεια διατηρείται πλήρως. Προφανώς διατηρείται και η συνολική ορμή.

Για να ισχύει και η αρχή του Pauli υπολογίζεται η πιθανότητα κατάληψης (εξισώσεις 3.20, 3.21) μετά την ελαστική σκέδαση. Εάν ισχύει η 3.20, η σύγκρουση είναι αποδεκτή, διαφορετικά είναι απορριπτέα. Σημειώνουμε, ότι αυτή η διαδικασία είναι στο ίδιο πνεύμα με την AMD προσέγγιση [62], όπου η σύγκρουση γίνεται αποδεκτή εάν η τελική κατάσταση είναι πάλι μία ορίζουσα Slater.

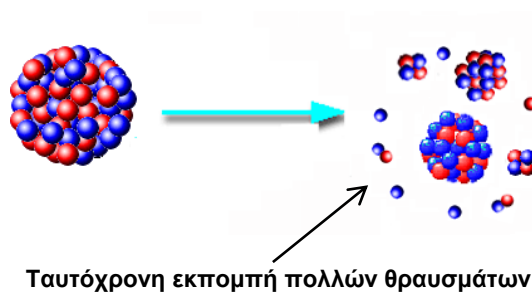
Ο ανωτέρω περιορισμός δρα με συμπληρωματικό τρόπο ως προς τον όρο σύγκρουσης. Για την ακρίβεια τα σωματίδια με μικρή ορμή επηρεάζονται ισχυρότερα από τον περιορισμό με τέτοιο τρόπο ώστε να αποφευχθεί η κατανομή να μεταπέσει σε κλασική. Από την άλλη, ο όρος σύγκρουσης είναι ιδιαίτερα σημαντικός για τα σωματίδια που έχουν σχετικά υψηλή ορμή. Ο όρος σύγκρουσης οφείλεται στη σύγκρουση νουκλεονίου-νουκλεονίου. Η σύγκρουση νουκλεονίου-νουκλεονίου αναπαριστά την αλληλεπίδραση μικρής εμβέλειας μεταξύ δύο νουκλεονίων που έχει απωστικό χαρακτήρα. Συνεπώς, όταν δύο νουκλεόνια πλησιάζουν μεταξύ τους εντός της απόστασης που καθορίζεται από την ενεργό διατομή νουκλεονίου-νουκλεονίου πραγματοποιείται σκέδαση.

### 3.3 Μοντέλα μηχανισμών αποδιέγερσης

Το στατιστικό φαινόμενο της αποδιέγερσης ενός διεγερμένου πυρήνα εξαρτάται από την ενέργεια διέγερσης και αποτελείται από τα τρία κανάλια που φαίνονται στο σχήμα 3.3.1.



### Πολλαπλή Θραύση (Multifragmentation): $E^*/A > 4 \text{ MeV}$



Για το στάδιο της αποδιέγερσης χρησιμοποιήθηκαν τα μοντέλα SMM (statistical multifragmentation model) και GEMINI.

Ο SMM κώδικας βασίζεται στην υπόθεση της στατιστικής ισορροπίας μεταξύ των παραγόμενων θραυσμάτων. Όλα τα κανάλια διάσπασης, τα οποία αποτελούνται από νουκλεόνια και διεγερμένα θραύσματα, λαμβάνονται υπόψη, καθώς και παράμετροι όπως η διατήρηση της μάζας, του φορτίου, της ορμής και της ενέργειας. Ένα από τα πλεονεκτήματα του κώδικα είναι ότι η σχηματισμός σύνθετου πυρήνα (compound nucleus) λαμβάνεται υπόψη ως ένα από τα πιθανά κανάλια. Αυτό το γεγονός συμβάλει σε μία ομαλή μετάβαση από τις αποδιεγέρσεις μέσω διαδοχικής εξάτμισης και σχάσης, οι οποίες υπερτερούν στις χαμηλές ενέργειες διέγερσης, μέχρι την πολλαπλή θραύση για τις πιο υψηλές ενέργειες διέγερσης. Τα ελαφρά θραύσματα με  $A < 4$  θεωρούνται ως σταθερά σωματίδια, ενώ τα πιο βαριά θραύσματα με  $A > 4$  θεωρούνται ως «υγρές» σταγόνες. Οι παράμετροι των ενεργειών αυτών των υγρών σταγόνων είναι το άθροισμα της ενέργειας του όγκου, της ενέργειας επιφάνειας, της ενέργειας Coulomb και της ενέργειας συμμετρίας όπως αυτές εκφράζονται από την εξίσωση Bethe-Weizsacker. Τέλος, λαμβάνεται υπόψη στον κώδικα και το απωστικό πεδίο Coulomb που δέχεται το διεγερμένο θραύσμα από τον πυρήνα στόχο μετά το στάδιο της αλληλεπίδρασής τους.

Ο GEMINI κώδικας χρησιμοποιεί τεχνικές Monte-Carlo και τη θεωρία των Hauser-Feshbach για τον υπολογισμό των πιθανοτήτων εκπομπής των θραυσμάτων με  $Z \leq 2$ . Για τον υπολογισμό πιθανοτήτων εκπομπής των βαρύτερων θραυσμάτων χρησιμοποιείται ο φορμαλισμός της μεταβατικής κατάστασης του Moretto [63]. Στους υπολογισμούς του GEMINI χρησιμοποιήθηκε μία παράμετρος πυκνότητας ενεργειακών σταθμών (level density parameter) που εξαρτάται από τη θερμοκρασία όπως στην του Lestone [64] και γίνεται επιτρεπτή η εκπομπή θραυσμάτων ενδιάμεσης μάζας (IMF – intermediate mass fragments).

## Κεφάλαιο 4

### Παρουσίαση και εξήγηση των υπολογισμών

#### 4.0 Εισαγωγή

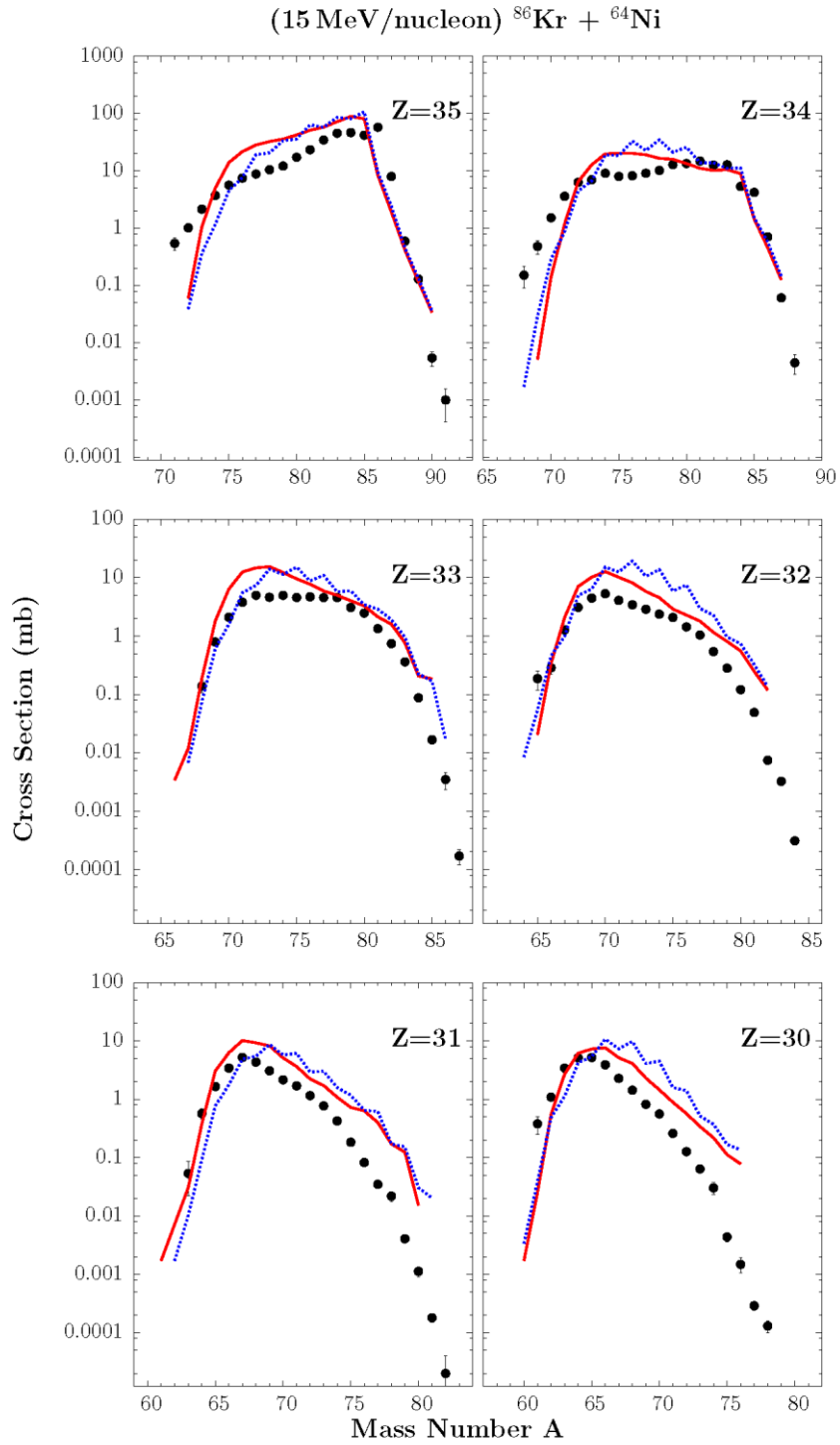
Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα υπολογισμών περιφερειακών αντιδράσεων μεταξύ βαρέων ιόντων. Τα αποτελέσματα αυτά συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα των αντιδράσεων  $^{86}\text{Kr} + ^{64,58}\text{Ni}$  και  $^{86}\text{Kr} + ^{124,112}\text{Sn}$  σε ενέργεια δέσμης 15 MeV/νουκλεόνιο και 25 MeV/νουκλεόνιο (ή MeV/u) [38]. Ήδη έχει γίνει λεπτομερής περιγραφή των πειραματικών δεδομένων των αντίστοιχων αντιδράσεων στα 25 MeV/u [29,30] χρησιμοποιώντας το μοντέλο DIT του Tassan-Got [34] σε συνδυασμό με κατάλληλα μοντέλα αποδιέγερσης όπως το SMM [40] και το GEMINI [41]. Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως το SMM μοντέλο αντιπροσωπεύει το στατιστικό μοντέλο της πολλαπλής θραύσης (multifragmentation) και το μοντέλο GEMINI αντιπροσωπεύει το μοντέλο της διαδοχικής δυαδικής διάσπασης (sequential binary decay). Παρακινούμενοι από τη σχετικά μεγάλη ενεργό διατομή στα 25 MeV/u των ανωτέρω αντιδράσεων, αλλά και από την καλή περιγραφή τους μέσω του φαινομενολογικού μοντέλου (DIT), αποφασίσαμε να προχωρήσουμε σε μία σειρά υπολογισμών σε ενέργεια βλήματος (15 MeV/u). Επίσης, χρησιμοποιήσαμε το μικροσκοπικό μοντέλο (CoMD) για την περιγραφή των πειραματικών δεδομένων στα 15 MeV/u και στα 25 MeV/u. Για κάθε αντίδραση με το CoMD μοντέλο σταματήσαμε τους υπολογισμούς μας στα 300 fm/c και έπειτα περάσαμε τα αποτελέσματα από τους κώδικες αποδιέγερσης SMM και GEMINI. Επίσης, δοκιμάσαμε να δούμε τι αποτελέσματα λαμβάνουμε αν αφήσουμε τον ίδιο τον CoMD για κάθε γεγονός να προχωρήσει σε πιο μεγάλο χρόνο. Δοκιμάσαμε μία σειρά αντιδράσεων με αυτό το σκεπτικό, και αφήσαμε να υπολογίσει ο CoMD το κάθε γεγονός στα 6000 fm/c και 12000 fm/c, ο οποίος είναι αρκετά μεγάλος χρόνος για να αποβάλει το σύστημά μας το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας διέγερσης και να λάβουμε τα τελικά «παγωμένα» θραύσματα (cold fragments) του βλήματος. Οι υπολογισμένες ενεργές διτομές που πήραμε από αυτές τις

δοκιμές ήταν πολύ ψηλότερα σε σύγκριση με τις αντίστοιχες των πειραματικών δεδομένων. Πιστεύουμε ότι απαιτείται περαιτέρω διερεύνηση αυτών των αποτελεσμάτων. Συνεπώς, στην παρούσα εργασία οι υπολογισμοί με το CoMD έγιναν μέχρι χρόνο αντίδρασης  $t=300$  fm/c (όπου θεωρούμε ότι έχει ολοκληρωθεί το δυναμικό στάδιο της αντίδρασης των δύο βαρέων ιόντων). Στη συνέχεια τα διεγερμένα θραύσματα βλήματος οδηγήθηκαν σε έναν από τους δύο κώδικες αποδιέγερσης (SMM ή GEMINI) που προαναφέρθηκαν. Επίσης, το μοντέλο DIT που χρησιμοποιήθηκε στο παρελθόν καθώς και η τροποποιημένη έκδοση αυτού εφαρμόστηκαν στις παρούσες αντιδράσεις στα 15 MeV/u και συγκρίθηκαν με τα πειραματικά δεδομένα καθώς και με το CoMD μοντέλο. Αξίζει να σημειωθεί ότι είναι η πρώτη φορά που γίνονται προσομοιώσεις με το μικροσκοπικό CoMD μοντέλο για περιφερειακές αντιδράσεις.

#### 4.1 Αντίδραση $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) + $^{64}\text{Ni}$

Στο σχήμα 4.1.1 παρουσιάζουμε τις πειραματικές κατανομές μαζών για τα στοιχεία με  $Z = 30-35$  από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$  τα οποία ελήφθησαν από τη δημοσίευση [38] και τη σύγκριση αυτών με το μικροσκοπικό μοντέλο CoMD. Ως μοντέλα αποδιέγερσης χρησιμοποιήθηκαν τα SMM και GEMINI. Το σχήμα αυτό παρουσιάζει τις ολικές ενεργές διατομές ως προς το μαζικό αριθμό για τα έξι αυτά ισότοπα. Τα πειραματικά δεδομένα αναπαρίστανται με τα μαύρα σημεία, οι υπολογισμοί του ζεύγους CoMD/SMM με την κόκκινη συνεχή γραμμή και οι υπολογισμοί του ζεύγους CoMD/GEMINI με την μπλε διακεκομμένη γραμμή. Παρατηρούμε ότι τα ισότοπα με  $Z=32-35$  που βρίσκονται σε μάζα κοντά στο βλήμα περιγράφονται πολύ καλά χρησιμοποιώντας το CoMD μοντέλο. Αυτά τα ισότοπα που είναι πλούσια σε νετρόνια αντιστοιχούν στα προϊόντα που προέρχονται από αποβολή πρωτονίων με ταυτόχρονη σύλληψη νετρονίων από τον πυρήνα στόχο. Βλέπουμε, λοιπόν, ότι αυτό το μοντέλο περιγράφει ακόμη και τα σπάνια προϊόντα τα οποία είναι πολύ πλούσια σε νετρόνια. Κάποιες αποκλίσεις αρχίζουν να φαίνονται στα ισότοπα με λιγότερα πρωτόνια, ειδικά στην περιοχή που το βλήμα έχει χάσει 5-6 πρωτόνια με ταυτόχρονη σύλληψη νετρονίων από

το στόχο. Παρατηρούμε επίσης ότι ο κώδικας αποδιέγερσης GEMINI έχει, γενικώς, την τάση να εμφανίζει αυξημένες ενεργές διατομές σε σχέση με τον SMM, ειδικά στα προϊόντα που είναι πλούσια σε νετρόνια και αντιστοιχούν σε σημαντική αποβολή πρωτονίων (π.χ. με  $Z=30,31$ ). Επίσης, παρατηρούμε ότι ο SMM εμφανίζει ελαφρώς αυξημένες τις ενεργές διατομές και ως προς τα πειραματικά δεδομένα και ως προς τον GEMINI κυρίως στα προϊόντα που είναι πλούσια σε πρωτόνια. Αυτό οφείλεται κυρίως στο γεγονός ότι για συγκεκριμένες ενέργειες διέγερσης πάνω από το όριο της multifragmentation, ο SMM οδηγεί σε προϊόντα κυρίως λόγω πολλαπλής θραύσης, ενώ ο GEMINI οδηγεί σε προϊόντα κυρίως λόγω διαδοχικής δυαδικής διάσπασης. Τα προϊόντα, όμως, που μας ενδιαφέρουν πρωτίστως στην παρούσα εργασία είναι αυτά που προέρχονται από τη διαδοχική εξάτμιση και έχουν περίσσεια νετρονίων.

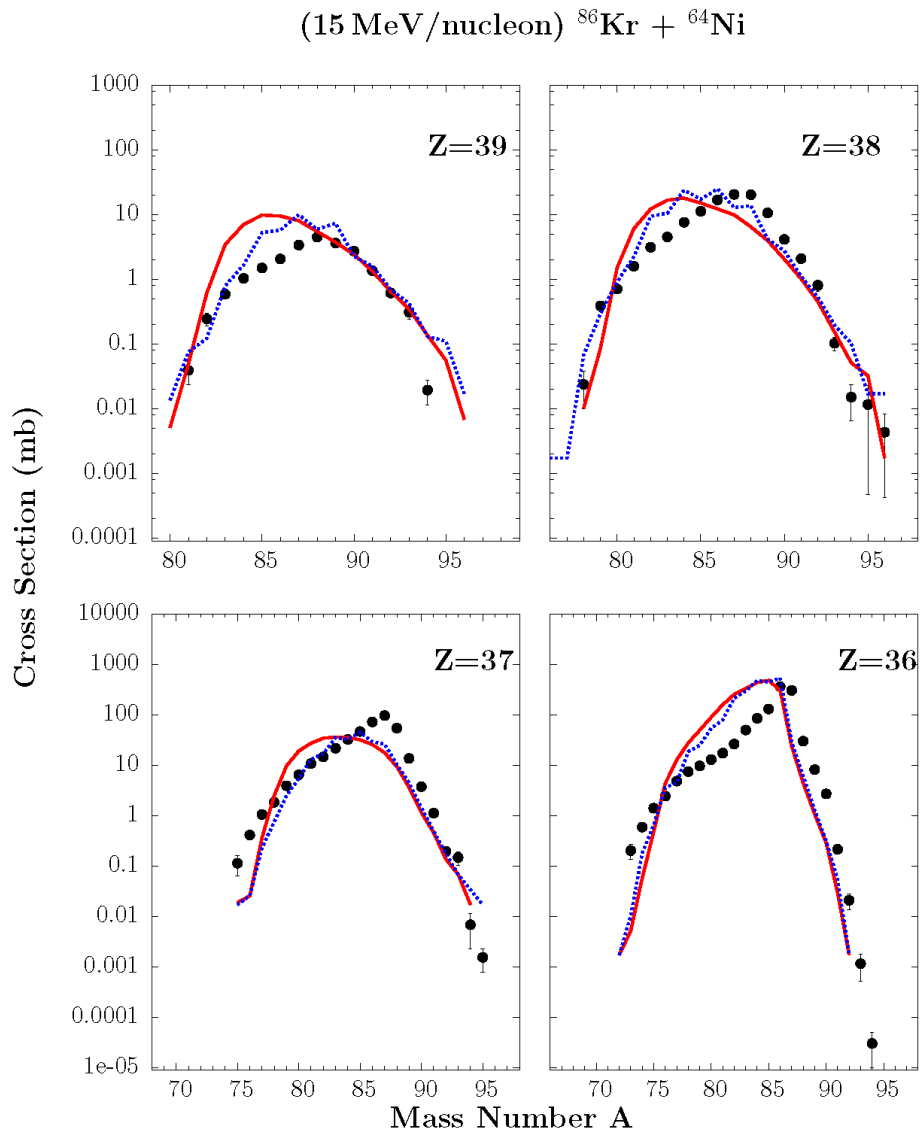


Σχήμα 4.1.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).



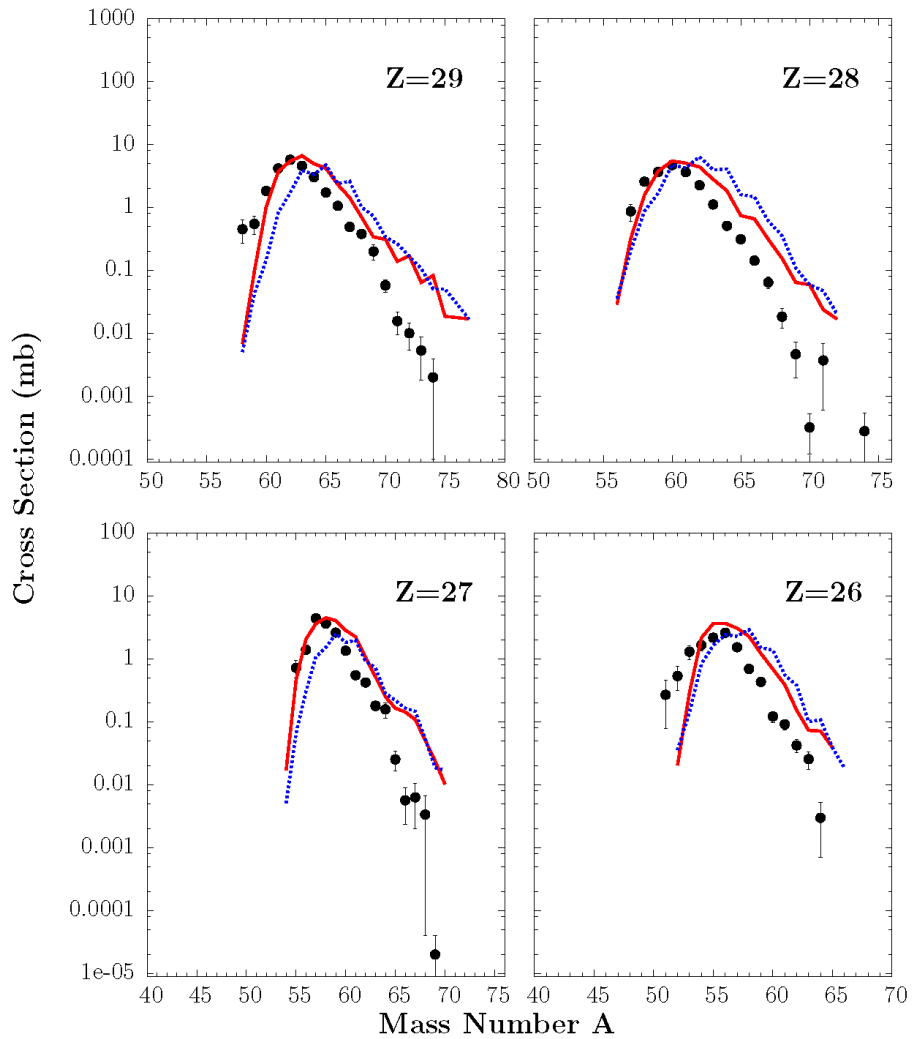
Στο σχήμα 4.1.2 φαίνονται οι κατανομές μαζών των ισοτόπων με  $Z = 36-39$  (trans-projectile residues) για την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$  [38]. Τονίζουμε το γεγονός ότι τα ισότοπα του Kr ( $Z = 36$ ) περιλαμβάνουν προϊόντα τα οποία έχουν συλλάβει από τον πυρήνα στόχο μέχρι και 7 νετρόνια. Τα περισσότερα από αυτά τα σπάνια γεγονότα περιγράφονται με καλή ακρίβεια από τον CoMD. Τα ισότοπα με  $Z = 37-39$  αντιστοιχούν σε αυτά που έχουν συλλάβει και πρωτόνια και νετρόνια από τον στόχο. Ο CoMD και πάλι περιγράφει πολύ καλά τα προϊόντα με νετρονική περίσσεια για τα ισότοπα αυτά. Παρατηρούμε, λοιπόν, ότι σε αυτές τις ενέργειες ο μηχανισμός που επικρατεί έναντι άλλων είναι αυτός της πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων (multinucleon transfer) από και προς το βλήμα.

Στο σχήμα 4.1.3 φαίνονται οι κατανομές των ενεργών διατομών για τα ισότοπα με  $Z=26-29$  για την ίδια αντίδραση. Τα πειραματικά δεδομένα αναπαρίστανται με τα μαύρα σημεία, ενώ οι υπολογισμοί με τον CoMD σε συνδυασμό με τους κώδικες αποδιέγερσης SMM και GEMINI αναπαρίστανται με την συνεχή κόκκινη και διακεκομμένη μπλε γραμμή αντίστοιχα.



Σχήμα 4.1.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=36-39$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).

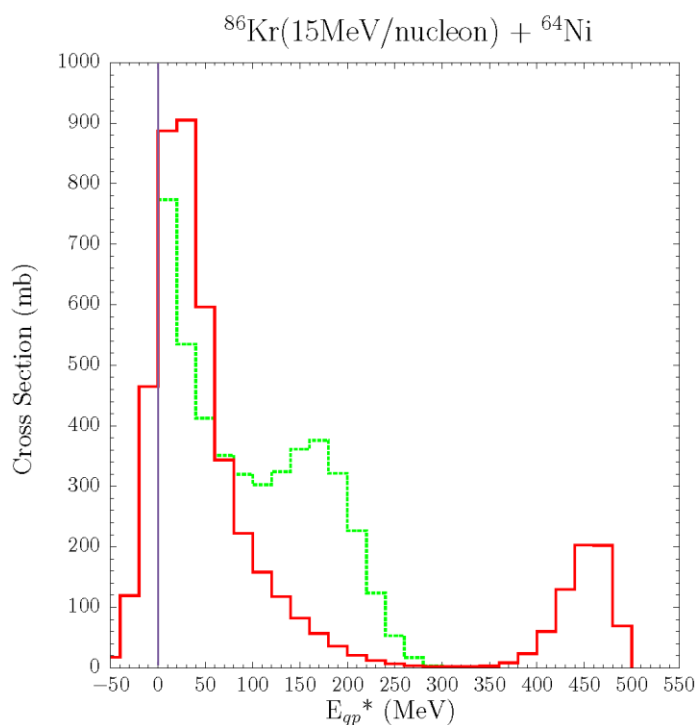
(15 MeV/nucleon)  $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$



Σχήμα 4.1.3: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=26-29$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).

Οι αποκλίσεις των υπολογισμών μας που φαίνονται στις κατανομές μαζών οφείλονται στο ότι ο CoMD κώδικας υπολογίζει για ορισμένα ισότοπα αρνητικές ενέργειες διέγερσης. Αυτό συμβαίνει, επειδή για κάθε ένα διεγερμένο θραύσμα ο CoMD υπολογίζει την ενέργεια σύνδεσής του, από την οποία αφαιρείται η ενέργεια σύνδεσης του ίδιου νουκλιδίου από τον πίνακα πειραματικών μαζών του Moller, ώστε να εξαχθεί η ενέργεια διέγερσης αυτού

του θραύσματος. Εάν η ενέργεια σύνδεσης στον πίνακα του Moller είναι μεγαλύτερη από αυτή του διεγερμένου νουκλιδίου, όπως έχει παραχθεί από τον CoMD τότε οδηγούμαστε σε αρνητικές ενέργειες διέγερσης. Δηλαδή ο CoMD υπολογίζει πιο σταθερά τα νουκλίδια σε σχέση με τα πειραματικά δεδομένα. Μία εικόνα του γεγονότος αυτού φαίνεται στο σχήμα 4.1.4. Παρατηρούμε ότι ο DIT δεν υπολογίζει αρνητικές ενέργειες διέγερσης. Για να αποφευχθεί αυτό πρέπει να γίνουν συστηματικοί υπολογισμοί για τις θεμελιώδεις καταστάσεις όλων των δέσμιων νουκλιδίων από τον CoMD κώδικα. Ο CoMD έχει τη δυνατότητα αυτή, αλλά αυτό αποτελεί θέμα διαφορετικής μελέτης.

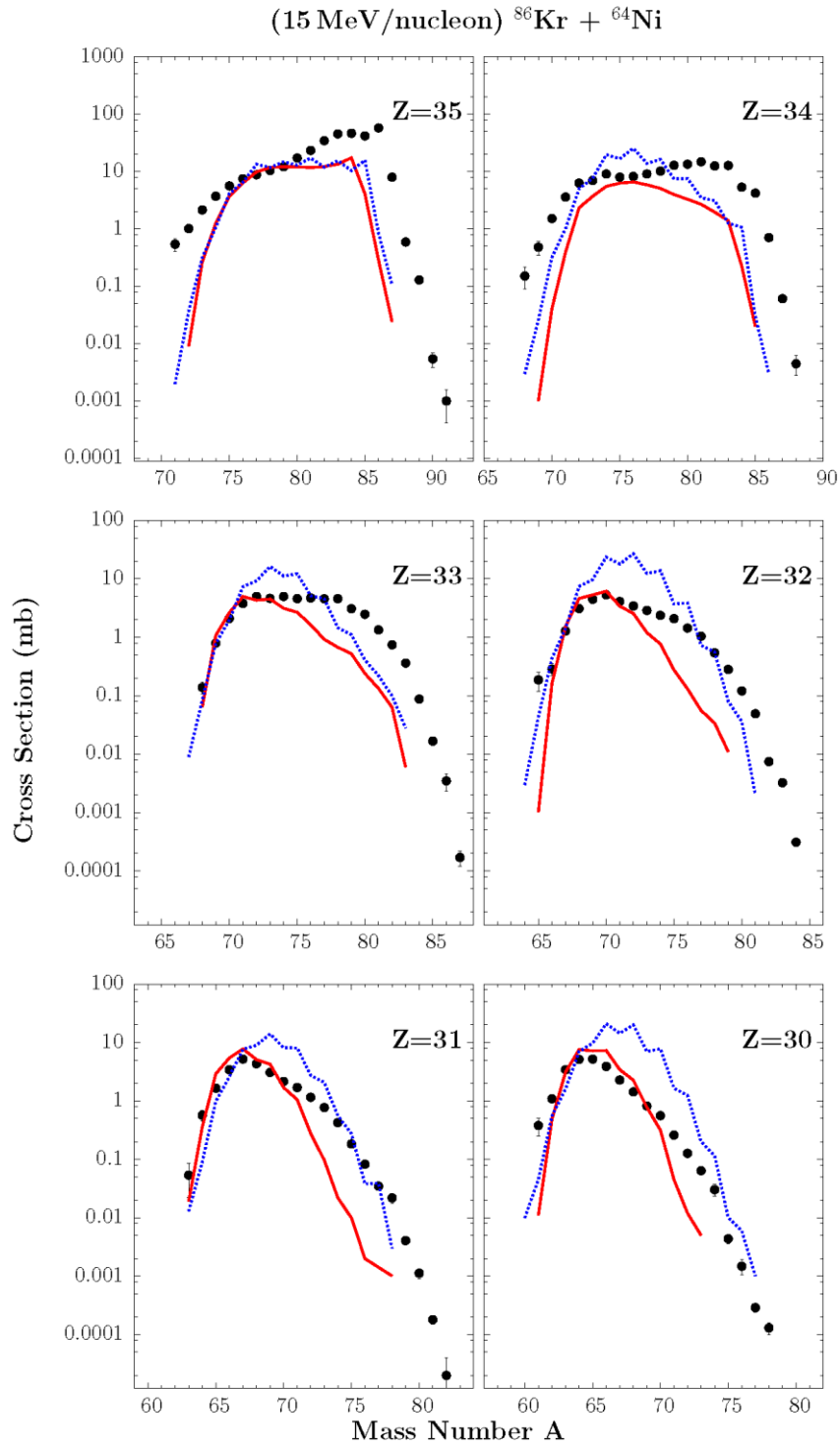


Σχήμα 4.1.4: Υπολογισμός ενέργειας διέγερσης των θραυσμάτων βλήματος από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$  με τον κώδικα CoMD (συνεχής κόκκινη γραμμή) και τον κώδικα DIT (διακεκομμένη πράσινη γραμμή).

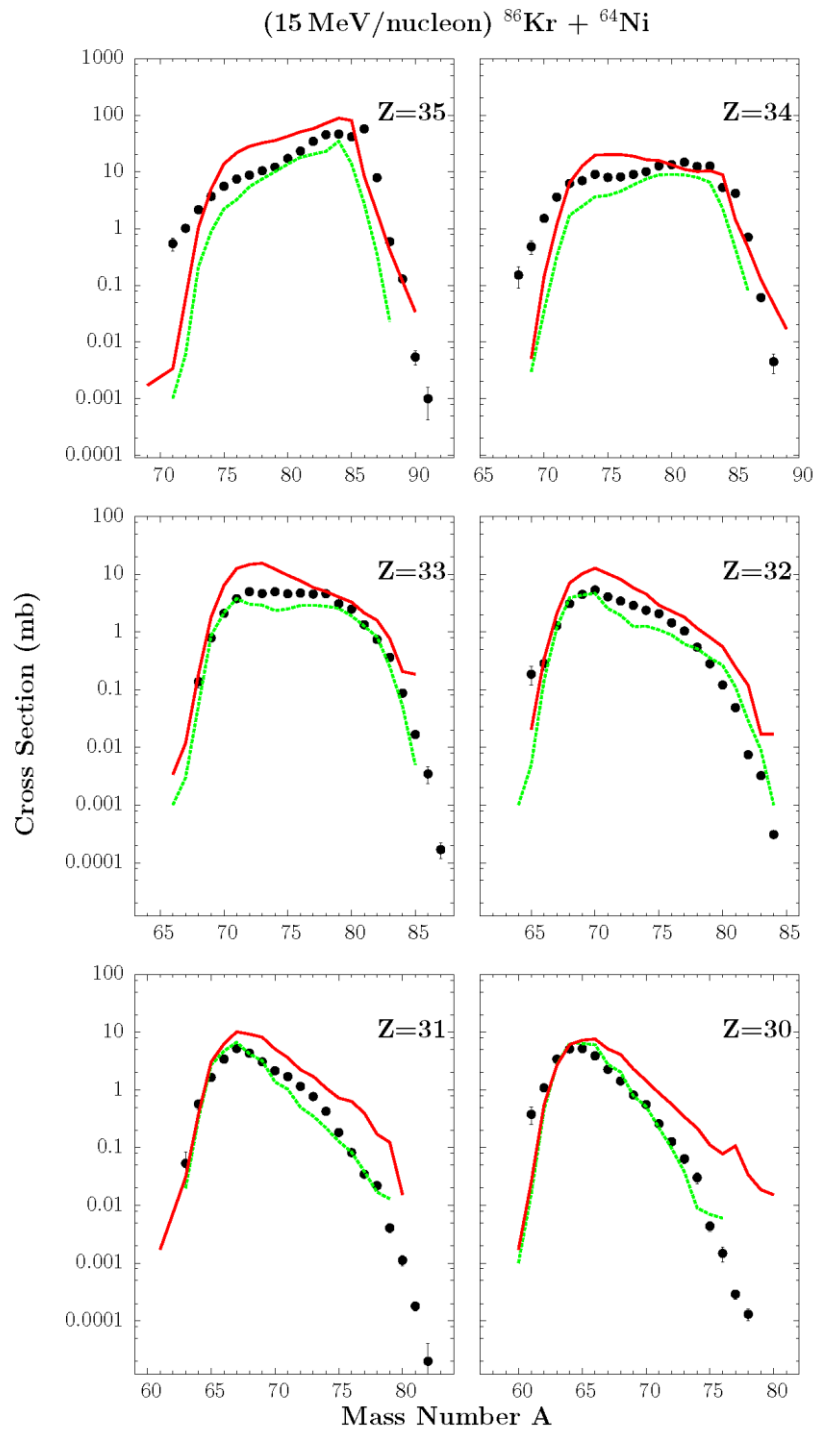
Παρακινούμενοι από τις μελέτες [29,30], δοκιμάσαμε υπολογισμούς για την ίδια αντίδραση με το μοντέλο της πλήρως ανελαστικής μεταφοράς νουκλεονίων (DIT) του Tassan-Got [34]. Στο σχήμα 4.1.5 φαίνονται οι πειραματικές

κατανομές μαζών για τα ισότοπα με  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν για την αντίδραση  $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$  στα  $15 \text{ MeV/u}$  [38] και συγκρίνονται με τα αποτελέσματα των υπολογισμών του φαινομενολογικού κώδικα DIT του Tassan-Got [34] χρησιμοποιώντας πάλι τους κώδικες αποδιέγερσης SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή). Παρατηρούμε ότι αυτή η έκδοση του DIT δεν μπορεί να περιγράψει καλά τα πειραματικά δεδομένα. Επίσης, συγκρίνοντας στη συγκεκριμένη περίπτωση τους δύο κώδικες αποδιέγερσης παρατηρούμε ότι ο GEMINI εμφανίζει μεγαλύτερες ενεργές διατομές και ως προς τα πειραματικά δεδομένα και ως προς τον SMM κώδικα, κυρίως για τα ισότοπα που βρίσκονται μακριά από το βλήμα. Βλέποντας τα αποτελέσματα αυτά και παρακινούμενοι από την τροποποίηση του DIT κώδικα σύμφωνα με την εργασία [53], κάναμε υπολογισμούς με αυτόν τον τροποποιημένο κώδικα DIT για την ίδια αντίδραση (στη συνέχεια τον αρχικό κώδικα DIT του Tassan-got [34] θα τον αναφέρουμε ως DIT και τον τροποποιημένο ως DITm).

Το σχήμα 4.1.6 παρουσιάζει τις πειραματικές κατανομές μαζών των ισωτόπων με  $Z = 30-35$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$  στα  $15 \text{ MeV/u}$  [38]. Τα πειραματικά δεδομένα αναπαρίστανται με μαύρα σημεία, οι υπολογισμοί του DITm/SMM με διακεκομμένη πράσινη γραμμή και οι υπολογισμοί του CoMD/SMM με τη συνεχή κόκκινη γραμμή. Παρατηρούμε, λοιπόν, ότι με την προτεινόμενη αλλαγή της εργασίας [53] για την παραμετροποίηση του δέρματος νετρονίων (neutron skin) και γενικά της πυρηνικής επιφάνειας, υπάρχει σημαντική βελτίωση των υπολογισμών ως προς τα πειραματικά δεδομένα. Επίσης βλέπουμε ότι για τα ισότοπα με  $Z = 30-33$  που βρίσκονται πιο μακριά από το βλήμα, ο DITm τα περιγράφει καλύτερα τα δεδομένα ακόμη και από τον κώδικα CoMD.



Σχήμα 4.1.5: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και DIT/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).



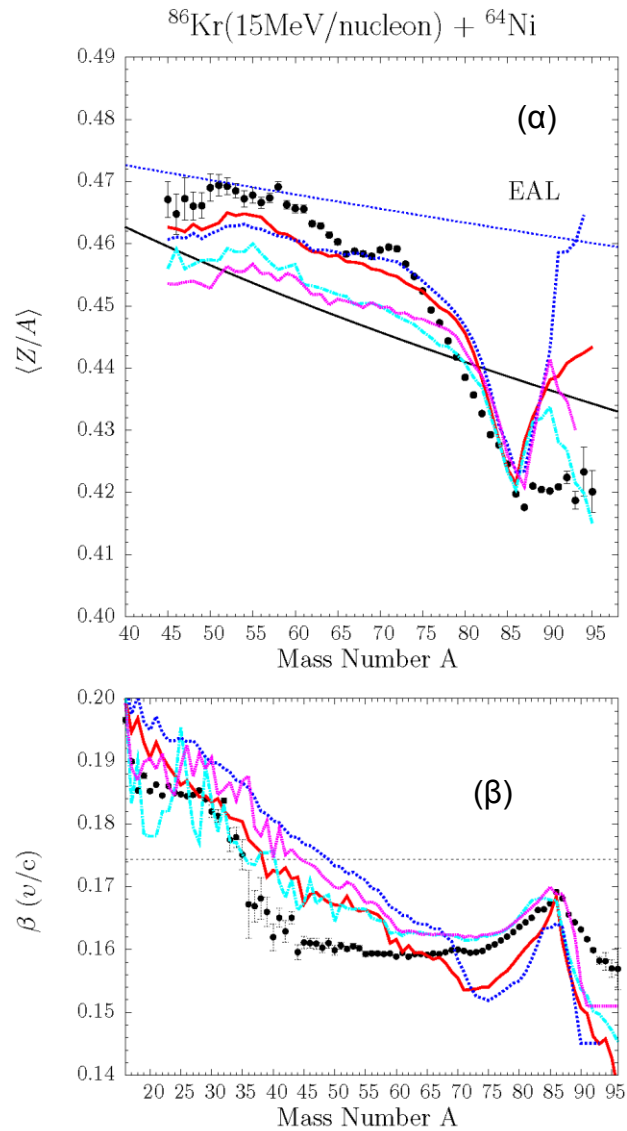
Σχήμα 4.1.6: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και DiTm/SMM (διακεκομμένη πράσινη γραμμή).

Συνεχίζοντας τη συστηματική μας μελέτη της αντίδρασης αυτής θα προσπαθήσουμε να εξάγουμε πληροφορίες από τους υπολογισμούς μας και για άλλα παρατηρήσιμα μεγέθη της. Το σχήμα 4.1.7 αποτελείται από δύο διαγράμματα. Στο πρώτο διάγραμμα ο κάθετος άξονας αναπαριστά τη μέση τιμή του λόγου  $Z/A$  των πρωτονίων ως προς το μαζικό αριθμό και ο οριζόντιος άξονας το μαζικό αριθμό. Τα πειραματικά αποτελέσματα για την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$  [38] παρουσιάζονται από τα μαύρα σημεία, οι υπολογισμοί του ζεύγους DIT/SMM παριστάνονται από τη διακεκομμένη μπλε γραμμή, του DIT/GEMINI από τη διακεκομμένη μωβ γραμμή, του CoMD/SMM από την συνεχή κόκκινη γραμμή και του CoMD/GEMINI από τη διακεκομμένη γαλάζια γραμμή. Η μαύρη συνεχής γραμμή παριστάνει τη γραμμή της β-σταθερότητας των νουκλιδίων. Άρα, τα νουκλίδια που βρίσκονται κάτω από τη μαύρη γραμμή είναι αυτά που βρίσκονται προς τη μεριά της γραμμής κόρου των νετρονίων, και τα νουκλίδια που βρίσκονται πάνω από τη μαύρη γραμμή είναι αυτά που βρίσκονται προς την πλευρά της γραμμής κόρου των πρωτονίων σύμφωνα με το διάγραμμα αυτό. Η πάνω διακεκομμένη μπλε γραμμή με τα αρχικά EAL (evaporation residue attractor line) αναπαριστά την περιοχή όπου θα βρίσκονταν τα νουκλίδια εάν ο μόνος μηχανισμός αποδιέγερσης ήταν η διαδοχική εξάτμιση. Η περιοχή που μας ενδιαφέρει αντιστοιχεί στα πλούσια σε νετρόνια προϊόντα με  $A = 80-86$ , όπου βρίσκονται τα προϊόντα κοντά στο βλήμα μας. Παρατηρούμε ότι η συμπεριφορά και για τα τέσσερα ζευγάρια υπολογισμών είναι παραπλήσια στην περιοχή αυτή και συμφωνεί σε ικανοποιητικό βαθμό με τα πειραματικά δεδομένα. Η πλευρά, όμως, των προϊόντων τα οποία έχουν περίσσεια πρωτονίων (πάνω από τη μαύρη γραμμή) δείχνει ότι οι υπολογισμοί με τον κώδικα SMM ως τον κώδικα αποδιέγερσης περιγράφουν καλύτερα τη συμπεριφορά των πειραματικών δεδομένων, σε αντίθεση με τους αντίστοιχους υπολογισμούς με τον GEMINI.

Επίσης, έγινε μία συστηματική μελέτη υπολογισμών για τις ταχύτητες των διαφόρων ισοτόπων, η οποία έδωσε μετρίως ικανοποιητικά αποτελέσματα. Το κάτω διάγραμμα του σχήματος 4.1.7 δείχνει τις ταχύτητες διαφόρων νουκλιδίων ως προς το μαζικό τους αριθμό  $A$ . Με μαύρα σημεία αναπαρίστανται τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$  στο γωνιακό εύρος των  $4^\circ$  του φασματογράφου. Οι υπολογισμοί για τα



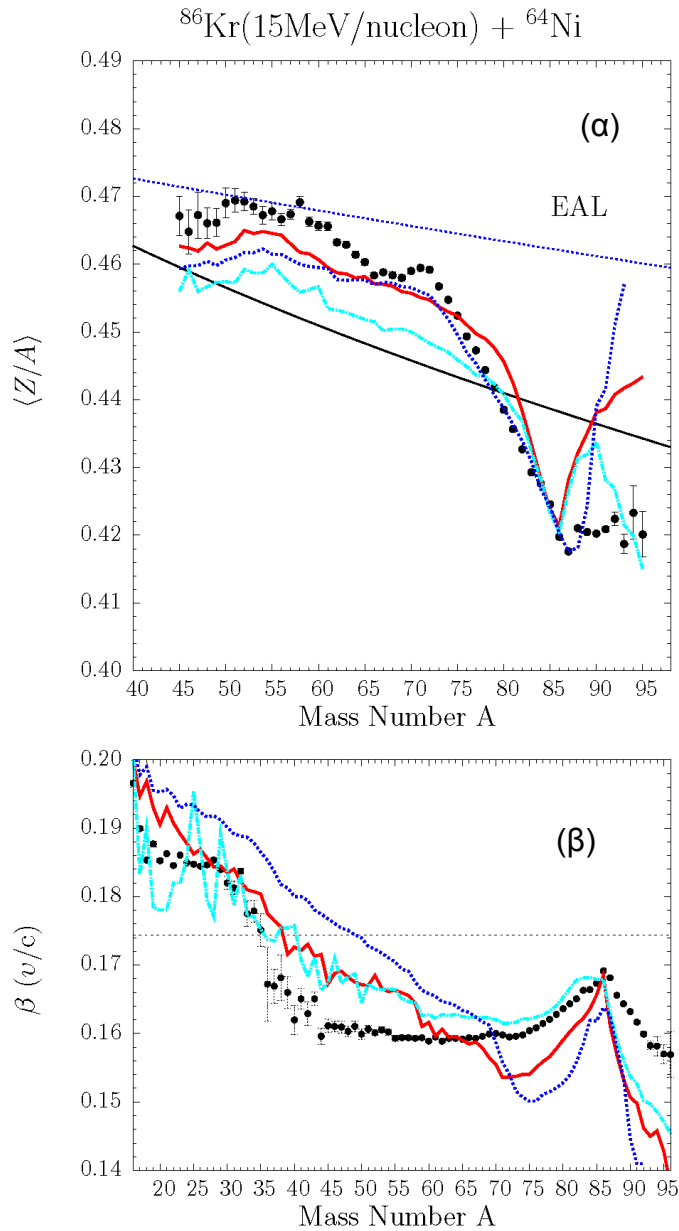
ζευγάρια DIT/SMM, DIT/GEMINI, CoMD/SMM, CoMD/GEMINI δίνονται αντιστοίχως από τη διακεκομμένη μπλε γραμμή, τη διακεκομμένη μωβ γραμμή, τη συνεχή κόκκινη γραμμή, και τη διακεκομμένη γαλάζια γραμμή



Σχήμα 4.1.7: α) (Πάνω διάγραμμα) Μέση τιμή του λόγου  $Z/A$  ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$  [38] για τα πειραματικά δεδομένα (μαύρα σημεία), σε σύγκριση με τους υπολογισμούς DIT/SMM (διακεκομμένη μπλε γραμμή), DIT/GEMINI (διακεκομμένη μωβ γραμμή), CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη γαλάζια γραμμή). β) (Κάτω διάγραμμα) Μέση ταχύτητα (σε  $u/c$ ) ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$  [38] με την ίδια αντιστοιχία γραμμών για τα πειραματικά σημεία και τους υπολογισμούς.

όπως και προηγουμένως. Και πάλι η περιοχή του άμεσου ενδιαφέροντός μας είναι η περιοχή με  $A = 80-86$  των προϊόντων κοντά στο βλήμα. Παρόλο που ως γενική εικόνα βλέπουμε ότι ο συνδυασμός των παρόντων μοντέλων δεν δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα, στην περιοχή κοντά στο βλήμα φαίνεται ότι και οι δύο δυναμικοί κώδικες (CoMD, DIT) έχουν την τάση να περιγράφουν καλύτερα τις ταχύτητες των θραυσμάτων όταν συνδυάζονται με τον κώδικα αποδιέγερσης GEMINI. Ο SMM δείχνει να έχει πρόβλημα να δώσει ικανοποιητικά αποτελέσματα ταχυτήτων, παρόλο που στις κατανομές μαζών είναι πολύ ικανοποιητικός κώδικας, κάτι που μας ενθαρύνει για περαιτέρω διεξοδική μελέτη με χρήση του κώδικα αυτού για την αποδιέγερση των προϊόντων των αντιδράσεων της παρούσας εργασίας. Πρέπει να καταβληθεί περεταίρω προσπάθεια κατανόησης των ταχυτήτων που παρέχονται από τον κώδικα SMM.

Τέλος για αυτή την αντίδραση παρουσιάζουμε στο σχήμα 4.1.8 πάλι τα διαγράμματα της μέσης τιμής του  $Z/A$  ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  και των ταχυτήτων ως προς το μαζικό αριθμό  $A$ , χρησιμοποιώντας αυτή τη φορά τον τροποποιημένο κώδικα DITm [53]. Τα πειραματικά δεδομένα αντιστοιχούν στα μαύρα σημεία, οι υπολογισμοί DITm/SMM αντιστοιχούν στη διακεκομμένη μπλε γραμμή, οι υπολογισμοί CoMD/SMM αντιστοιχούν στη συνεχή κόκκινη γραμμή και οι υπολογισμοί CoMD/GEMINI αντιστοιχούν στη διακεκομμένη γαλάζια γραμμή. Η διαφορά που παρατηρούμε στο πάνω διάγραμμα σε σχέση με το αντίστοιχο του σχήματος 4.1.7 είναι ότι ο τροποποιημένος κώδικας DITm περιγράφει με ικανοποιητική ακρίβεια τα προϊόντα του άμεσου ενδιαφέροντός μας, τα οποία αντιστοιχούν σε  $A = 80-86$ . Όσον αφορά τις μέσες ταχύτητες, στο κάτω διάγραμμα του σχήματος 4.1.8, τα αποτελέσματα του τροποποιημένου DITm μοντέλου είναι λιγότερο ικανοποιητικά για  $A=80-86$  σε σχέση με τα αντίστοιχα του αρχικού DIT κώδικα όπως φαίνεται στο σχήμα 4.1.7, πράγμα που επίσης θέλει περαιτέρω διερεύνηση. Η συμπεριφορά του τροποποιημένου DITm κώδικα για τα νουκλίδια των υπολοίπων μαζών είναι παρόμοια και στα δύο διαγράμματα.

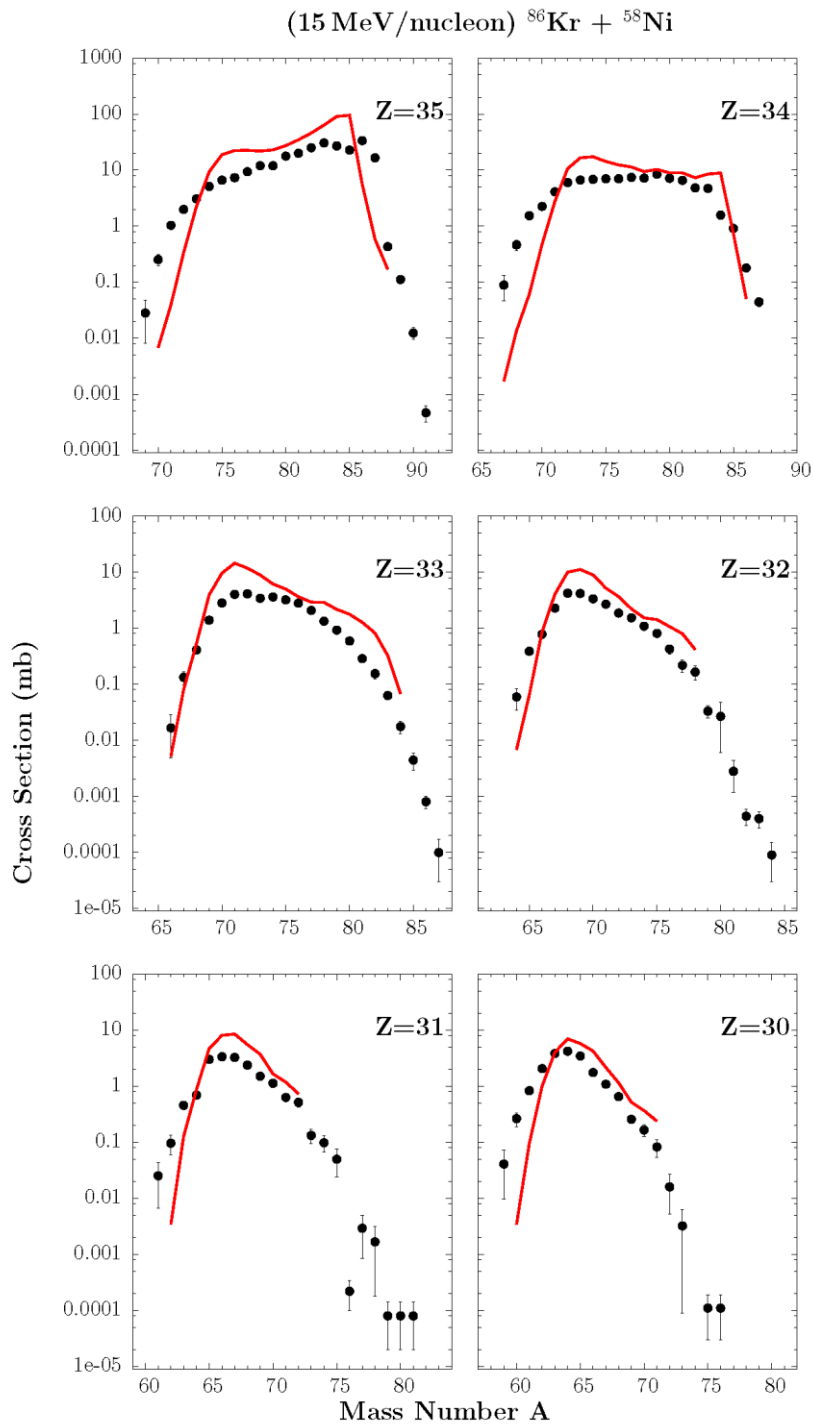


Σχήμα 4.1.8: α) (Πάνω διάγραμμα) Μέση τιμή του λόγου  $Z/A$  ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$  [38] για τα πειραματικά δεδομένα (μαύρα σημεία), σε σύγκριση με τους υπολογισμούς DITm/SMM (διακεκομμένη μπλε γραμμή), CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη γαλάζια γραμμή). β) (Κάτω διάγραμμα) Μέση ταχύτητα (σε  $v/c$ ) ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$  στα  $15 \text{ MeV/u}$  [38] με την ίδια αντιστοιχία γραμμών για τα πειραματικά σημεία και τους υπολογισμούς.

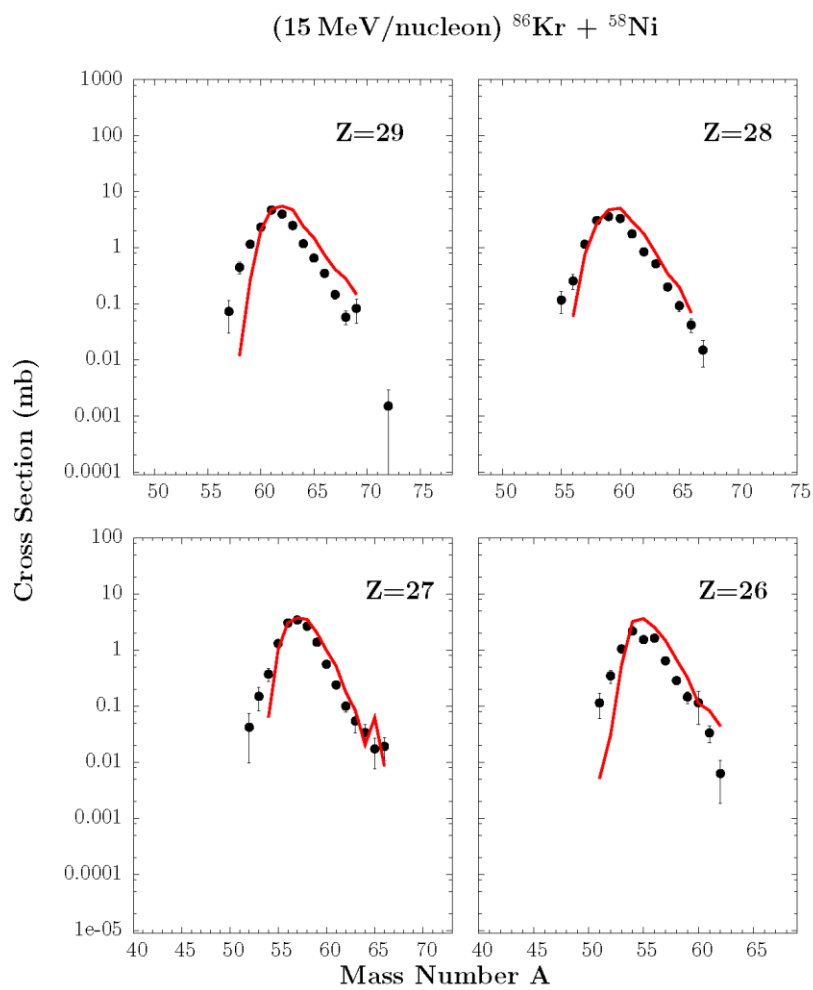
## 4.2 Αντίδραση $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{58}\text{Ni}$

Η σύγκριση των υπολογισμών μας με πειραματικά δεδομένα συνεχίστηκε για την αντίδραση της ίδιας δέσμης στην ίδια ενέργεια, αλλά με πυρήνα στόχο  $^{58}\text{Ni}$ , ο οποίος προφανώς έχει λιγότερα νετρόνια από τον  $^{64}\text{Ni}$ . Στο σχήμα 4.2.1 φαίνονται τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{58}\text{Ni}$  [38] με μαύρα σημεία για τα ισότοπα με  $Z=30-35$ . Οι υπολογισμοί του CoMD σε συνδυασμό με τον κώδικα αποδιέγερσης SMM φαίνονται με την συνεχή κόκκινη γραμμή. Αυτή τη φορά δεν αντιπαραβάλλουμε και τους αντίστοιχους υπολογισμούς με τον GEMINI και δεδομένου ότι η περιγραφή των δύο μοντέλων αποδιέγερσης για τη συγκεκριμένη αντίδραση είναι παραπλήσια. Βλέπουμε ότι στην παρούσα περίπτωση, με τον πλούσιο σε πρωτόνια στόχο  $^{58}\text{Ni}$  τα δεδομένα περιγράφονται ικανοποιητικά από τον μικροσκοπικό κώδικα CoMD.

Στα σχήματα 4.2.2 και 4.3.3 παρουσιάζονται τα πειραματικά δεδομένα των κατανομών μαζών για την ίδια αντίδραση για τα ισότοπα με  $Z=26-29$  και  $Z=36-39$  αντίστοιχα. Τα πειραματικά δεδομένα αναπαρίστανται με τα μαύρα σημεία ενώ οι υπολογισμοί του CoMD σε συνδυασμό με τον SMM αναπαρίστανται από την συνεχή κόκκινη γραμμή και στα δύο σχήματα. Τα ισότοπα με  $Z=26-29$  αντιπροσωπεύουν τα προϊόντα που έχουν προέλθει από την αποβολή πρωτονίων με ταυτόχρονη σύλληψη νετρονίων του βλήματος από τον πυρήνα στόχο. Τα ισότοπα με  $Z=36-39$  αντιπροσωπεύουν τα προϊόντα που έχουν προέλθει από ταυτόχρονη σύλληψη και πρωτονίων και νετρονίων του βλήματος από τον πυρήνα στόχο. Βλέπουμε και πάλι ότι η συμφωνία των υπολογισμών με τα πειραματικά δεδομένα είναι γενικώς ικανοποιητική.

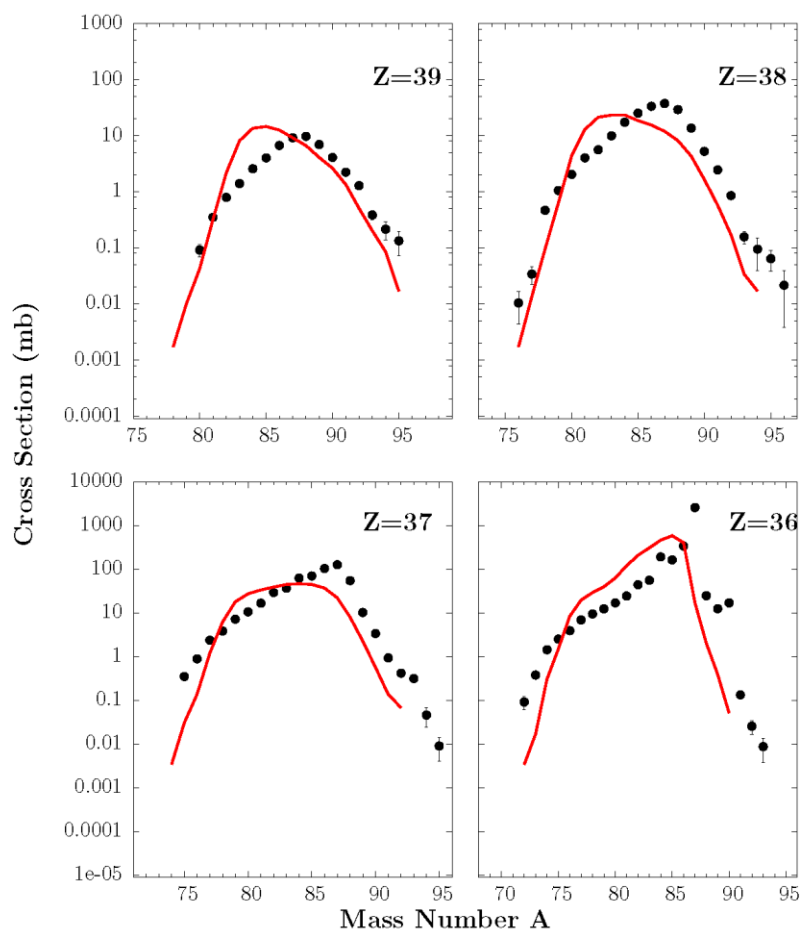


Σχήμα 4.2.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή).



Σχήμα 4.2.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=26-29$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή).

(15 MeV/nucleon)  $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$



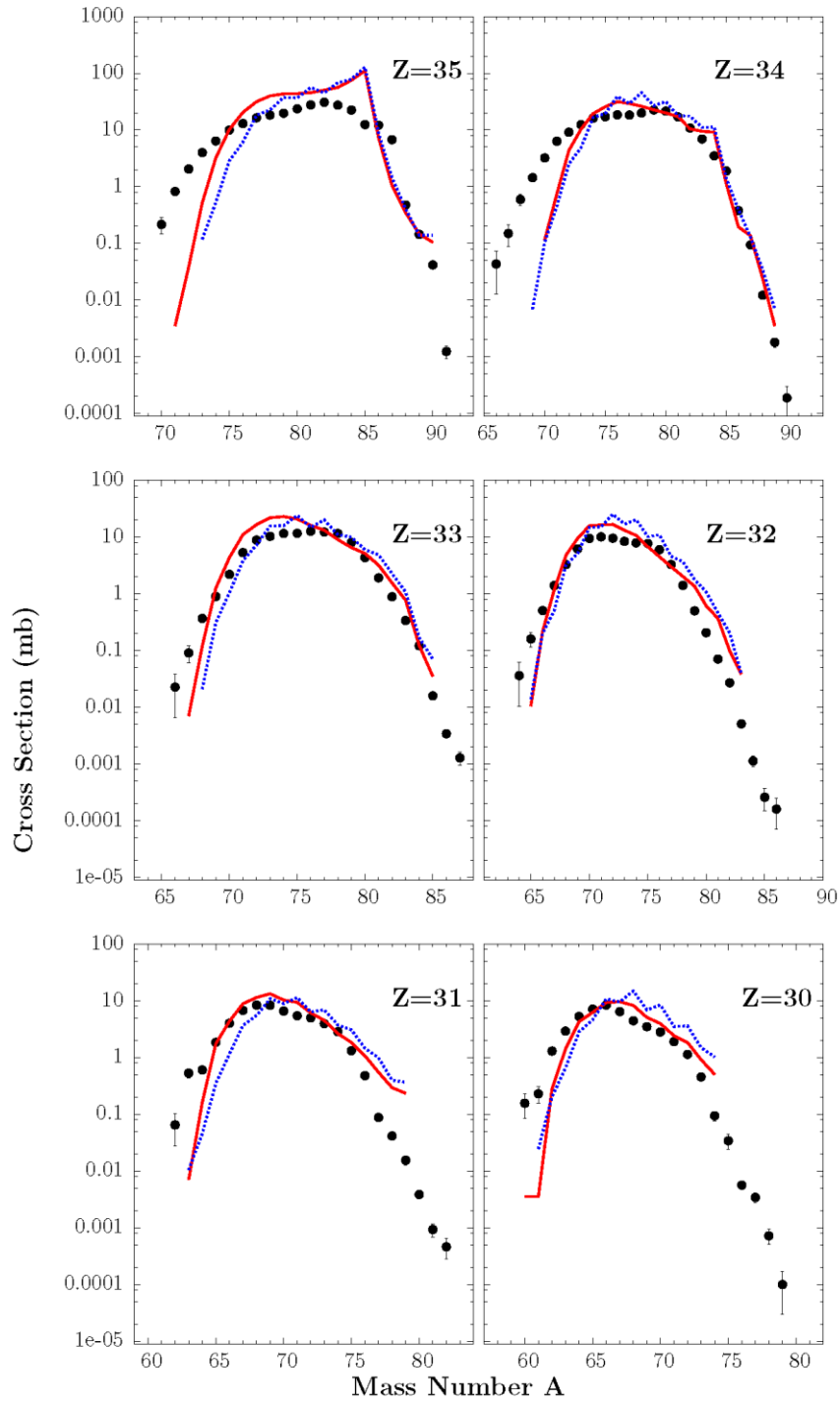
Σχήμα 4.2.3: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=36-39$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή).

### 4.3 Αντίδραση $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{124}\text{Sn}$

Μετά την επιλογή του στόχου του  $^{64}\text{Ni}$  οι ερευνητές της μελέτης [38] έκαναν αντίστοιχες λεπτομερείς μετρήσεις με στόχο  $^{124}\text{Sn}$ . Στο σχήμα 4.3.1 φαίνεται η σύγκριση των υπολογισμών της παρούσας εργασίας με τα πειραματικά δεδομένα της εργασίας [38]. Τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$  στα 15 MeV/u παρουσιάζονται με μαύρα σημεία και συγκρίνονται με τα αποτελέσματα των υπολογισμών όπου για το δυναμικό στάδιο της αντίδρασης χρησιμοποιήθηκε ο CoMD κώδικας σε συνδυασμό με τους κώδικες αποδιέγερσης SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή). Βλέπουμε ότι η συμφωνία των υπολογισμών με τα πειραματικά δεδομένα είναι καλή, ειδικά στα ισότοπα με  $Z = 30-34$ . Η απόκλιση στην περιοχή  $A = 83-85$  για το ισότοπο με  $Z = 35$  οφείλεται κατά πάσα πιθανότητα σε σφάλμα των πειραματικών δεδομένων, λόγω δυσκολίας διαχωρισμού που εμφανίζουν τα ιόντα με μεγάλο  $Z$  στη ανιχνευτική διάταξη [38]. Επιπλέον, οι αποκλίσεις στις «ουρές» των πλούσιων σε πρωτόνια προϊόντων για όλα τα ισότοπα οφείλονται και πάλι σε πειραματικές δυσκολίες για την ταυτοποίησή τους. Η διαφορά στα αποτελέσματα των υπολογισμών του  $^{124}\text{Sn}$  σε σχέση με τα αντίστοιχα του  $^{64}\text{Ni}$  για τα ίδια ισότοπα είναι ότι οι δύο κώδικες αποδιέγερσης δεν εμφανίζουν μεταξύ τους σημαντικές διαφορές. Επιπλέον, παρατηρούμε ότι τα προϊόντα που έχουν περίσσεια νετρονίων (που είναι αυτά που μας ενδιαφέρουν περισσότερο) περιγράφονται με μεγάλη ακρίβεια με την επιλογή του βαρύτερου αυτού στόχου σε σχέση με το  $^{64}\text{Ni}$  για  $Z = 30-35$ . Και εδώ παρατηρούμε προϊόντα που έχουν συλλάβει έως και 6 νετρόνια από τον πυρήνα στόχο, με ταυτόχρονη αποβολή πρωτονίων.

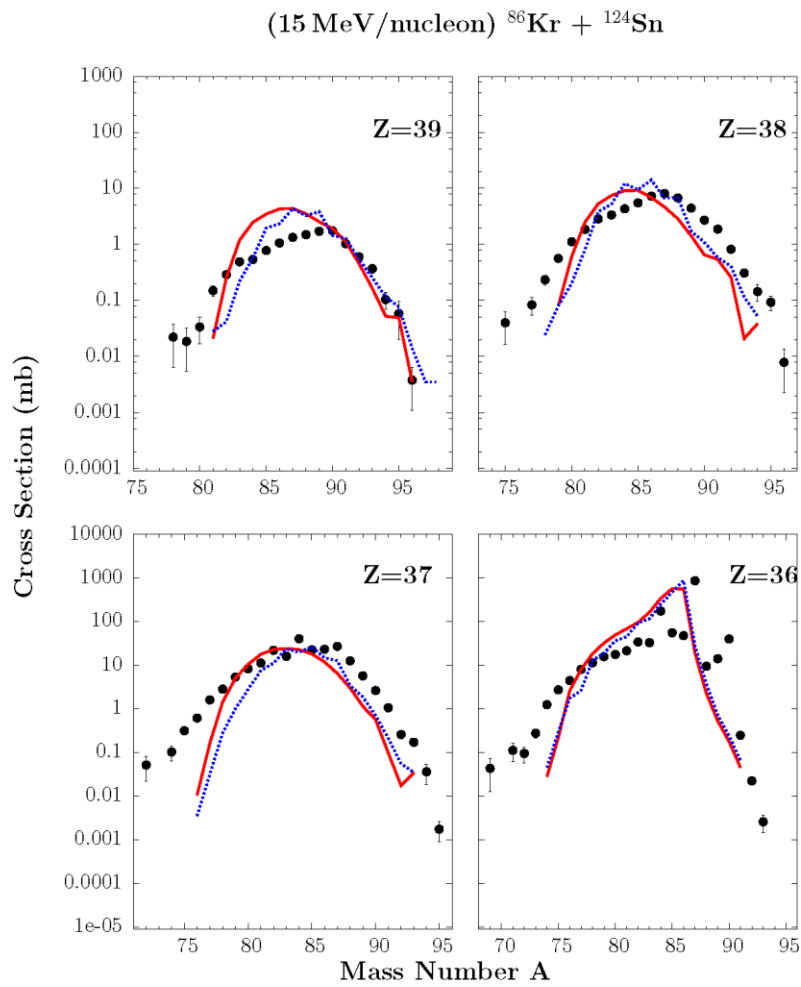


(15 MeV/nucleon)  $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$



Σχήμα 4.3.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).

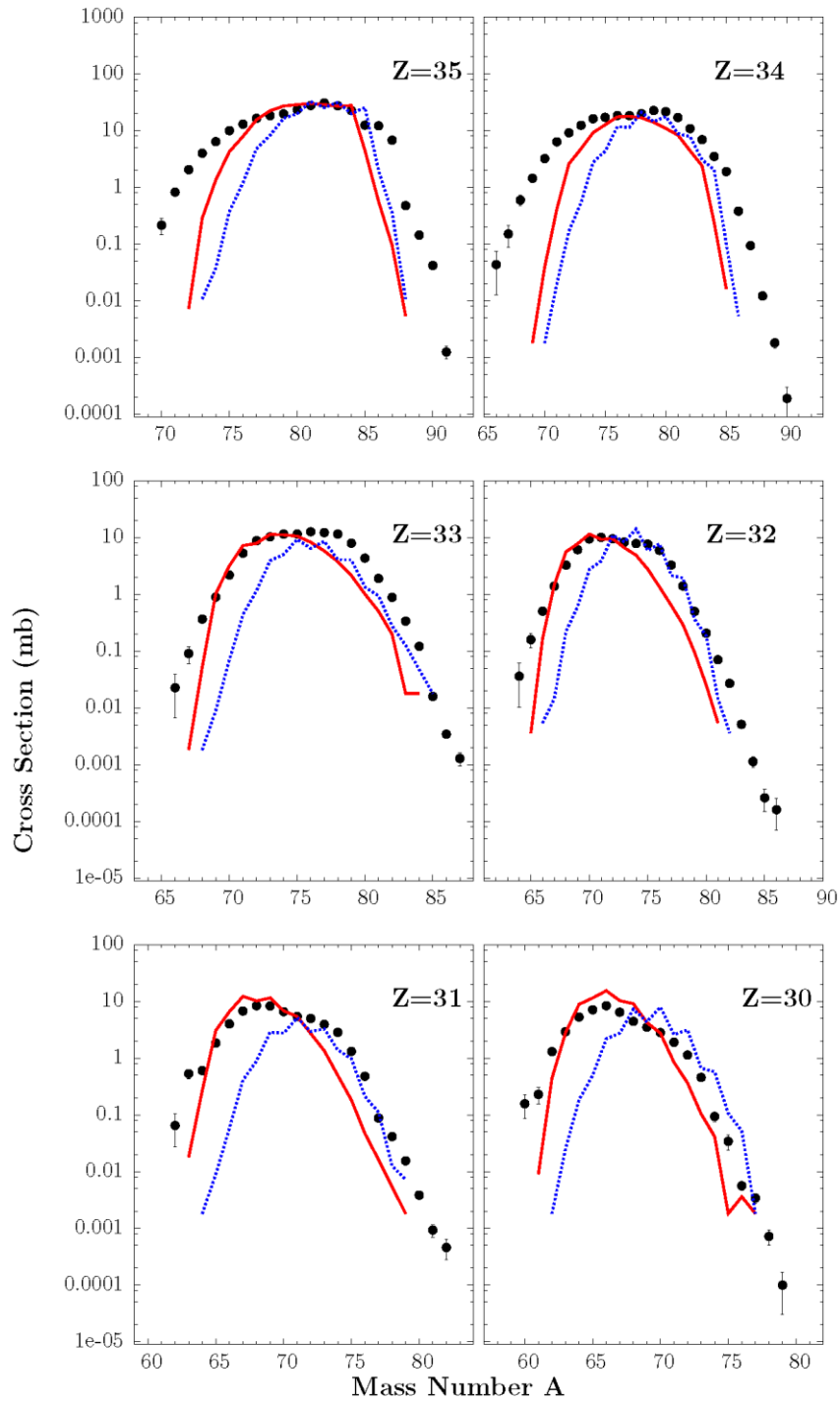
Στη συνέχεια θα εξετάσουμε τη δυνατότητα περιγραφής των προϊόντων που έχουν πάρει και πρωτόνια μαζί με νετρόνια από το στόχο. Στο σχήμα 4.3.2 φαίνονται με μαύρα σημεία τα πειραματικά δεδομένα με  $Z=36-39$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$  στα 15 MeV/u συγκρινόμενα με το μοντέλο CoMD σε συνδυασμό με τους κώδικες αποδιέγερσης SMM και GEMINI (συνεχής κόκκινη και διακεκομμένη μπλε γραμμή αντίστοιχα). Επίσης, ήταν δύσκολος ο διαχωρισμός και η ταυτοποίηση των προϊόντων αυτών στο πείραμα [38]. και για αυτό το λόγο έχουμε πάλι κάποιες μικρές αποκλίσεις. Παρατηρούμε και σε αυτή την περίπτωση ότι το μικροσκοπικό μοντέλο CoMD που χρησιμοποιούμε μπορεί να περιγράψει ικανοποιητικά τον μηχανισμό των περιφερειακών αντιδράσεων και για τους δύο πλούσιους σε νετρόνια στόχους  $^{64}\text{Ni}$  και  $^{124}\text{Sn}$ .



Σχήμα 4.3.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=36-39$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).

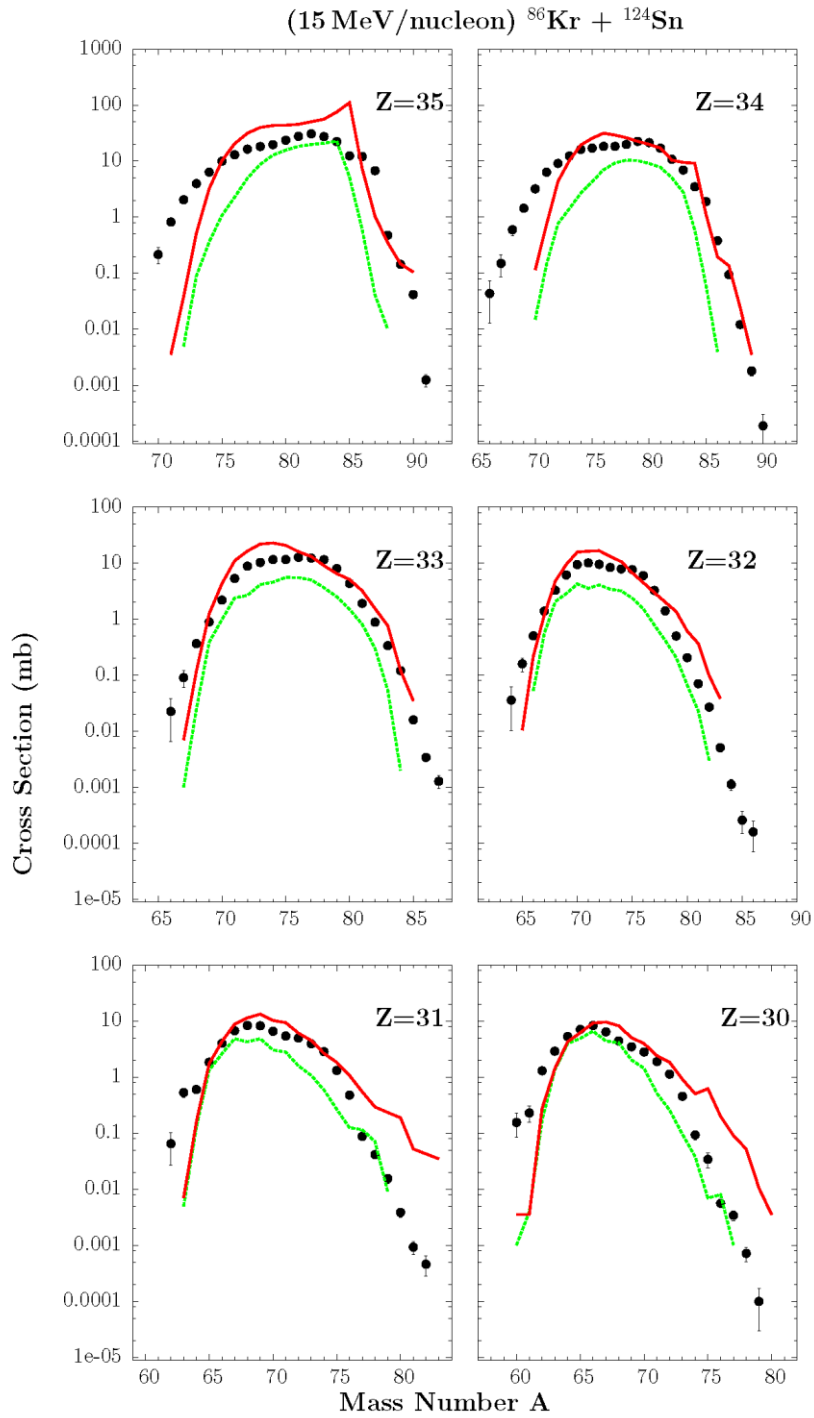
Στη συνέχεια χρησιμοποιήσαμε τον κώδικα (DIT) για την περιγραφή αυτής της αντίδρασης, για να δούμε κατά πόσο διαφέρουν τα αποτελέσματα από τον μικροσκοπικό κώδικα CoMD. Στο σχήμα 4.3.3 φαίνονται πάλι τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$  στα 15 MeV/u με μαύρα σημεία και η σύγκρισή τους με τους κώδικες αποδιέγερσης SMM και GEMINI (συνεχής κόκκινη και διακεκομμένη μπλε γραμμή αντιστοίχως). Παρατηρούμε ότι η συμπεριφορά και των δύο κωδίκων αποδιέγερσης σε συνδυασμό με τον DIT κώδικα είναι παρόμοια για τα προϊόντα κοντά στο βλήμα και συγκεκριμένα για  $Z=34-35$ . Βέβαια, παρατηρώντας τα ισότοπα με  $Z=30-33$ , καταλαβαίνουμε ότι ο GEMINI έχει την τάση να περιγράφει καλύτερα τα προϊόντα τα οποία είναι πλούσια σε νετρόνια ως προς τον SMM. Ωστόσο, σαν γενικότερη διαπίστωση, παρατηρούμε ότι ο SMM παρέχει πιο επαρκή περιγραφή των ενεργών διατομών, δεδομένου ότι περιγράφει ικανοποιητικά τα προϊόντα που έχουν περίσσεια πρωτονίων και δεν αποκλίνει πολύ στην περιγραφή των προϊόντων με περίσσεια νετρονίων. Φαίνεται, δηλαδή, σε αυτή την περίπτωση ότι με το συνδυασμό DIT/SMM τα προϊόντα πλούσια σε πρωτόνια περιγράφονται καλύτερα εν σχέση προς τον αντίστοιχο DIT/GEMINI.

(15 MeV/nucleon)  $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$



Σχήμα 4.3.3: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DIT/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και DIT/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).

Συνεχίζοντας τη μελέτη μας παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα του τροποποιημένου κώδικα DIT για την αντίδραση  $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$  στα 15 MeV/u. Στο σχήμα 4.3.4 παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα της αντίδρασης αυτής με μαύρα σημεία και τα αποτελέσματα των υπολογισμών του τροποποιημένου κώδικα DIT και του CoMD σε συνδυασμό και με τον κώδικα SMM (διακεκομμένη πράσινη και συνεχής κόκκινη γραμμή αντίστοιχα). Και πάλι θεωρούμε ότι ο SMM είναι ο κώδικας αποδιέγερσης που μας δίνει γενικώς καλύτερα αποτελέσματα από τον GEMINI, οπότε δεν συμπεριλάβαμε σε αυτό το διάγραμμα τον τελευταίο. Παρατηρούμε ότι τα αποτελέσματα του τροποποιημένου κώδικα DIT είναι λιγότερο ικανοποιητικά από τον αρχικό DIT κώδικα. Αυτό πιθανώς να οφείλεται στο ότι πρέπει να αλλάξουμε ελαφρώς τις παραμέτρους της πυρηνικής επιφάνειας για να περιγράψει καλύτερα τη μεταφορά νουκλεονίων στην επιφάνεια ενός μεγαλύτερου και πλούσιου σε νετρόνια πυρήνα όπως ο  $^{124}\text{Sn}$  σε σχέση με τον  $^{64}\text{Ni}$ . Επίσης, παρατηρούμε ότι σε σχέση με τον CoMD κώδικα, ο τροποποιημένος DIT δεν μπορεί να περιγράψει τόσο καλά ούτε και τα πλούσια σε νετρόνια προϊόντα (με εξαίρεση τα ισότοπα με  $Z=30-31$ ).

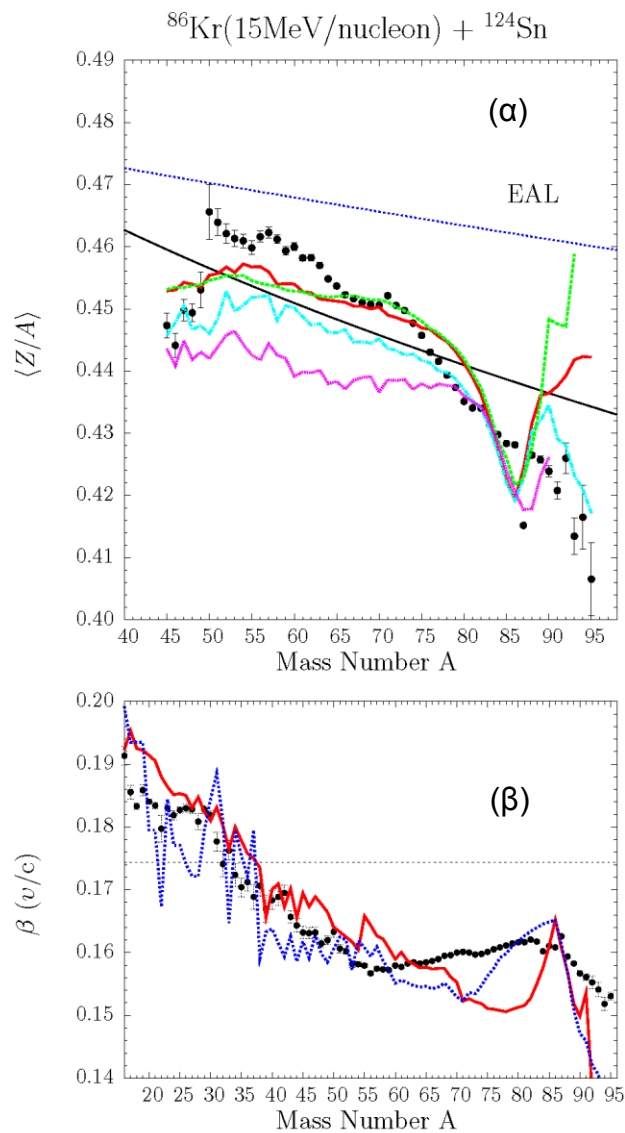


Σχήμα 4.3.4: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών μαζών (μαύρα σημεία) των θραυσμάτων βλήματος με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν στην αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς DITm/SMM (διακεκομμένη πράσινη γραμμή) και τον CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή).

Στο σχήμα 4.3.5 παρουσιάζονται δύο διαγράμματα για άλλα παρατηρήσιμα μεγέθη της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$ . Το πρώτο διάγραμμα αναπαριστά τη μέση τιμή του λόγου  $Z/A$  ως προς το μαζικό αριθμό  $A$ . Τα πειραματικά δεδομένα για την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  +  $^{124}\text{Sn}$  στα 15 MeV/u αντιπροσωπεύουν τα μαύρα σημεία, και οι υπολογισμοί αντιστοιχούν στα εξείς: DIT/SMM (διακεκομμένη πράσινη γραμμή), DIT/GEMINI (διακεκομμένη φούξια γραμμή), CoMD/SMM (ενιαία κόκκινη γραμμή), CoMD/GEMINI (διακεκομμένη γαλάζια γραμμή). Η ενιαία μαύρη γραμμή αποτελεί τη γραμμή της β-σταθερότητας των νουκλιδίων. Η πάνω διακεκομμένη μπλε γραμμή με τα αρχικά EAL (evaporation residue attractor line) αναπαριστά την περιοχή όπου θα βρίσκονταν τα νουκλίδια εάν ο μόνος μηχανισμός αποδιέγερσης ήταν η διαδοχική εξάτμιση.

Το κάτω διάγραμμα του σχήματος 4.3.5 δείχνει τις ταχύτητες διαφόρων νουκλιδίων ως προς το μαζικό τους αριθμό  $A$ . Με μαύρα σημεία αναπαρίστανται τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}$ (15 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  στο γωνιακό εύρος των  $7^\circ$  του φασματογράφου. Οι υπολογισμοί για τα ζευγάρια CoMD/SMM και CoMD/ GEMINI δίνονται από τη συνεχή κόκκινη γραμμή και τη διακεκομμένη μπλε γραμμή αντιστοίχως. Παρατηρούμε και στα δύο διαγράμματα του σχήματος 4.3.5 ότι τα αποτελέσματα για τη συγκεκριμένη αντίδραση δεν είναι τόσο ικανοποιητικά σε σχέση με την αντίστοιχη αντίδραση με στόχο το  $^{64}\text{Ni}$ .



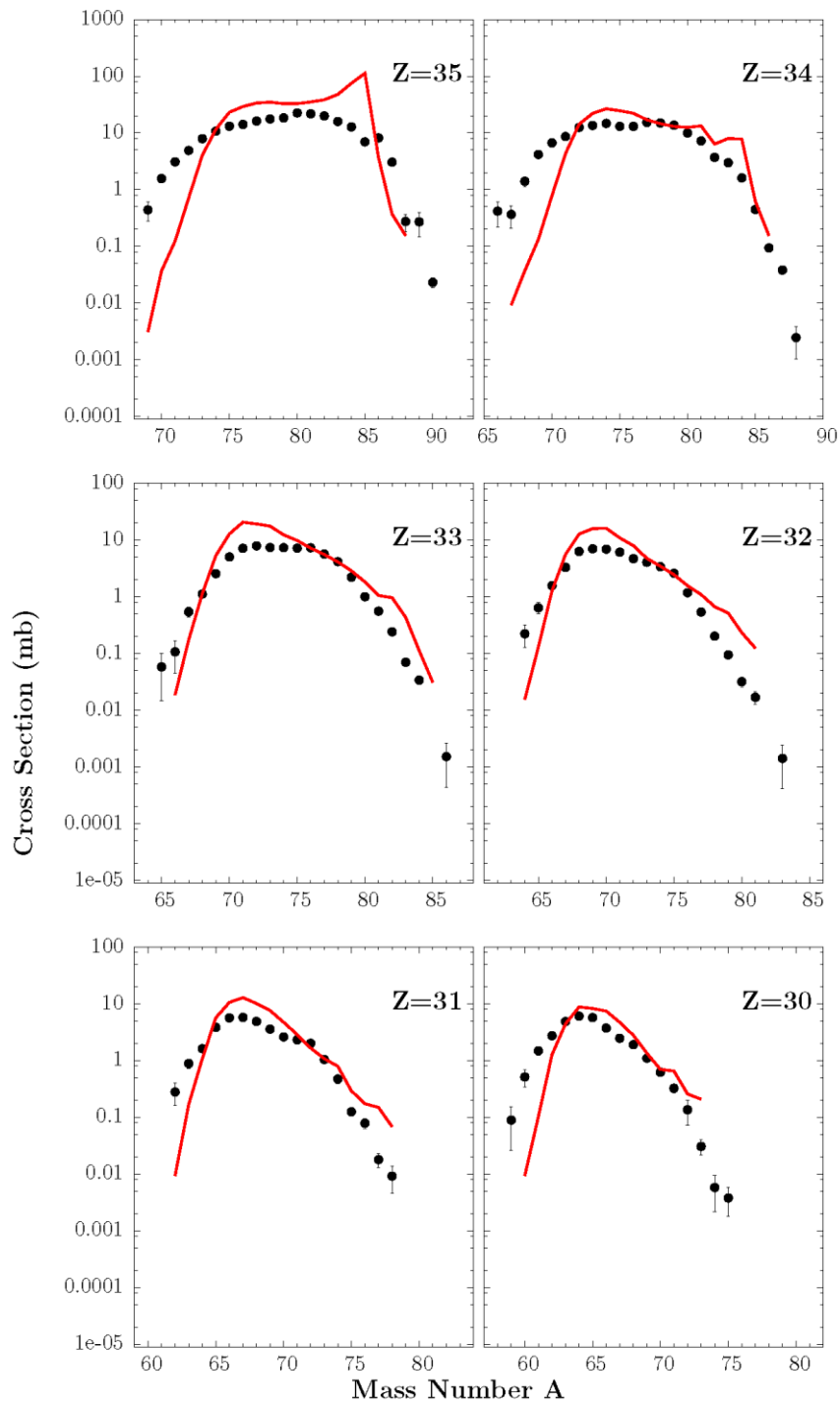


Σχήμα 4.3.5: α) (Πάνω διάγραμμα) Μέση τιμή του λόγου  $Z/A$  ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{124}\text{Sn}$  για τα πειραματικά δεδομένα [38] (μαύρα σημεία), σε σύγκριση με τους υπολογισμούς DIT/SMM (διακεκομμένη μπλε γραμμή), DIT/GEMINI (διακεκομμένη μωβ γραμμή), CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη γαλάζια γραμμή). β) (Κάτω διάγραμμα) Μέση ταχύτητα σε (σε  $u/c$ ) ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{124}\text{Sn}$  για τα πειραματικά δεδομένα [38] (μαύρα σημεία) σε σύγκριση με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή).

#### 4.4 Αντίδραση $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{112}\text{Sn}$

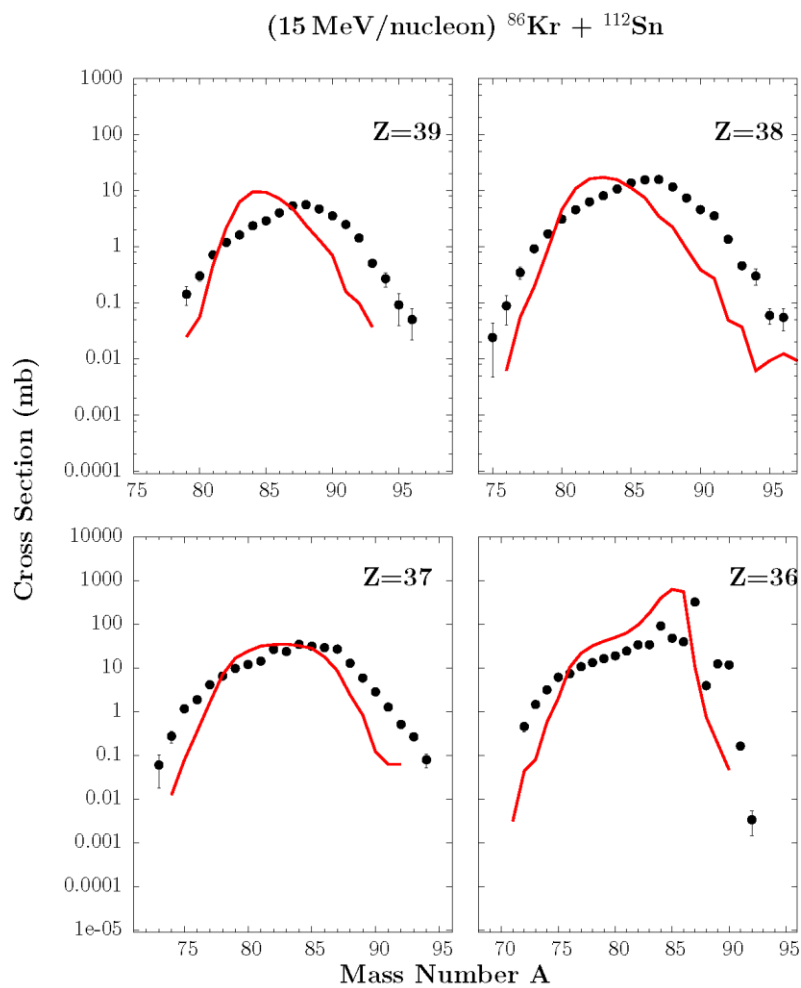
Αυτή η ενότητα παρουσιάζει τα αποτελέσματα των υπολογισμών σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα της εργασίας [38] για την ίδια επιλογή δέσμης στον στόχο  $^{112}\text{Sn}$  με μικρότερη περίσσεια νετρονίων σε σχέση με τον  $^{124}\text{Sn}$ . Στο σχήμα 4.4.1 φαίνονται τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{112}\text{Sn}$  [38] με μαύρα σημεία για τα ισότοπα με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  και τα αποτελέσματα των υπολογισμών του CoMD/SMM με την συνεχή κόκκινη γραμμή. Και εδώ η συμφωνία των υπολογισμών με τα πειραματικά δεδομένα είναι ικανοποιητική. Η περιοχή των προϊόντων με  $A=83-86$  δείχνει κάποια απόκλιση των δεδομένων ως προς τους υπολογισμούς. Αυτό οφείλεται πιθανώς σε σφάλμα των πειραματικών δεδομένων. Θεωρούμε ότι η συμπεριφορά των ενεργών διατομών για την περιοχή αυτή περιγράφεται ικανοποιητικά από τον CoMD/SMM. Δεν συμπεριλάβαμε αυτή τη φορά τους αντίστοιχους υπολογισμούς με την επιλογή του κώδικα αποδιέγερσης GEMINI, μιας και όπως είδαμε από τους προηγούμενους υπολογισμούς για τους πυρήνες στόχους  $^{64}\text{Ni}$  και  $^{124}\text{Sn}$  η συμπεριφορά του CoMD/GEMINI ήταν παρόμοια με αυτή του CoMD/SMM.

(15 MeV/nucleon)  $^{86}\text{Kr} + ^{112}\text{Sn}$



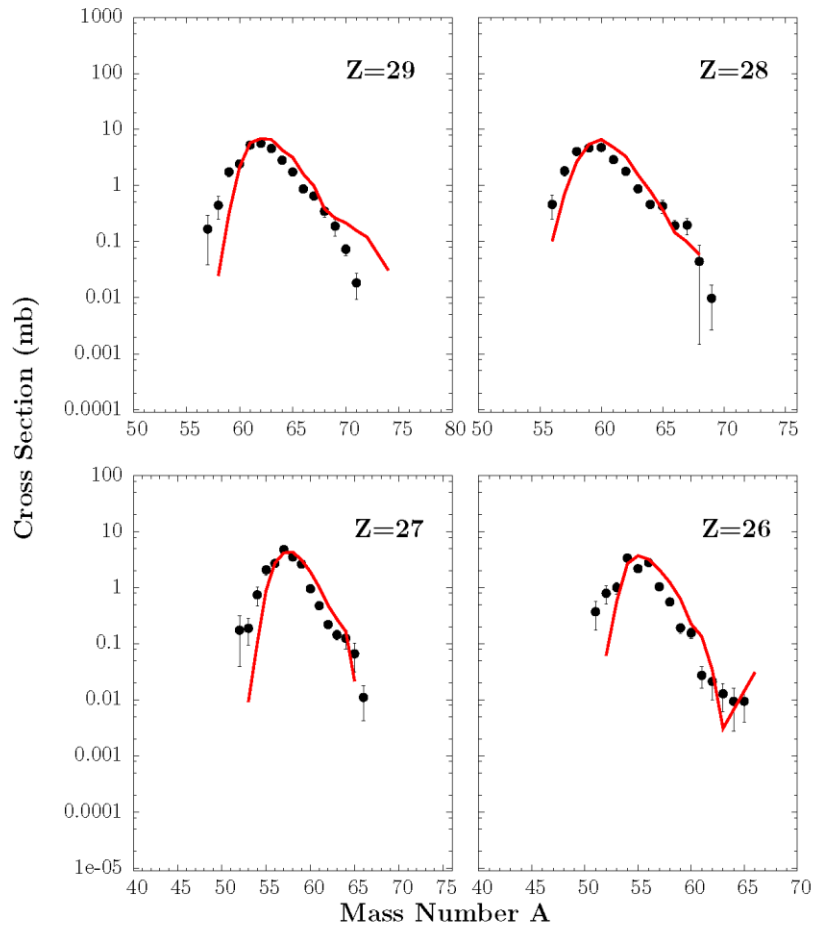
Σχήμα 4.4.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό Z=30-35 που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{112}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τον υπολογισμό CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή).

Τέλος, για τη συγκεκριμένη αντίδραση παρουσιάζουμε τη σύγκριση των υπολογισμών μας με τα πειραματικά δεδομένα για τα παραγόμενα νουκλίδια που βρίσκονται πάνω από τη μάζα του βλήματος ( $Z=36-39$ ) και κάτω από τη μάζα του βλήματος ( $Z=26-29$ ) στα σχήματα 4.4.2 και 4.4.3 αντίστοιχα. Τα πειραματικά δεδομένα και στα δύο σχήματα παρουσιάζονται με μαύρα σημεία, ενώ οι υπολογισμοί του CoMD/SMM αναπαρίστανται με τη συνεχή κόκκινη γραμμή.



Σχήμα 4.4.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=36-39$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{112}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τον υπολογισμό CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή)

(15 MeV/nucleon)  $^{86}\text{Kr} + ^{112}\text{Sn}$

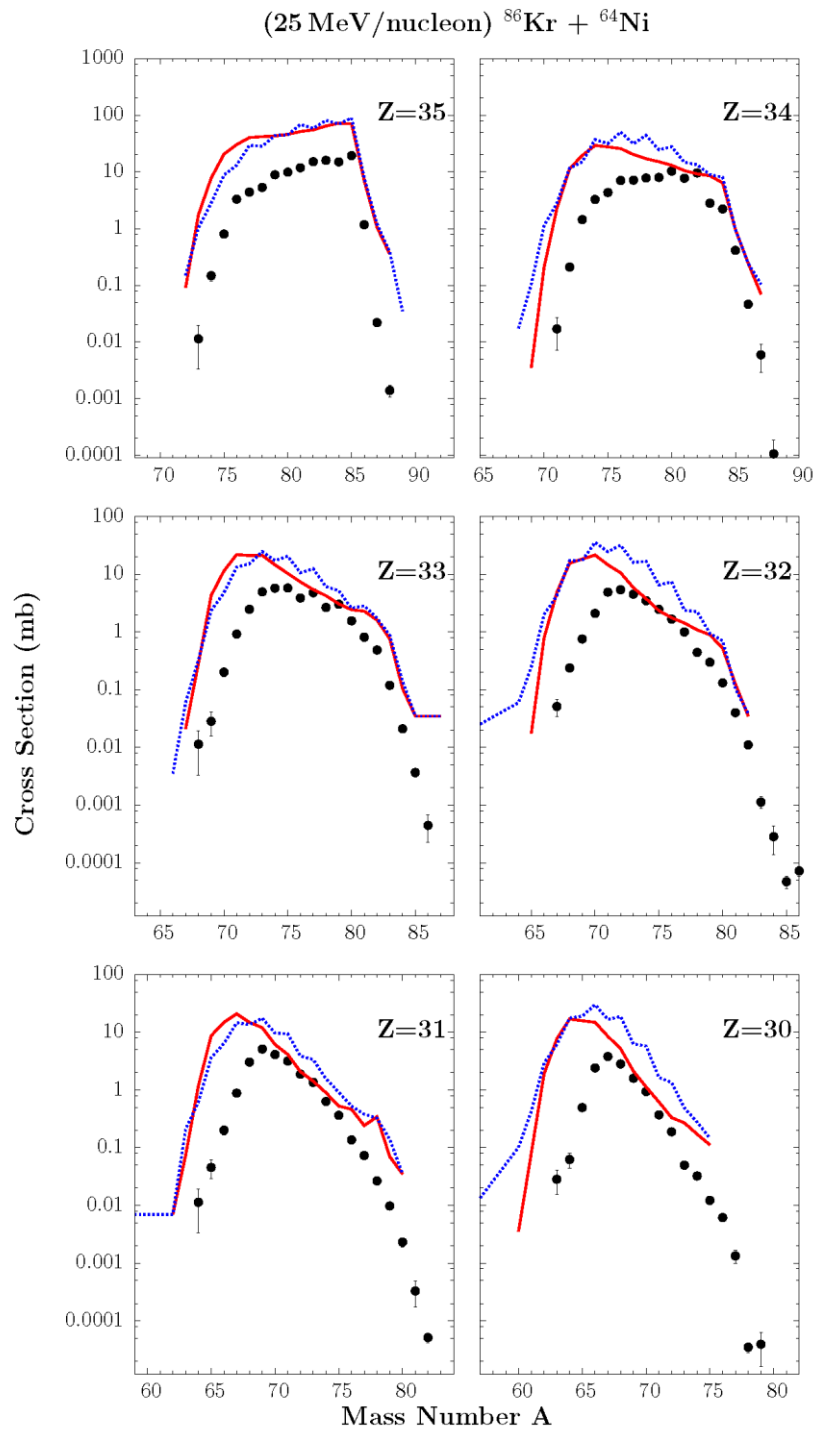


Σχήμα 4.4.3: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=26-29$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{112}\text{Sn}$  [38], συγκρινόμενες με τον υπολογισμό CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή)

Παρατηρούμε ότι τα ισότοπα με ατομικό αριθμό  $Z=26-29$  περιγράφονται πολύ ικανοποιητικά από τους υπολογισμούς του CoMD/SMM. Αντίθετα, στα ισότοπα με ατομικό αριθμό  $Z=36-39$  εμφανίζονται αποκλίσεις των υπολογισμών μας με τα πειραματικά δεδομένα, που πιθανώς οφείλονται εν μέρη σε πειραματικά σφάλματα των μετρήσεων.

#### 4.5 Αντίδραση $^{86}\text{Kr}(25 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$

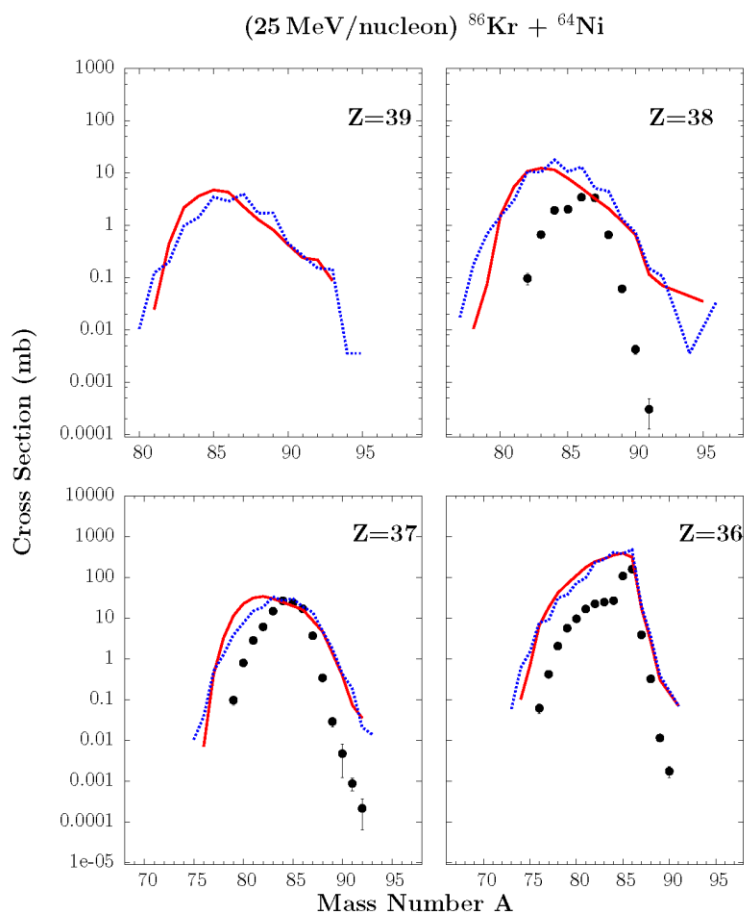
Έγινε περαιτέρω μελέτη για τις αντιδράσεις  $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$  και  $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$  στα 25 MeV/u. Το σχήμα 4.5.1 αναπαριστά τις κατανομές μαζών των πειραματικών δεδομένων με μαύρα σημεία της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$  στα 25 MeV/u [29] και των υπολογισμών του CoMD σε συνδυασμό με τα μοντέλα αποδιέγερσης SMM και GEMINI με συνεχή κόκκινη και διακεκομμένη μπλε γραμμή αντιστοίχως. Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα αυτά με τα αντίστοιχα αποτελέσματα της εργασίας [53] παρατηρούμε αρχικώς ότι οι υπολογιζόμενες ενεργές διατομές του CoMD εμφανίζονται μεγαλύτερες από αυτές του αρχικού καθώς επίσης και του τροποποιημένου DIT μοντέλου. Η συμπεριφορά και των δύο κωδίκων αποδιέγερσης είναι παρόμοια, κάτι που επίσης διαφέρει από τα αποτελέσματα του τροποποιημένου κώδικα DIT της εργασίας [53] σε συνδυασμό με αυτά τα δύο μοντέλα. Παρολαυτά, φαίνεται ότι για τα ισότοπα με  $Z=30-33$  ο CoMD μπορεί να περιγράψει καλύτερα την περιοχή των προϊόντων με περίσσεια νετρονίων, ενώ οι υψηλότερες ενεργές διατομές (κυρίως για τον SMM) που φαίνονται στα προϊόντα με περίσσεια πρωτονίων εμφανίζονται και στην εργασία [53] και απαιτούν περαιτέρω διερεύνηση.



Σχήμα 4.5.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [29], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή)

Στη συνέχεια θα διερευνήσουμε αν αυτή η συμπεριφορά επικρατεί και για ισότοπα τα οποία έχουν λάβει κατά την αντίδραση με το στόχο πρωτόνια

(εκτός από νετρόνια). Το σχήμα 4.5.2 παρουσιάζει τις κατανομές μαζών των πειραματικών δεδομένων με μαύρα σημεία και τους υπολογισμούς του CoMD σε συνδυασμό ξανά με τους κώδικες αποδιέγερσης SMM και GEMINI με την συνεχή κόκκινη και τη διακεκομμένη μπλε γραμμή αντιστοίχως. Παρατηρούμε ότι και σε αυτά τα ισότοπα έχουμε απόκλιση από τα πειραματικά αποτελέσματα. Έχουμε, όμως, σχετικά καλύτερη περιγραφή για τα  $Z=36$  ισότοπα, τα οποία είναι κοντά στο βλήμα  $^{86}\text{Kr}$ , κυρίως στην περιοχή προϊόντων πλούσιων σε νετρόνια. Βλέπουμε, λοιπόν, ότι αυτή η αντίδραση περιγράφεται επί του παρόντος επαρκέστερα με το τροποποιημένο φαινομενολογικό μοντέλο (DIT) σύμφωνα με την εργασία [53] σε σχέση με το μικροσκοπικό μοντέλο (CoMD).

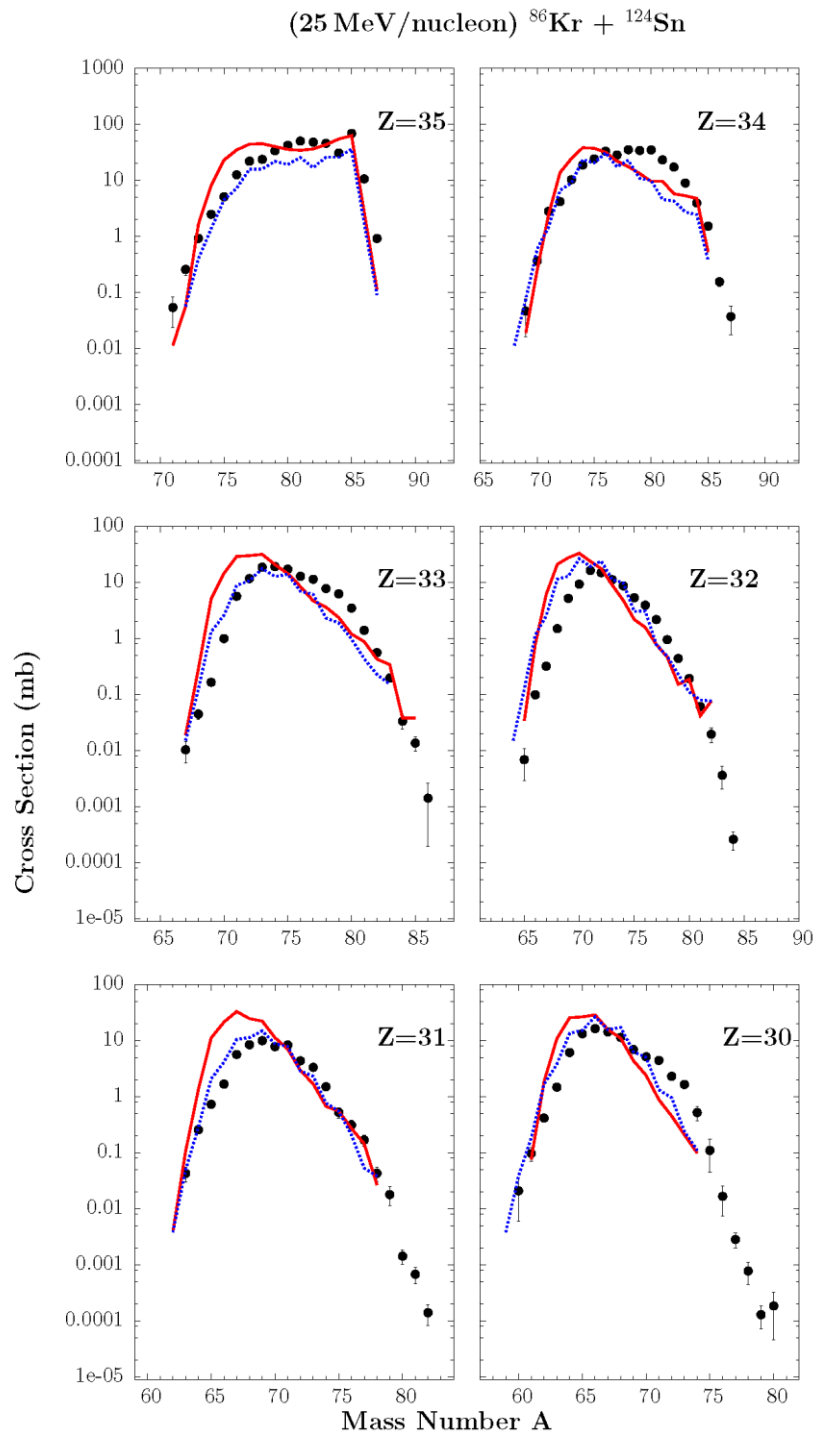


Σχήμα 4.5.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=36-39$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  [29], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή)



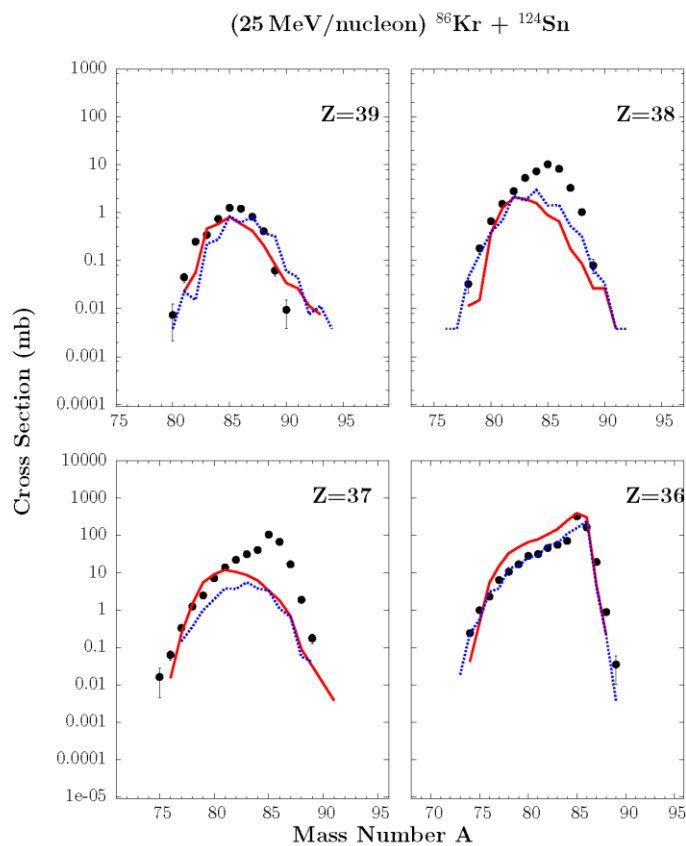
#### 4.6 Αντίδραση $^{86}\text{Kr}(25 \text{ MeV/u}) + ^{124}\text{Sn}$

Στο σχήμα 4.6.1 αναπαρίστανται τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$  στα 25 MeV/u [30] με μαύρα σημεία και οι υπολογισμοί του CoMD σε συνδυασμό με τους κώδικες αποδιέγερσης SMM και GEMINI με την συνεχή κόκκινη και διακεκομμένη μπλε γραμμή αντίστοιχα για τα ισότοπα με  $Z=30-35$ . Η συμφωνία των υπολογισμών μας με τα πειραματικά δεδομένα είναι ικανοποιητική. Οι λίγο υψηλότερες ενεργές διατομές για τα προϊόντα με περίσσεια πρωτονίων αντιστοιχούν στα αποτελέσματα που προέρχονται από την επιλογή του SMM ως κώδικα αποδιέγερσης. Ο SMM περιγράφει πολύ καλά τα προϊόντα που προέρχονται από τα διεγερμένα θραύσματα με μεγαλύτερη ενέργεια διέγερσης λόγω του ότι σε αυτές τις ενέργειες διέγερσης αρχίζει να λειτουργεί ο μηχανισμός αποδιέγερσης της πολλαπλής θραύσης. Σε λίγο χαμηλότερες ενέργειες διέγερσης των «θερμών» προϊόντων (hot quasiprojectiles), περίπου 1-2 MeV/u, ο GEMINI περιγράφει καλύτερα την αποδιέγερσή τους, λόγω του ότι περιγράφει το μηχανισμό αποδιέγερσης με διαδοχική δυαδική διάσπαση, κάτι που λείπει από το μοντέλο SMM. Επίσης, παρατηρούμε ότι το ισότοπο με  $Z=35$  (Br) περιγράφεται καλύτερα με τον συνδυασμό CoMD/SMM παρά με τον συνδυασμό CoMD/GEMINI. Όπως και στην αντίστοιχη αντίδραση των 15 MeV/u έτσι κι εδώ το CoMD μοντέλο περιγράφει επαρκώς τα πειραματικά δεδομένα της εργασίας [30], ενώ οι αντίστοιχες αντιδράσεις με το  $^{64}\text{Ni}$  περιγράφονται καλύτερα από αυτόν τον συνδυασμό κωδίκων στα 15 MeV/u παρά στα 25 MeV/u.



Σχήμα 4.6.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=30-35$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [30], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή)

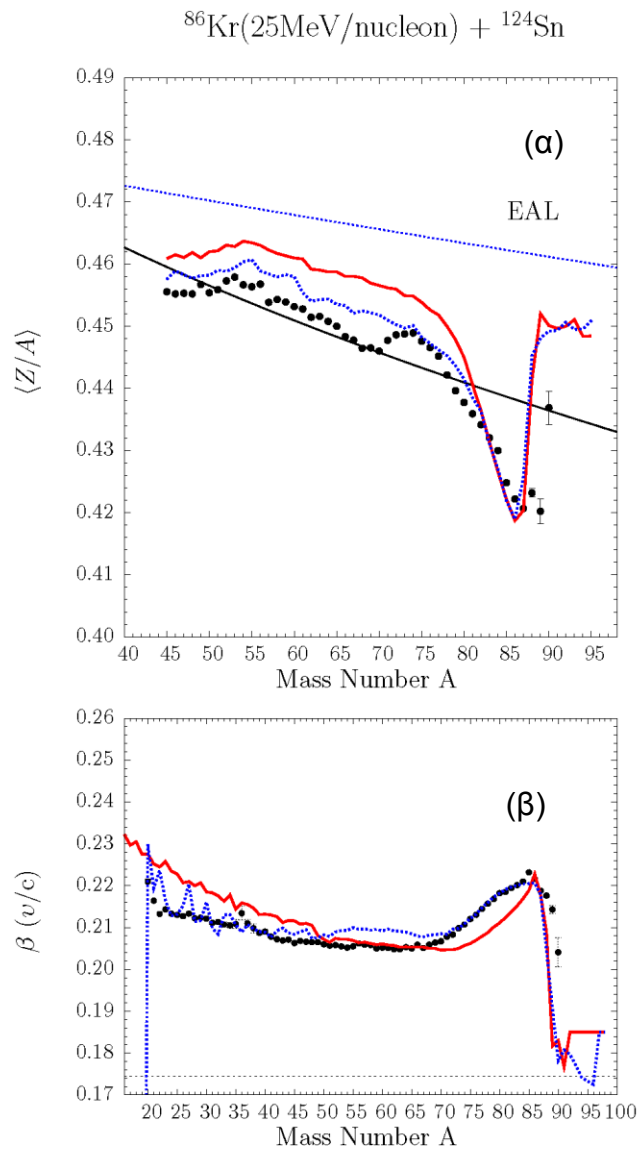
Στο σχήμα 4.6.2 αναπαρίστανται τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}(25 \text{ MeV/u}) + ^{124}\text{Sn}$  [30] με μαύρα σημεία και τα αποτελέσματα των υπολογισμών μας του CoMD σε συνδυασμό και πάλι με τους κώδικες αποδιέγερσης SMM και GEMINI με συνεχή κόκκινη και διακεκομμένη γραμμή αντιστοίχως για τα ισότοπα με  $Z=36-39$ . Παρατηρούμε ικανοποιητική περιγραφή τον CoMD για τη συγκεκριμένη αντίδραση για τα ισότοπα που έχουν συλλάβει και πρωτόνια μαζί με νετρόνια από τον πυρήνα στόχο. Συγκεκριμένα τα ισότοπα με  $Z=36$  περιγράφονται ικανοποιητικά και ειδικά οι υπολογισμοί με τον GEMINI περιγράφουν πολύ καλά τόσο τα προϊόντα με περίσσεια πρωτονίων όσο και τα προϊόντα με περίσσεια νετρονίων.



Σχήμα 4.6.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) με ατομικό αριθμό  $Z=36-39$  που παρατηρήθηκαν από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [30], συγκρινόμενες με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή)

Στη συνέχεια θα μελετήσουμε όπως και προηγουμένως τη συμπεριφορά της μέσης τιμής  $Z/A$  και της ταχύτητας των παραγόμενων θραυσμάτων βλήματος. Το πάνω διάγραμμα δείχνει τη μέση τιμή του λόγου  $Z/A$  ως προς το μαζικό αριθμό των νουκλιδίων. Τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$  στα 25 MeV/u αναπαρίστανται με μαύρα σημεία και συγκρίνονται με τα αποτελέσματα των υπολογισμών του CoMD σε συνδυασμό με τους κώδικες αποδιέγερσης SMM και GEMINI (συνεχής κόκκινη και διακεκομμένη μπλε γραμμή αντιστοίχως). Η συνεχής μαύρη γραμμή αντιπροσωπεύει τη γραμμή της β-σταθερότητας των νουκλιδίων. Τα προϊόντα που είναι του άμεσου ενδιαφέροντός μας είναι αυτά με πλεόνασμα νετρονίων και ειδικά τα προϊόντα με  $A=80-86$ . Βλέπουμε ότι και με τους δύο κώδικες αποδιέγερσης ο CoMD περιγράφει ικανοποιητικά τα πειραματικά δεδομένα στην περιοχή αυτή. Τα προϊόντα μικρότερης μάζας, όμως, τα οποία έχουν προέλθει από πολλαπλή θραύση ή από διαδοχική δυαδική διάσπαση, περιγράφονται καλύτερα με τον GEMINI. Αυτό ίσως οφείλεται στις χαμηλότερες ενέργειες διέγερσης των «θερμών» θραυσμάτων (περίπου 1-2 MeV/u) όπου υπερισχύει η διαδοχική δυαδική διάσπαση έναντι της πολλαπλής θραύσης, η οποία περιγράφεται καταλλήλως από τον GEMINI.

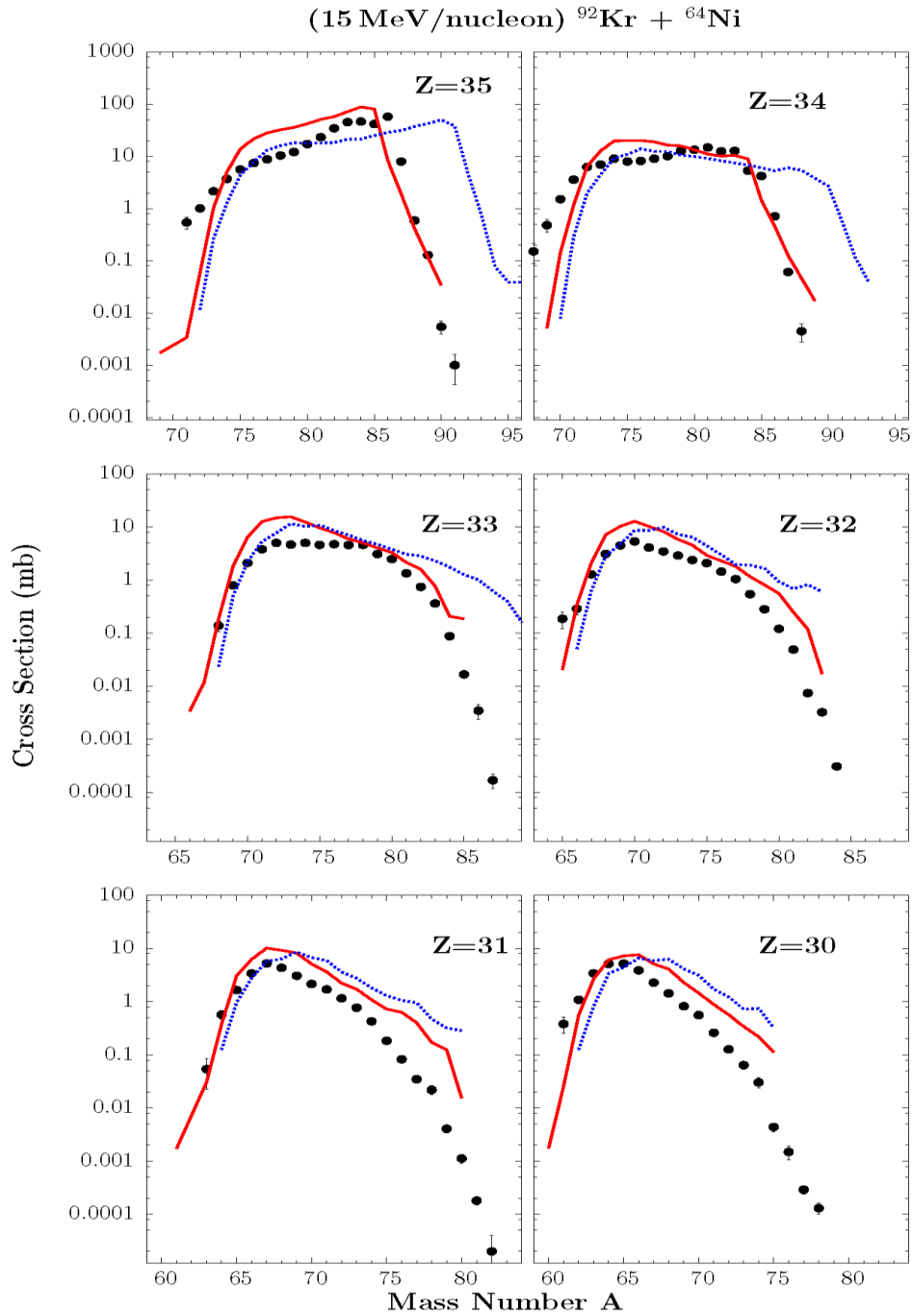
Το κάτω διάγραμμα της εικόνας 4.6.3 αναπαριστά τις μέσες ταχύτητες ως προς το μαζικό αριθμό των θραυσμάτων βλήματος από την αντίδραση  $^{86}\text{Kr} + ^{124}\text{Sn}$  στα 25 MeV/u. Τα πειραματικά δεδομένα φαίνονται με τα μαύρα σημεία και οι υπολογισμοί CoMD/SMM και CoMD/GEMINI αναπαρίστανται από τη συνεχή κόκκινη και διακεκομμένη μπλε γραμμή, αντίστοιχα. Οι μέχρι τώρα υπολογισμοί σε όλες τις αντιδράσεις των 15 MeV/u δεν ήταν ιδιαίτερα ικανοποιητικοί ως προς τις ταχύτητες. Παρατηρήσαμε, όμως, ότι οποιοσδήποτε από τους δύο δυναμικούς κώδικες συνδυαζόταν με τον GEMINI έτεινε να τις περιγράφει καλύτερα. Σε αυτό το διάγραμμα βλέπουμε ικανοποιητική περιγραφή των ταχυτήτων των πειραματικών δεδομένων ειδικά για την περιοχή των προϊόντων με  $A=70-87$ . Ο CoMD σε συνδυασμό με τον SMM εξακολουθεί να μη δίνει ικανοποιητική περιγραφή των ταχυτήτων των προϊόντων. Βέβαια, το γεγονός το ίδιο ζεύγος κωδίκων για την ίδια αντίδραση σε διαφορετική ενέργεια βγάζει διαφορετικά αποτελέσματα θέλει περαιτέρω διερεύνηση.



Σχήμα 4.6.3: α) (Πάνω διάγραμμα) Μέση τιμή του λόγου  $Z/A$  ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [30] για τα πειραματικά δεδομένα (μαύρα σημεία), σε σύγκριση με τους υπολογισμούς CoMD/SMM (συνεχής κόκκινη γραμμή) και CoMD/GEMINI (διακεκομμένη μπλε γραμμή). β) (Κάτω διάγραμμα) Μέση ταχύτητα σε (σε  $v/c$ ) ως προς το μαζικό αριθμό  $A$  της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  [30] με την ίδια αντιστοιχία γραμμών για τα πειραματικά σημεία και τους υπολογισμούς.

#### 4.7 Αντίδραση ραδιενεργού δέσμης $^{92}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u})$ με $^{64}\text{Ni}$

Ύστερα από όλη τη συστηματική μελέτη που προηγήθηκε για τις διάφορες αντιδράσεις, θέλαμε να δούμε τι αποτελέσματα περιμένουμε χρησιμοποιώντας ραδιενεργό δέσμη, η οποία να είναι πλούσια σε νετρόνια. Στο σχήμα 4.7.1 φαίνονται τα πειραματικά δεδομένα με μαύρα σημεία και οι υπολογισμοί CoMD/SMM με συνεχή κόκκινη γραμμή για την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$ . Με τη μπλε διακεκομμένη γραμμή αναπαρίστανται οι υπολογισμοί για την αντίδραση  $^{92}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$ . Παρατηρούμε ότι με το  $^{92}\text{Kr}$  ως δέσμη περιμένουμε παραγωγή ακόμη πιο πλούσιων νουκλιδίων, περίπου με την ίδια πιθανότητα. Το γεγονός αυτό, όμως, ισχύει κυρίως για τα ισότοπα που είναι κοντά στη μάζα του βλήματος. Παρατηρούμε ότι στα ισότοπα που βρίσκονται μακριά από τη μάζα του βλήματος εμφανίζονται μεν λίγο αυξημένες οι ενεργές διατομές, αλλά οι διαφορές των υπολογισμών του  $^{92}\text{Kr}$  σε σχέση με τους υπολογισμούς με το  $^{86}\text{Kr}$  είναι σχετικά μικρές. Παρολαυτά, παρατηρούμε ότι στο ισότοπο του Br ( $Z = 35$ ) εμφανίζονται προϊόντα τα οποία έχουν μέχρι και 11 ( $A = 96$ ) νετρόνια περισσότερα από το αντίστοιχο σταθερό ισότοπο ( $A = 85$ ). Αυτό η παρατήρηση ενισχύει την άποψη ότι με τη χρήση ραδιενεργών δεσμών πλούσιων σε νετρόνια σε μελλοντικά πειράματα, και μέσω του μηχανισμού των περιφερειακών αντιδράσεων, θα έχουμε τη δυνατότητα να παράγουμε ακόμη πιο πλούσια σε νετρόνια νουκλίδια προς την πλευρά της γραμμής κόρου των νετρονίων. Για τη συγκεκριμένη αντίδραση με τη ραδιενεργό δέσμη παρουσιάζουμε και τον πίνακα 4.7.1. Στον πίνακα αυτόν δείχνονται οι προβλεπόμενες ενεργές διατομές και ο ρυθμός παραγωγής των ισοτόπων πλούσιων σε νετρόνια για την αντίδραση  $^{92}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$ . Για τα αποτελέσματα αυτά έχουμε υποθέσει ότι η δέσμη του  $^{92}\text{Kr}$  έχει ένταση 0.5 p nA (particle nano Amperes) δηλαδή  $\sim 3 \times 10^9$  σωματίδια/s. Υποθέσαμε επίσης ότι ο στόχος του  $^{64}\text{Ni}$  έχει πάχος  $20 \text{ mg/cm}^2$ . Άρα, βλέπουμε ότι έχουμε τη δυνατότητα, μέσω των περιφερειακών αντιδράσεων, να παράγουμε ισότοπα πολύ πλούσια σε νετρόνια κάνοντας την κατάλληλη επιλογή δέσμης και στόχου σε αυτές τις ενέργειες.



Σχήμα 4.7.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος (μαύρα σημεία) για την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$ , υπολογισμοί CoMD/SMM για την αντίδραση  $^{86}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$  (κόκκινη συνεχής γραμμή), υπολογισμοί CoMD/SMM για την αντίδραση  $^{92}\text{Kr}(15 \text{ MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$  (διακεκομένη μπλε γραμμή).

Rare isotope	Reaction Channel	Cross Section (mb)	Rates (s <sup>-1</sup> )
<sup>93</sup> Kr	- 0p + 1n	18.8	1.1 × 10 <sup>4</sup>
<sup>94</sup> Kr	- 0p + 2n	2.3	1.3 × 10 <sup>3</sup>
<sup>95</sup> Kr	- 0p + 3n	0.63	3.8 × 10 <sup>2</sup>
<sup>96</sup> Kr	- 0p + 4n	0.20	1.2 × 10 <sup>2</sup>
<sup>92</sup> Br	- 1p + 1n	4.5	2.7 × 10 <sup>3</sup>
<sup>93</sup> Br	- 1p + 2n	0.75	4.5 × 10 <sup>2</sup>
<sup>94</sup> Br	- 1p + 3n	0.078	47
<sup>95</sup> Br	- 1p + 4n	0.039	23
<sup>96</sup> Br	- 1p + 5n	0.008	5
<sup>90</sup> Se	- 2p + 0n	2.70	1.6 × 10 <sup>3</sup>
<sup>91</sup> Se	- 2p + 1n	0.60	3.5 × 10 <sup>2</sup>
<sup>92</sup> Se	- 2p + 2n	0.12	70
<sup>93</sup> Se	- 2p + 3n	0.039	23

Πίνακας 4.7.1: Προβλεπόμενες ενεργές διατομές και ρυθμοί παραγωγής των ισωτόπων πλούσιων σε νετρόνια για την αντίδραση <sup>92</sup>Kr(15 MeV/u) + <sup>64</sup>Ni.



#### 4.8 Ανακεφαλαίωση και συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία, κάναμε μία συστηματική σειρά υπολογισμών ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος που προέρχονται από περιφερειακές αντιδράσεις βαρέων ιόντων σε ενέργειες δέσμης 15 και 25 MeV/u. Συγκεκριμένα παρουσιάστηκαν οι υπολογισμοί για τις αντιδράσεις  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{58,64}\text{Ni}$ ,  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{112,124}\text{Sn}$ ,  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  και  $^{86}\text{Kr}$  (25 MeV/u) +  $^{124}\text{Sn}$  με το μικροσκοπικό μοντέλο CoMD σε συνδυασμό με τους κώδικες αποδιέγερσης SMM και GEMINI, καθώς και με το φαινομενολογικό μοντέλο DIT σε συνδυασμό με τα ίδια μοντέλα αποδιέγερσης. Σημειώνουμε ότι είναι η πρώτη φορά που χρησιμοποιήθηκε ο μικροσκοπικός CoMD κώδικας για την περιγραφή περιφερειακών αντιδράσεων βαρέων ιόντων. Παρατηρήσαμε ότι τα αποτελέσματα που δίνει ο CoMD για μεγάλο αριθμό ισοτόπων συμφωνούν ικανοποιητικά με τα πειραματικά δεδομένα. Τα προϊόντα στα οποία δόθηκε έμφαση ήταν αυτά που έχουν αποβάλει πρωτόνια και ταυτόχρονα έχουν συλλάβει νετρόνια από τον πυρήνα στόχο. Η πολύ καλή περιγραφή των ενεργών διατομών από τον CoMD ακόμη και των σπάνιων προϊόντων που έχουν συλλάβει μέχρι και 7-8 νετρόνια από τον στόχο είναι σημαντική επιτυχία της παρούσας θεωρητικής προσέγγισης. Μερικές μικρές διαφορές που παρατηρήθηκαν μεταξύ των κωδίκων αποδιέγερσης οφείλονται στις ενέργειες διέγερσης των διεγερμένων νουκλιδίων, επειδή ο μεν SMM περιγράφει το μηχανισμό αποδιέγερσης της πολλαπλής θραύσης, ενώ ο GEMINI περιγράφει το μηχανισμό αποδιέγερσης της διαδοχικής δυαδικής διάσπασης, κάτι που δεν μπορεί να περιγράψει ο SMM. Επίσης κάναμε και μία σειρά υπολογισμών και με το φαινομενολογικό μοντέλο DIT καθώς και με την τροποποιημένη έκδοση αυτού το DITm. Τα αποτελέσματα του DIT περιγράφουν καλά τα πολύ ελαφρά προϊόντα, αλλά δεν μπορούσαν να περιγράψουν ικανοποιητικά τα σπάνια προϊόντα με νετρονική περίσσεια. Αυτό το πρόβλημα λύθηκε, όπως είδαμε, χρησιμοποιώντας τον DITm, ο οποίος περιγράφει ακριβέστερα το νετρονικό δέγμα και γενικώς την επιφάνεια των πυρήνων. Ειδικά τα αποτελέσματα της αντίδρασης  $^{86}\text{Kr}$  (15 MeV/u) +  $^{64}\text{Ni}$  ήταν ιδιαίτερα ικανοποιητικά. Καταλάβαμε, επίσης, ότι πρέπει να υπολογισθούν όλες οι θεμελιώδεις καταστάσεις όλων των δέσμιων νουκλιδίων με τον CoMD, για να αντιμετωπιστεί αυτοσυνεπώς το θέμα των αρνητικών ενεργειών

διέγερσης και έτσι να εξαλειφθούν μερικές αποκλίσεις στις κατανομές μαζών, κυρίως για τα πολύ σπάνια προϊόντα. Παρατηρήσαμε, επίσης, από τους υπολογισμούς της αντίδρασης  $^{92}\text{Kr}(15\text{MeV/u}) + ^{64}\text{Ni}$  ότι με τη χρήση πλούσιων σε νετρόνια ραδιενεργών δεσμών θα έχουμε τη δυνατότητα, σε μελλοντικά πειράματα, να παράγουμε νουκλίδια πολύ πλούσια σε νετρόνια. Αυτό το πιστοποιούν ως ένα βαθμό και οι προβλεπόμενες ενεργές διατομές και ρυθμοί παραγωγής των σπανίων αυτών ισοτόπων. Ήδη υπάρχουν κάποιες αρχικές ενδείξεις από την ερευνητική ομάδα μας ότι ο CoMD μπορεί να περιγράψει και εντελώς διαφορετικούς μηχανισμούς πυρηνικών αντιδράσεων, όπως αυτόν της σχάσης [65]. Επομένως, βλέπουμε ότι διαθέτουμε ένα μικροσκοπικό μοντέλο το οποίο μπορεί να περιγράψει αυτοσυνεπώς το δυναμικό στάδιο για οποιοδήποτε μηχανισμό πυρηνικών αντιδράσεων, καθώς κι ένα φαινομενολογικό μοντέλο το οποίο μπορεί να περιγράψει ικανοποιητικά περιφερειακές πυρηνικές αντιδράσεις βαρέων ιόντων. Αυτό μας δίνει τη δυνατότητα να μπορούμε να προβλέψουμε πολύ σπάνια προϊόντα, τα οποία είναι πλούσια σε νετρόνια. Το γεγονός αυτό είναι πολύ σημαντικό, επειδή μπορούμε να προτείνουμε μεθόδους παραγωγής σπανίων ραδιενεργών δεσμών βαρέων ιόντων οι οποίες είναι πλούσιες σε νετρόνια (RIB - radioactive Ion Beams) που αποτελεί σήμερα ένα από τα φλέγοντα θέματα στο συγκεκριμένο κλάδο της πυρηνικής επιστήμης. Μέσω τέτοιων αποτελεσμάτων μπορούμε να κάνουμε προτάσεις για μελλοντικά πειράματα σε διάφορες επιταχυντικές εγκαταστάσεις όπως οι [12-19]. Επίσης, μέσω της προσπάθειας εξήγησης της παραγωγής πλούσιων σε νετρόνια ισοτόπων μας δίνεται η δυνατότητα να προχωρήσουμε στην περαιτέρω θεωρητική και πειραματική μελέτη της καταστατικής εξίσωσης της ασύμμετρης πυρηνικής ύλης, η οποία είναι ένα βασικό στοιχείο για την εξήγηση διαφόρων αστροφυσικών φαινομένων όπως οι υπερκενοφανείς αστέρες (supernovae) και οι αστέρες νετρονίων. Επιπλέον, μας δίνεται η δυνατότητα να εξερενήσουμε σε ακόμη μεγαλύτερο βαθμό τον τρόπο παραγωγής σπανίων νουκλιδίων στην άγνωστη περιοχή προς τη γραμμή κόρου των νετρονίων. Το γεγονός ότι μπορούμε μέσω των αποτελεσμάτων των αντιδράσεων βαρέων ιόντων από τα εργαστήρια των επιταχυντών να μελετήσουμε φαινόμενα αστροφυσικής κλίμακας είναι επίσης ένα από τα θέματα ιδιαίτερου ερευνητικού ενδιαφέροντος στον τομέα της πυρηνικής φυσικής.

## ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [1] J. Aysto, W. Nazarewicz, M. Pfutzner, and C. Signorini (Editors), Coordinate-space hartree-fock-bogoliubov description of superfluids Fermi systems, in *Proceedings of the Fifth International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM'08), Ryn, Poland, September 7-13 (2008)* [Eur. Phys. J. A, **42** (2009)].
- [2] C. Sneden and J.J. Cowan, Genesis of the heaviest elements in the milky way galaxy, *Science* **299**, 70 (2003).
- [3] K. Langanke and M. Wiescher, Nuclear reactions and stellar processes, *Rep. Prog. Phys.* **64**, 1657 (2001).
- [4] H.-T. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martinez-Pinedo, and B. Muller, Theory of core collapse supernovae, *Phys. Rep.* **442**, 38 (2007).
- [5] P. Danielewicz, R. Lacey, and W.G. Lynch, Determination of the equation of state of dense matter, *Science* **298**, 1592 (2002).
- [6] B.-A. Li, L.W. Chen, and C.M. Ko, Recent progress and new challenges in isospin physics with heavy-ion reactions, *Phys. Rep.* **464**, 113 (2008).
- [7] D.V. Shetty, S.J. Yennello, and G.A. Souliotis, Erratum: Density dependence of the symmetry energy and the nuclear equation of state: A dynamical and statistical model perspective, *Phys. Rev. C* **76**, 024606 (2007).
- [8] V. Baran *et al.*, Reaction Dynamics with exotic nuclei, *Phys. Rep.* **410**, 335 (2005).
- [9] A.R. Raduta and F. Gulminelli, Statistical description of complex nuclear phases in supernovae and proton-neutron stars, *Phys. Rev. C* **82**, 065801 (2010).
- [10] C.J. Pethick and D.G. Ravenhall, Matter at large neutron excess and the physics of neutron-star crusts, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45** 429 (1995).
- [11] J.M. Lattimer and M. Prakash, Neutron star observations: Prognosis of equation of state constraints, *Phys. Rep.* **442**, 109 (2007).
- [12] *Scientific opportunities with Rare-Isotope Facility in the United States* ( National Academies Press, Washington, DC, 2007).
- [13] D.F. Geesaman, C.K. Gelbke, R.V.F. Janssens, and B.M. Sherrill, Physics of a rare isotope accelerator, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **56**, 53 (2006).
- [14] FRIB main page [[www.frib.msu.edu](http://www.frib.msu.edu)].
- [15] GANIL main page [[www.ganil.fr](http://www.ganil.fr)].
- [16] GSI main page [[www.gsi.de](http://www.gsi.de)].
- [17] RIBF main page [[www.rarf.riken.go.jp/Eng/facilities/RIBF.html](http://www.rarf.riken.go.jp/Eng/facilities/RIBF.html)].
- [18] ATLAS main page [[www.phy.anl.gov/atlas/facility/index/html](http://www.phy.anl.gov/atlas/facility/index/html)].
- [19] EURISOL main page [[www.eurisol.org](http://www.eurisol.org)].

- [20] H. Geissel and G. Munzenberg, Secondary exotic nuclear beams, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 163 (1995).
- [21] A. Kelic, M.V. Ricciardi, and K.H. Schmidt, Results obtained with ABLA07, *Bulgarian Nuclear Society Transactions* **13**, 98 (2009).
- [22] H. Alvarez-Pol *et al.*, Production of neutron-rich isotopes of heavy elements in fragmentation reactions of  $^{238}\text{U}$  projectiles at 1 AGeV, *Phys. Rev. C* **82**, 041602 (2010).
- [23] O.B. Tarasov *et al.*, Production of very neutron-rich nuclei with a Ge76 beam, *Phys. Rev. C* **80**, 034609 (2009).
- [24] S. Lukyanov *et al.*, Projectile fragmentation of radioactive beams of Ni68, Cu69, and Zn72, *Phys. Rev. C* **80**, 014609 (2009).
- [25] V.V. Volkov, Deep inelastic transfer reactions – The new type of reactions between complex nuclei, *Phys. Rep.* **44**, 93 (1978).
- [26] L. Corradi, G. Pollarolo, and S. Szilner, Multinucleon transfer processes in heavy-ion reactions, *J. Phys. G* **36**, 113101 (2009).
- [27] M. Veselsky *et al.*, Effect of nucleon exchange on projectile multifragmentation in the reactions of  $^{28}\text{Si} + ^{112}\text{Sn}$  and  $^{124}\text{Sn}$  at 30 and 50 MeV/nucleon, *Phys. Rev. C* **62**, 064613 (2000).
- [28] M. Veselsky *et al.*, Production mechanism of nuclei in violent collisions in the Fermi energy domain, *Nucl. Phys. A* **705**, 193 (2002).
- [29] G.A. Souliotis *et al.*, Enhanced production of neutron-rich rare isotopes in the reaction of 25 MeV/nucleon  $^{86}\text{Kr}$  on  $^{64}\text{Ni}$ , *Phys. Lett. B* **543**, 163 (2002).
- [30] G.A. Souliotis *et al.*, Enhanced production of neutron-rich rare isotopes in peripheral collisions at Fermi energies, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 022701 (2003).
- [31] G.A. Souliotis *et al.*, Production and separation of neutron-rich rare isotopes around and below the Fermi energy, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **204**, 166 (2003).
- [32] G.A. Souliotis *et al.*, Neutron-rich rare isotope production in the Fermi energy domain and application to the Texas A&M radioactive beam upgrade, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B* **266**, 4692 (2008).
- [33] H. Fuchs and K. Mohring, Heavy-ion break-up processes in the Fermi energy range, *Rep. Prog. Phys.* **57**, 231 (1994).
- [34] L. Tassan-Got and C. Stefan, Deep inelastic transfers. A way to dissipate energy and angular momentum for reactions in the Fermi energy domain, *Nucl. Phys. A* **524**, 121 (1991).
- [35] M. Veselsky and G.A. Souliotis, Effect of nuclear periphery on nucleon transfer in peripheral collisions, *Nucl. Phys. A* **765**, 252 (2006).
- [36] M. Veselsky and G.A. Souliotis, Production of exotic nuclei in peripheral nucleon-nucleus collisions below 10 AMeV, *Nucl. Phys. A* **872**, 1 (2011).
- [37] Texas A&M Cyclotron Institute main page [[cyclotron.tamu.edu](http://cyclotron.tamu.edu)].

- [38] G.A. Souliotis *et al.*, Approaching neutron-rich nuclei towards r-process path in peripheral heavy-ion collisions at 15 MeV/nucleon, Phys. Rev. C **84**, 064607 (2011).
- [39] M. Papa *et al.*, Constrained molecular dynamics approach to fermionic systems, Phys. Rev. C **64**, 024612 (2001).
- [40] J.P. Bondorf *et al.*, Statistical multifragmentation of nuclei, Phys. Rep. **257** (1995) 133
- [41] R. Charity *et al.*, Systematics of complex fragment emission in niobium-induced reactions, Nucl. Phys. A. **483** (1988) 371.
- [42] R.E. Tribble, R.H. Burch, and C.A. Gagliardi, MARS: a momentum achromat recoil spectrometer, Nucl. Instrum. Methods A **285**, 441 (1989).
- [43] W.W. Wilcke *et al.*, Reaction parameters for heavy-ion collisions, At. Data Nucl. Data Tables **25**, 389 (1980).
- [44] D. Swan, J. Yurkon, and D.J. Morrissey, A simple two-dimensional PPAC, Nucl. Instrum. Methods A **348**, 314 (1994).
- [45] G.A. Souliotis, K. Hanold, W. Loveland, I. Lhenry, D.J. Morrissey, A.C. Veeck, and G.J. Wozniak, Heavy residue formation in 20 MeV/nucleon  $^{197}\text{Au} - ^{12}\text{C}$  and  $^{197}\text{Au} - ^{27}\text{Al}$  collisions, Phys. Rev. C **57**, 3129 (1998).
- [46] F. Hubert, R. Bimbot, and H. Gauvin, Range and stopping-power tables for 2.5 – 500 MeV/nucleon heavy ions in solids, At. Data Nucl. Data Tables **46**, 1 (1990).
- [47] F. Hubert, R. Bimbot, and H. Gauvin, Semi-empirical formulae for heavy ion stopping powers in solids in the intermediate energy range, Nucl. Instrum. Methods B **36**, 357 (1989).
- [48] A. Leon *et al.*, Charge state distributions of heavy ions, At. Data Nucl. Data Tables **69**, 217 (1998).
- [49] J. Randrup, Mass transport in nuclear collisions, Theory of transfer induced transport in nuclear collisions, Transport of angular momentum in damped nuclear reactions, Nucl. Phys. A **307** (1978) 319 ; A **327** (1979) 490 ; A **383** (1982) 468.
- [50] S.K. Samaddar, J.M. De and K. Krishan, Thermal equilibrium in strongly damped collisions, Phys. Rev. C **31** (1985) 1053.
- [51] A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure, vol.1 (Benjamin, New York, 1969) p.289
- [52] A.H. Wapstra, G. Audi, The 1983 atomic mass evaluation, (i), Atomic mass table, Nucl. Phys. A **432** (1985) 1.
- [53] M. Veselsky, G.A. Souliotis, Effect of nuclear periphery on nucleon transfer in peripheral collisions, Nucl. Phys. A **765** (2006) 252.
- [54] W.D. Myers, W.J. Swiatecki, Nuclear masses and deformations, Nucl. Phys. A **81** (1966) 1

- [55] M. Papa, T. Maruyama, A. Bonasera, Constrained molecular dynamics approach to fermionic systems, *Phys. Rev. C* **64**, 024612 (2001).
- [56] A. Bonasera, F. Gulminelli, and J. Molitoris, The Boltzmann equation at the borderline. A decade of Monte Carlo simulations of a quantum kinetic equation, *Phys. Rep.* **243**, 1 (1994).
- [57] G.F. Bertsch and S. Das Gupta, A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions, *Phys. Rep.* **160**, 189 (1988).
- [58] A. Bonasera, M. Bruno, C.O. Dorso, and P.F. Mastinu, Critical phenomena in nuclear fragmentation, *Riv. Nuovo Cimento* **23**, 1 (2000).
- [59] J. Aichelin, “Quantum” molecular dynamics – A dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions, *Phys. Rep.* **202**, 233 (1991).
- [60] H. Feldmeier, Fermionic molecular dynamics, *Nucl. Phys. A* **515**, 147 (1990).
- [61] Για μία ανασκόπηση δείτε το H. Feldmeier and Jurgen Schnack, Molecular dynamics for fermions, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 655 (2000).
- [62] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi, Fragment formation studied with antisymmetrized version of molecular dynamics with two-nucleon collisions, *Phys. Rev. Lett* **68**, 2898 (1992).
- [63] L.G. Moretto, Statistical emission of large fragments: A general Theoretical approach, *Nucl. Phys. A* **247** (1975) 211.
- [64] J. Lestone, Temperature dependence of the level density parameter, *Phys. Rev. C* **52** (1995), 118.
- [65] N. Vonta, G.A. Souliotis, P.N. Fountas, A. Bonasera, M. Veselsky, Microscopic Calculations of Low-Energy Fission within the CoMD (Constrained Molecular Dynamics) Model, Poster presentation in HNPS 2013, 22<sup>nd</sup> Annual Symposium Hellenic Nuclear Physics Society