



ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ
Εθνικόν και Καποδιστριακόν
Πανεπιστήμιον Αθηνών
— ΙΔΡΥΘΕΝ ΤΟ 1837 —

ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ

ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΧΗΜΕΙΑΣ

ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΣΠΟΥΔΩΝ «ΧΗΜΕΙΑΣ»

ΕΙΔΙΚΕΥΣΗ «ΦΥΣΙΚΟΧΗΜΕΙΑ»

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ

**Μελέτη των Ενεργών Διατομών και των Κατανομών Ορμής
Θραυσμάτων Βλήματος της Αντιδράσεως Βαρέων Ιόντων**

^{86}Kr (15 MeV/νουκλεόνιο) με ^{64}Ni

**ΣΤΕΡΓΙΟΣ ΚΟΥΛΟΥΡΗΣ
ΧΗΜΙΚΟΣ**

ΑΘΗΝΑ

ΙΟΥΛΙΟΣ 2020

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ

Μελέτη των Ενεργών Διατομών και των Κατανομών Ορμής Θραυσμάτων Βλήματος της Αντιδράσεως Βαρέων Ιόντων ^{86}Kr (15 MeV/νουκλεόνιο) με ^{64}Ni

ΟΝΟΜΑΤΕΠΩΝΥΜΟ

ΣΤΕΡΓΙΟΣ ΚΟΥΛΟΥΡΗΣ

A.M.: 181904

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ:

Γεώργιος Α. Σουλιώτης, Καθηγητής ΕΚΠΑ

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

Γεώργιος Α. Σουλιώτης, (Καθηγητής Τμήματος Χημείας ΕΚΠΑ)

Αθανάσιος Τσεκούρας, (Επίκουρος Καθηγητής Τμήματος Χημείας ΕΚΠΑ)

Νικόλαος Νικολής, (Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής Πανεπιστημίου Ιωαννίνων)

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα εργασία, παρουσιάζεται η πρόσφατη προσπάθεια μελέτης της παραγωγής καθώς και των κατανομών ορμής πυρήνων πλούσιων σε νετρόνια (neutron-rich nuclei), οι οποίοι παράγονται από την αντίδραση βαρέων ιόντων ^{86}Kr με ^{64}Ni σε ενέργεια δέσμης 15 MeV/νουκλεόνιο. Τα πειραματικά δεδομένα ελήφθησαν από παλαιότερη ερευνητική δραστηριότητα της ομάδας μας με το φασματογράφο μάζας MARS του Ινστιτούτου Κύκλωτρου στο πανεπιστήμιο Texas A&M της Αμερικής. Τα δεδομένα αυτά συγκρίνονται στην εργασία με υπολογισμούς οι οποίοι βασίζονται σε μια προσέγγιση δύο βημάτων. Πρώτα, για να γίνει η περιγραφή του δυναμικού σταδίου της αντίδρασης χρησιμοποιούνται το φαινομενολογικής φύσεως μακροσκοπικό μοντέλο DIT καθώς και το μικροσκοπικό μοντέλο CoMD. Ακολουθώντας, για το στάδιο της αποδιέγερσης των θερμών πρωτογενών θραυσμάτων χρησιμοποιούνται τα στατιστικά μοντέλα SMM και GEMINI, με τους υπολογισμούς του δεύτερου να παρουσιάζονται τελικώς σε αυτή την εργασία.

Η μελέτη των κατανομών ορμής είναι μια πρωτότυπη ερευνητική δραστηριότητα στο υπό μελέτη πεδίο ενεργειών και δύναται να ρίξει φως σε πολλά ερωτήματα που υπάρχουν ακόμη στην ερευνητική κοινότητα. Η ορμή ως μέτρο της ενεργειακής υποβάθμισης μιας διεργασίας δύναται να δώσει σημαντικές πληροφορίες για το ποιος μηχανισμός κυριαρχεί εν τέλει στη παραγωγή των ενδιαφέροντων θραυσμάτων. Τέλος, λόγω της τάσης της σύγχρονης ερευνητικής δραστηριότητας για παραγωγή βαρύτερων του βλήματος χημικών στοιχείων πλούσιων σε νετρόνια στο πεδίο των ενδιαμέσων ενεργειών μέσα από τις αντιδράσεις πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων, δίνεται ιδιαίτερη έμφαση στη παρούσα εργασία στις κατανομές ορμής και τις ενεργές διατομές αυτών.

ΘΕΜΑΤΙΚΗ ΠΕΡΙΟΧΗ: Πυρηνικές Αντιδράσεις Βαρέων Ιόντων, Παραγωγή Σπανίων Ισοτόπων

ΛΕΞΕΙΣ ΚΛΕΙΔΙΑ: Αντιδράσεις Βαρέων Ιόντων, Κατανομές Ορμών, Ενεργός Διατομή, Πολλαπλή Μεταφορά Νουκλεονίων, Θραύσματα Βλήματος

ABSTRACT

In the present work, recent efforts to study the production cross-sections as well as the momentum distributions of neutron-rich nuclei, which are produced from the heavy ion reaction induced by a 15 MeV/nucleon beam of ^{86}Kr with ^{64}Ni as a target. Experimental data were obtained from the previous work of our group with the MARS mass spectrometer at the Cyclotron Institute of Texas A&M University. The experimental data are compared with model calculations based on a two-step approach in which the dynamical stage of the collision is described with the phenomenological macroscopic Deep-Inelastic Transfer model (DIT) and also with the microscopic Constrained Molecular Dynamics model (CoMD). The de-excitation of the hot heavy projectile-like fragments is performed with the Statistical Multifragmentation Model (SMM) and the binary decay model GEMINI, with the calculations of the latter being finally presented in this work.

The study of the momentum distributions is an original research activity in the field under study and is expected to shed light on many questions that still exist in the research community. The momentum, as a measure of the energy dissipation of a process, can provide important information on which mechanism ultimately dominates the production of the fragments of interest. Finally, due to the trend of modern research activity towards the production of heavier than the projectile neutron-rich nuclei in the field of intermediate energies through multinucleon transfer reactions, special emphasis is given to the present work on their momentum distributions and cross sections.

SUBJECT AREA: Heavy Ion Nuclear Reactions, Rare Isotope Production

KEYWORDS: Heavy Ion Nuclear Reactions, Momentum Distributions, Cross Section, Multinucleon Transfer, Projectile-like Fragments

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα ήθελα στο σημείο αυτό να ευχαριστήσω εγκάρδια τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Σουλιώτη Γεώργιο, για την εξαιρετική και πολυετή συνεργασία μας, την έμπνευση και τις γνώσεις που μου έχει μεταδώσει όλο αυτό το καιρό, καθώς επίσης και για τις συμβουλές του, οι οποίες αποτελούν πυξίδα για τα επόμενά μου βήματα.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ στους γονείς μου Ολυμπία και Γιάννη για την υπομονή τους, την αμέριστη συμπαράσταση και στήριξή τους σε κάθε πτυχή της ζωής μου και πάνω από όλα, την αγάπη τους. Ακόμη μεγαλύτερο οφείλω στον αδελφό μου Κωνσταντίνο που είναι πάντα δίπλα μου σε ό,τι και αν χρειαστώ.

Τέλος, ευχαριστώ την Ανθή, η οποία είναι η φωνή της λογικής μου, το ηθικό μου στήριγμα και ο συνοδοιπόρος μου στο ταξίδι για τη βαθύτερη κατανόηση του Κόσμου και των φυσικών νόμων που τον διέπουν.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ	1
1.1 Μηχανισμοί Πυρηνικών Αντιδράσεων	5
1.1.1 Γενικά Περί Μηχανισμών των Πυρηνικών Αντιδράσεων	6
1.1.2 Αντίδραση Θραυσματοποίησης (Fragmentation)	9
1.2 Πυρηνικές Αντιδράσεις στην Περιοχή Ενέργειας Fermi	11
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΘΕΩΡΗΤΙΚΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ	13
2.1 Εισαγωγικά	13
2.2 Μοντέλο Πλήρως Ανελαστικής Μεταφοράς - DIT	14
2.2.1 Ανασκόπηση	14
2.2.2 Σημαντικά Μεγέθη	15
2.3 Μικροσκοπικό Μοντέλο Περιορισμένης Μοριακής Δυναμικής CoMD	22
2.3.1 Ανασκόπηση	22
2.3.2 Σημαντικά Μεγέθη	23
2.4 Μοντέλο Στατιστικής Πολυθραυσματοποίησης SMM	28
2.5 Μοντέλο GEMINI	32
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ ΚΑΙ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΙΜΑ ΜΕΓΕΘΗ	35
3.1 Φασματογράφος MARS	36
3.2 Ενεργός Διατομή	42
3.3 Ορμή	44
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΕΠΙ ΤΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΩΝ	51
4.1 Εισαγωγικά	51
4.2 Κατανομές Μαζών	55
4.2.1 Υπολογισμοί DIT των αντιδράσεων $86\text{Kr} + 64\text{Ni}$ και $86\text{Kr} + 58\text{Ni}$ σε ενέργεια 15 MeV/νουκλεόνιο	55
4.2.2 Υπολογισμοί CoMD των αντιδράσεων $86\text{Kr} + 64\text{Ni}$ και $86\text{Kr} + 58\text{Ni}$ σε ενέργεια 15 MeV/νουκλεόνιο	59
4.3 Κατανομές Ορμών	62
4.3.1 Ελαστική Σκέδαση και Σύλληψη Νετρονίων	63
4.3.2 Θραύσματα Βλήματος με Έλλειμμα Πρωτονίων	67
4.3.3 Θραύσματα Βαρύτερα του Βλήματος (Trans-Projectile Residues)	71
4.4 Κατανομές Παραμέτρου Κρούσης	88
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΑΝΑΚΕΦΑΛΑΙΩΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	93
ΣΥΝΤΜΗΣΕΙΣ-ΑΡΚΤΙΚΟΛΕΞΑ	97
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ I: ΜΕΣΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΔΙΕΓΕΡΣΕΩΣ ΑΝΑ ΝΟΥΚΛΕΟΝΙΟ	98
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ II: ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΔΙΕΓΕΡΣΕΩΣ ΚΑΙ ΟΡΜΗ	100
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ III: ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΤΙΚΟΣ ΠΙΝΑΚΑΣ	104
ΑΝΑΦΟΡΕΣ	107

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 1: Πίνακας Νουκλιδίων	2
Σχήμα 2: Μηχανισμοί πυρηνικών αντιδράσεων με βάση την παράμετρο κρούσης	6
Σχήμα 3: Μηχανισμοί αποδιέγερσης σύνθετου πυρήνα	8
Σχήμα 4: Απεικόνιση της διεργασίας θραυσματοποίησης	10
Σχήμα 5: Γεωμετρική αναπαράσταση του συστήματος. Η σχετική ταχύτητα u_r του πυρήνα 1 (δότης) ως προς τον πυρήνα 2 (δέκτης) βρίσκεται πάνω στο επίπεδο xy με θετική προβολή στον άξονα y . Τα ρ και θ χρησιμοποιούνται για τον εντοπισμό του μεταφερόμενου νουκλεονίου	18
Σχήμα 6: Σχηματική αναπαράσταση του φασματογράφου MARS	36
Σχήμα 7: Σχηματική αναπαράσταση των γωνιακών παραθύρων αποδοχής του φασματογράφου, όπου με κόκκινο χρώμα αποδίδεται το παράθυρο των 4° και με μαύρο το παράθυρο των 7°	44
Σχήμα 8: Κλασική Αναπαράσταση Πυρηνικής Αντίδρασης	45
Σχήμα 9: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος με ατομικό αριθμό $Z=33-40$ για τις αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) και $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι)	54
Σχήμα 10: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* \leq 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=33-40$	57
Σχήμα 11: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* \leq 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=33-40$	58
Σχήμα 12: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=33-40$	60

Σχήμα 13: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=33-40$ 61

Σχήμα 14: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας το ελαστικό κανάλι και την προσθήκη έως 2 νετρονίων. Στις συλλήψεις ενός και δύο νετρονίων έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά 10 65

Σχήμα 15: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας το ελαστικό κανάλι και την προσθήκη έως 2 νετρονίων. 66

Στις συλλήψεις ενός και δύο νετρονίων έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά 10

Σχήμα 16: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια αφαίρεσης πρωτονίων. Στα κανάλια -2p,-3p,-4p έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά παράγοντα 2 69

Σχήμα 17: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια αφαίρεσης πρωτονίων. Στα κανάλια -2p,-3p,-4p έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά παράγοντα 2 70

Σχήμα 18: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης πρωτονίων 74

Σχήμα 19: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης πρωτονίων. Στα κανάλια +1p,+2p έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά παράγοντα 5 75

Σχήμα 20: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{87}Rb ($Z=37$). Στα κανάλια $+1p/+1n, +1p/+2n$ έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά παράγοντα 5, ενώ στα κανάλια $+1p/+3n, +1p/+4n$ κατά 10 77

Σχήμα 21: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{87}Rb ($Z=37$). Στα κανάλια $+1p/+1n, +1p/+2n$ έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά παράγοντα 5, ενώ στο κανάλι $+1p/+3n$ κατά 10. 78

Σχήμα 22: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{88}Sr ($Z=38$). Σε όλα τα κανάλια έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά 10 80

Σχήμα 23: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{88}Sr ($Z=38$). Στα κανάλια $+2p/+1n, +2p/+2n$ έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά παράγοντα 5 81

Σχήμα 24: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{89}Y ($Z=39$). Σε όλα τα κανάλια έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά 5 83

Σχήμα 25: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{89}Y ($Z=39$) 84

Σχήμα 26: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{90}Zr ($Z=40$). Σε όλα τα κανάλια έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά 5 86

Σχήμα 27: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{90}Zr ($Z=40$) 87

Σχήμα 28: Κατανομές παραμέτρου κρούσης για προϊόντα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ όπου απεικονίζονται υπολογισμοί μοντέλων CoMD/GEMINI 89

Σχήμα 29: Κατανομές παραμέτρου κρούσης για προϊόντα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ όπου απεικονίζονται υπολογισμοί μοντέλων CoMD/GEMINI 91

Σχήμα 30: Κατανομές παραμέτρου κρούσης για προϊόντα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ όπου απεικονίζονται υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI 92

Σχήμα Π.1: Ενέργεια διεγέρσεως ανά νουκλεόνιο πρωτογενών θραυσμάτων της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ συναρτήσει του μαζικού αριθμού του παραγόμενου πυρήνα στην περιοχή $Z=33-40$. Με κίτρινο χρώμα απεικονίζεται το κανονικό DIT, με γαλάζιο το DIT με την επιλογή ελάττωσης της ενέργειας διεγέρσεως, ενώ με πράσινο ο υπολογισμός με το CoMD 99

Σχήμα Π.2: Κατανομές ενέργειας διεγέρσεως συναρτήσει ορμής πρωτογενών θραυσμάτων της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ όπου απεικονίζονται υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI 102

Σχήμα Π.3: Κατανομές ενέργειας διεγέρσεως συναρτήσει ορμής πρωτογενών θραυσμάτων της αντίδρασης $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο όπου απεικονίζονται υπολογισμοί μοντέλων CoMD/GEMINI 103

Σχήμα Π.4: Πίνακας Υπολογισμών με Κώδικα Κινηματικής 106

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

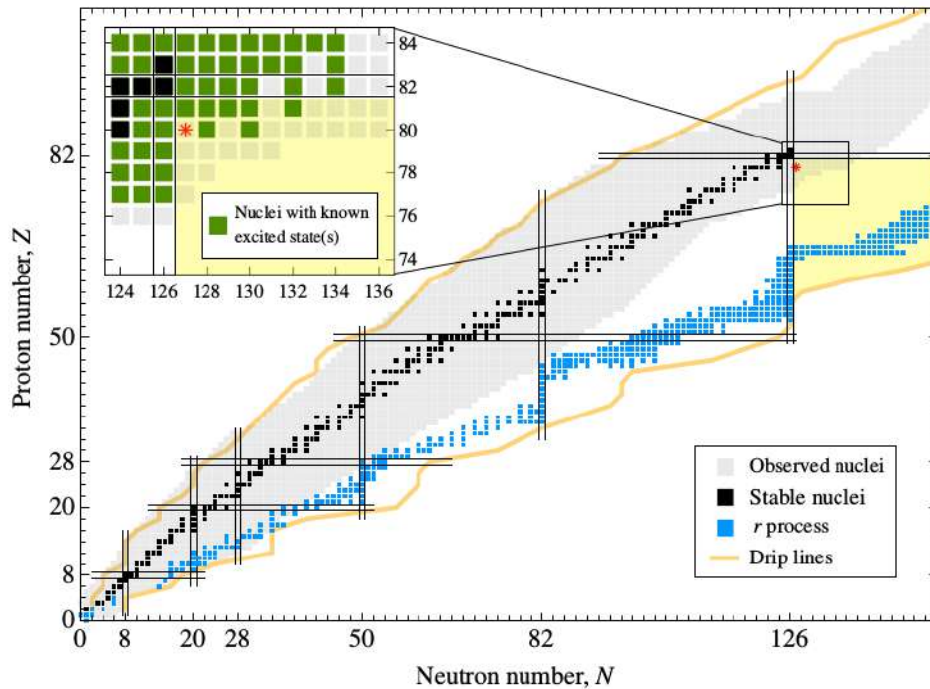
Στο παρόν πόνημα, τα πειραματικά δεδομένα που παρουσιάζονται έχουν ληφθεί από παλαιότερη εργασία της ερευνητικής ομάδας στον φασματογράφο MARS του πανεπιστημίου Texas A&M. Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν στο Εργαστήριο Φυσικοχημείας του Τμήματος Χημείας του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η πυρηνική φυσική, ως ανεξάρτητος τομέας των θετικών επιστημών θεσπίστηκε στα τέλη του 19ου αιώνα και πιο συγκεκριμένα το 1896, με την ανακάλυψη της ραδιενέργειας από τον Henri Becquerel. Η παρατήρηση αυτή σε συνδυασμό με άλλα ακόμη σπουδαία γεγονότα του 20ου αιώνα, όπως είναι χαρακτηριστικά ο προσδιορισμός του ηλεκτρονίου από τον J.J Thomson την αμέσως επόμενη χρονιά, η ανάπτυξη της κβαντικής θεωρίας τη δεκαετία του 1920, η ανακάλυψη του νετρονίου το 1932 από τον Chadwick και η ημιεμπειρική εξίσωση των Bethe-Weizsacker το 1935, έμελλαν να οδηγήσουν τον νεοφυή αυτό τομέα σε αλματώδη ανάπτυξη. Έτσι, ο τομέας κρίνεται σήμερα ως ένας από τους πλέον σημαντικούς για τη σύγχρονη βασική έρευνα, προσπαθώντας να 'δώσει' απαντήσεις σε ερωτήματα που αφορούν τη πυρηνική δομή, τη κοσμολογία, την αστροφυσική και τη σύνθεση χημικών στοιχείων.

Αξιοσημείωτο κατόρθωμα αποτελεί η σύνθεση, απομόνωση και μελέτη των ιδιοτήτων περίπου των μισών, θεωρητικά προβλεπόμενων πυρήνων, με τους δεύτερους να εκτιμώνται σε ~7000. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η μελέτη πυρήνων που εντοπίζονται αρκετά μακριά από την 'κοιλιά' της πυρηνικής σταθερότητας, στις οριογραμμές του πίνακα νουκλιδίων. Οι οριογραμμές αυτές αποτελούν τις λεγόμενες πυρηνικές γραμμές κόρου (nuclear drip lines). Οι πυρήνες που βρίσκονται εντός της περιοχής της πυρηνικής σταθερότητας είναι ως επί το πλείστον σταθεροί και βρίσκονται σε μεγάλη φυσική αφθονία. Προχωρώντας πέραν της περιοχής αυτής, προς τα drip lines, οι πυρήνες είναι ασταθείς, με διαφορετικές ιδιότητες, οι οποίες είναι άμεση συνάρτηση της σχετικής τους θέσης στον πίνακα νουκλιδίων. Τα δύο θεωρητικά υπολογισμένα όρια (drip lines) είναι οι γραμμές κόρου πρωτονίων (proton drip line) και νετρονίων (neutron drip line) [2].

Αποτελούν περιοχές όπου η περαιτέρω προσθήκη νουκλεονίου (πρωτονίου για το proton drip line, νετρονίου για το neutron drip line) δεν μπορεί να οδηγήσει σε σχηματισμό δέσμιου συστήματος. Παρατίθεται στο Σχήμα 1 ο πίνακας νουκλιδίων ώστε να γίνει πιο εύληπτη η κατάτμησή του σε επιμέρους περιοχές, όπως έγινε παραπάνω.



Σχήμα 1: Πίνακας Νουκλιδίων [1]

Όπως φαίνεται και στο σχήμα, οι περισσότεροι πυρήνες με έλλειμμα νετρονίων (neutron deficient nuclei), που βρίσκονται κοντά στην γραμμή κόρου πρωτονίων, έχουν συντεθεί και εξεταστεί ενδελεχώς. Δεν ισχύει όμως το ίδιο για τα πλούσια σε νετρόνια νουκλίδια (neutron rich nuclei).

Η μελέτη πυρήνων στα όρια του neutron drip line αποτελεί μία από τις κύριες κατευθύνσεις της έρευνας στην πυρηνική φυσική, καθώς θα οδηγήσει την κοινότητα σε μια βαθύτερη κατανόηση μεταβολής της πυρηνικής δομής και των ιδιοτήτων των πυρήνων με αυξανόμενη τιμή του λόγου N/Z , όπου N ο αριθμός των νετρονίων και Z

ο ατομικός αριθμός του εκάστοτε πυρήνα [3,4]. Πολλά από τα νουκλίδια αυτά παρουσιάζουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον καθώς συμμετέχουν σε διεργασίες πυρηνοσύνθεσης σε αστρικά περιβάλλοντα, όπως είναι η r-process [5,6].

Η r-process, ή διεργασία ταχείας σύλληψης νετρονίων (rapid neutron capture) είναι υπεύθυνη για τη σύνθεση των περισσοτέρων, βαρύτερων του σιδήρου, πυρήνων. Πιο συγκεκριμένα, συνθέτει τα πολύ πλούσια σε νετρόνια ισότοπα καθενός εκ των βαρέων χημικών στοιχείων. Σύμφωνα με το κανονικό μοντέλο της r-process (CAR, Canonical r-process model) [7], γεγονότα τα οποία χαρακτηρίζονται από υψηλή πυκνότητα ή ροή νετρονίων ($N_n \geq 10^{20}$ νετρόνια / cm^3), υψηλές θερμοκρασίες ($T \geq 10^9$ K) και ιδιαίτερα σύντομους χρόνους ακτινοβολήσης με νετρόνια (της τάξης των μερικών seconds) είναι ικανά να δικαιολογήσουν την αφθονία των r-νουκλιδίων στο ηλιακό σύστημα.

Οι συνθήκες αυτές όμως συνεπάγονται και την ύπαρξη πυρήνων αρκετά βαθιά στην πλούσια σε νετρόνια μεριά της κοιλάδας της πυρηνικής σταθερότητας, όπου οι τυπικές ενέργειες διαχωρισμού νετρονίων είναι της τάξης των 2-3 MeV. Αυτές οι προϋποθέσεις πληρούνται από αστροφυσικά γεγονότα όπως είναι οι αστρικές εκρήξεις τύπου σουπερνόβα και συγχωνεύσεις αστέρων νετρονίων (Neutron Star Mergers) [8]. Στα περιβάλλοντα αυτά λόγω των υψηλών θερμοκρασιών που επικρατούν, όπως προαναφέρθηκε, παράγονται φωτόνια ακτίνων γ υψηλής ενέργειας που είναι υπεύθυνα για τη λεγόμενη φωτοδιάσπαση. Πρόκειται για μια διεργασία όπου πυρήνες λόγω της ακτινοβολήσής τους από τα φωτόνια αυτά χάνουν σωματίδια όπως νετρόνια. Κατά την r-process, ξεκινώντας από έναν σχετικά ελαφρύ πυρήνα στην περιοχή του Fe, πραγματοποιείται ταχεία σύλληψη νετρονίων, οδηγώντας σε πυρήνες με πλεόνασμα νετρονίων. Η διεργασία αυτή σταματά όταν ο παραγόμενος πυρήνας είναι τόσο βραχύβιος, ώστε υπόκειται σε β -διάσπαση προτού να μπορέσει να συλλάβει περαιτέρω νετρόνια. Αυτή είναι η τελευταία φάση της διεργασίας, το λεγόμενο freeze-out.

Σε αυτό το σημείο κρίνεται αναγκαίο να υπογραμμιστεί ότι αντιδράσεις επαγόμενες από πλούσια σε νετρόνια νουκλίδια παρέχουν χρήσιμες πληροφορίες όσον αφορά την εξάρτηση που παρουσιάζει το isospin, δηλαδή ο λόγος N/Z , στην καταστατική

εξίσωση της ασύμμετρης πυρηνικής ύλης [9-11]. Έτσι, μπορούν να μελετηθούν ιδιότητες σωμάτων όπως οι αστέρες νετρονίων, που ως επί το πλείστον αποτελούνται από νετρόνια. Παράδειγμα αποτελεί η μελέτη της κατανομής των πυρηνικών ενεργειακών επιπέδων με τη χρήση μοντέλων στατιστικής μηχανικής [12].

Μία από τις νέες κατευθύνσεις της πυρηνικής επιστήμης αποτελεί η εκμετάλλευση εξωτικών πυρήνων ως δέσμες. Το πεδίο αυτό έχει αναπτυχθεί ιδιαίτερα τις τελευταίες δεκαετίες παρέχοντας ραδιενεργά βλήματα με ενέργειες που ξεπερνούν το φράγμα Coulomb, παρά τις δυσκολίες που υπάρχουν στο πόνημα αυτό όπως είναι: οι εξαιρετικά χαμηλές ενεργές διατομές για τη παρασκευή τους, η πληθώρα παραπροϊόντων που προκύπτει και απαιτεί διαχωρισμό, καθώς επίσης και οι μικροί χρόνοι ημιζωής τους που τα καθιστά απαιτητικά στο χειρισμό. Παρά τις δυσκολίες, η κοινότητα κατάφερε να εγκαθιδρύσει δύο σημαντικούς τρόπους παραγωγής ραδιενεργών δεσμών (RIBs, Radioactive Beams), τη μέθοδο ISOL (Isotope Separation On Line) και την εν πτήση (in-flight). Και οι δύο μέθοδοι μεταφέρουν το νουκλίδιο ενδιαφέροντος εκλεκτικά και γρήγορα, από το σημείο παραγωγής, στο σημείο όπου βρίσκεται η πειραματική διάταξη για τη διεξαγωγή του πειράματος [13]. Κατά τη μεταφορά, κύριο μέλημα είναι ο καθαρισμός της δέσμης, από τα παραπροϊόντα. Τελικός στόχος είναι η δημιουργία ραδιενεργών δεσμών υψηλής έντασης, μεγάλης αποδοτικότητας και καθαρότητας, οι οποίες έχουν αποδειχθεί χρήσιμες για τη παραγωγή εξωτικών ισοτόπων πλούσιων σε νετρόνια. Υπογραμμίζεται δε, ότι η in-flight μέθοδος διαχωρισμού κρίνεται ως η πλέον κατάλληλη για την απομόνωση θραυσμάτων βλήματος, δηλαδή προϊόντων που προσομοιάζουν σε μάζα αυτή του βλήματος (projectile-like fragments), έναντι της ISOL που αφορά θραύσματα στόχου (target-like fragments) [14].

Η εργασία απαρτίζεται από συνολικά πέντε κεφάλαια. Στο πρώτο κεφάλαιο γίνεται μια γενική ανάλυση των μηχανισμών των πυρηνικών αντιδράσεων καθώς επίσης και παρουσίαση του πεδίου ενεργειών (energy regime) στο οποίο ανήκουν οι αντιδράσεις της παρούσας εργασίας. Στο δεύτερο κεφάλαιο, γίνεται εκτενής ανάλυση των θεωρητικών μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν και είχαν ως στόχο την κατανόηση των προϊόντων των αντιδράσεων και του μηχανισμού παραγωγής τους. Στο τρίτο κεφάλαιο πραγματοποιείται μια συνοπτική περιγραφή της πειραματικής διατάξεως καθώς και σημαντικών παρατηρήσιμων μεγεθών όπως η ενεργός διατομή και η ορμή. Στο τέταρτο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των υπολογισμών, αναλύονται

και συγκρίνονται με τα δεδομένα του πειράματος. Τέλος, στο πέμπτο κεφάλαιο γίνεται μια ανακεφαλαίωση, ακολουθούμενη από παρουσίαση συμπερασμάτων.

1.1 Μηχανισμοί Πυρηνικών Αντιδράσεων

Οι πυρηνικές αντιδράσεις, όπως και οι χημικές αντιδράσεις, μπορούν να πραγματοποιηθούν μέσω διαφόρων μηχανισμών. Η φύση των μηχανισμών αυτών εξαρτάται από δύο βασικές παραμέτρους των αντιδράσεων: τη κινητική ενέργεια του βλήματος, καθώς επίσης και από τη παράμετρο κρούσης της εκάστοτε αντίδρασης. Κρίνεται λοιπόν αναγκαίο να ακολουθήσει κατηγοριοποίηση των πυρηνικών αντιδράσεων με βάση τις δύο αυτές παραμέτρους [15].

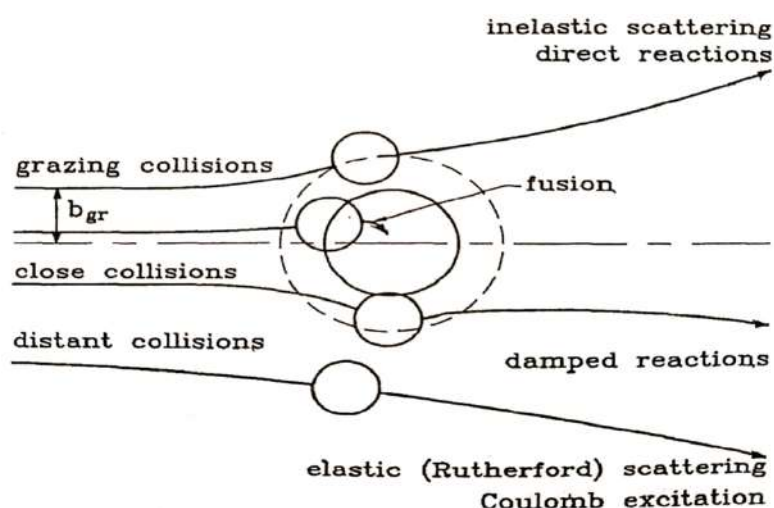
Οι πυρηνικές αντιδράσεις μπορούν να χωριστούν σε τρεις διαφορετικές κατηγορίες, αναφορικά με την ενέργεια της δέσμης, στις εξής: αντιδράσεις χαμηλής ενέργειας (<20 MeV/νουκλεόνιο), ενδιάμεσης ενέργειας (περίπου 20-200 MeV/νουκλεόνιο) και υψηλής ενέργειας (>200 MeV/νουκλεόνιο).

Με βάση την παράμετρο κρούσης, η οποία αποτελεί το μέτρο της εγγύτητας των δύο συμμετεχόντων της πυρηνικής αντίδρασης, οι αντιδράσεις διακρίνονται στις εξής:

1. Απομακρυσμένες (distant) αντιδράσεις: Πρόκειται για την ελαστική σκέδαση Coulomb (Rutherford Scattering) και την ανελαστική σκέδαση Coulomb.
2. Περιφερειακές/Εφαπτομενικές (Peripheral/Grazing) αντιδράσεις: Στο πεδίο των χαμηλών ενεργειών λαμβάνει χώρα η άμεση μεταφορά νουκλεονίων και/ή ατελής σύντηξη. Στις ενδιάμεσες ενέργειες παρατηρείται το φαινόμενο της θραυσματοποίησης του βλήματος (projectile fragmentation) και/ή πολλαπλή μεταφορά νουκλεονίων. Όταν η αλληλοεπικάλυψη μεταξύ βλήματος στόχου είναι πολύ μεγάλη, λαμβάνουν χώρα πιο ανελαστικής φύσεως (dissipative) γεγονότα, όπως οι πλήρως ανελαστικές συγκρούσεις (deep inelastic collisions). Τέλος, στις υψηλές ενέργειες παρατηρείται αποκλειστικά θραυσματοποίηση, τόσο του βλήματος όσο και του στόχου.

3. Κεντρικές (Central) αντιδράσεις: Στις χαμηλές ενέργειες πραγματοποιούνται αντιδράσεις σύνθετου πυρήνα, κατόπιν σύντηξης. Στις ενδιάμεσες και υψηλές ενέργειες συμβαίνει διάλυση του βλήματος και στόχου σε ελαφρύτερα θραύσματα [16].

Στο Σχήμα 2 παρουσιάζεται ένα γράφημα που απεικονίζει σε γενικές γραμμές τις παραπάνω διεργασίες: [17].



Σχήμα 2: Μηχανισμοί πυρηνικών αντιδράσεων με βάση την παράμετρο κρούσης

1.1.1 Γενικά Περί Μηχανισμών των Πυρηνικών Αντιδράσεων

Αναλυτικά, για πολύ μεγάλες τιμές της παραμέτρου κρούσης, οι οποίες σχετίζονται με τις απομακρυσμένες αντιδράσεις όπως προαναφέρθηκε, υπάρχει αμελητέα αλληλοεπικάλυψη του συστήματος βλήμα-στόχος, με αποτέλεσμα οι οιοσδήποτε αντιδράσεις που επάγονται για αυτές τις τιμές της παραμέτρου b να είναι αποκλειστικά αποτέλεσμα των μεταξύ τους αλληλεπιδράσεων Coulomb [17].

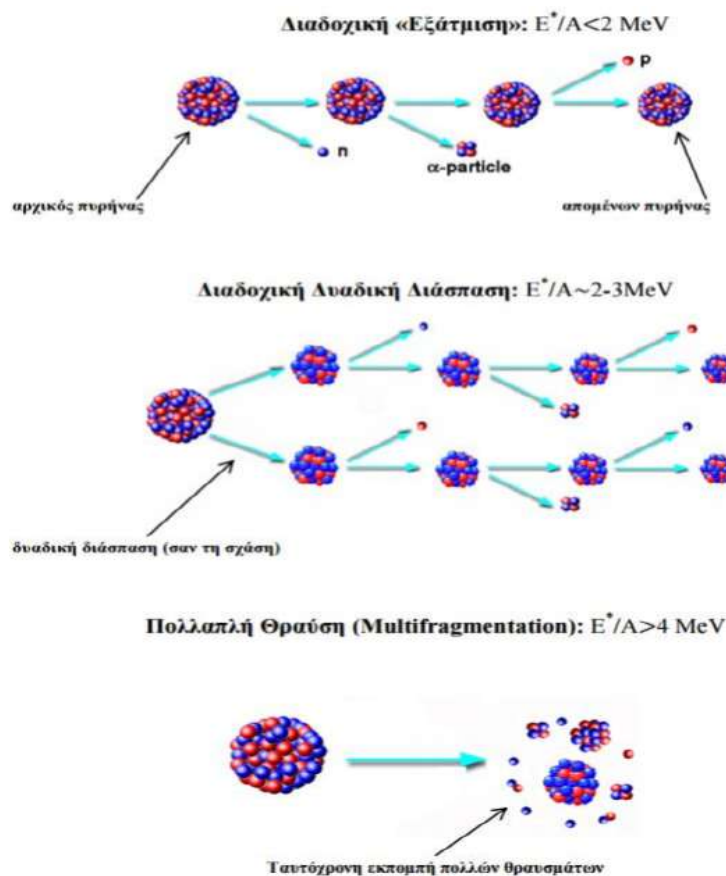
Στο πεδίο των χαμηλών ενεργειών, οι διεργασίες που κυριαρχούν, ιδίως με μείωση της τιμής της παραμέτρου κρούσης, είναι ιδιαίτερα ανελαστικές (dissipative), καθώς οδηγούν το σύστημα σε ενεργειακή υποβάθμιση.

Μείωση της παραμέτρου κρούσης, επιτρέπει την εμφάνιση ανελαστικών διεργασιών, καθώς επίσης και άμεσων αντιδράσεων (direct reactions). Στις ανελαστικές σκεδάσεις, οι πυρήνες υφίστανται εντονότερα το πυρηνικό δυναμικό λόγω της αλληλοεπικάλυψης των επιφανειών τους. Δεν παρατηρούνται μεταβολές στον ατομικό ή μαζικό αριθμό των συμμετεχόντων, ωστόσο διεγείρονται. Παράλληλα, οι άμεσες αντιδράσεις λαμβάνουν χώρα στην πυρηνική επιφάνεια και αφορούν μεταφορές νουκλεονίων μεταξύ βλήματος-στόχου. Χαρακτηριστικές είναι οι αντιδράσεις απόσπασης, δηλαδή η μεταφορά ενός νουκλεονίου από το βλήμα στο στόχο, καθώς επίσης και οι αντιδράσεις σύλληψης, όπου νουκλεόνιο μεταφέρεται από το στόχο στο βλήμα [18,19].

Σε τιμές παραμέτρου κρούσης στο μεταίχμιο μεταξύ περιφερειακών και κεντρικών συγκρούσεων, υπάρχει έντονη αλληλοεπικάλυψη των πυρήνων, σε σημείο να ανταγωνίζεται την άπωση Coulomb. Όταν εξισορροπηθούν οι δύο αυτές ανταγωνιστικές δυνάμεις, υπάρχει δυνατότητα δημιουργίας ενός διπυρηνικού συστήματος (dinuclear system). Το σύστημα αυτό δε χαρακτηρίζεται από μεγάλο χρόνο ζωής, ωστόσο είναι ικανός ώστε να πραγματοποιηθεί μεταφορά νουκλεονίων, ενέργειας και ορμής. Η διεργασία αυτή ονομάζεται πλήρως ανελαστική σύγκρουση ή διεργασία πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων (multinucleon transfer), είναι ιδιαίτερα dissipative, και έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία δύο θραυσμάτων με μάζες που προσομοιάζουν με τις αρχικές. Για το λόγο αυτό τα προϊόντα της αντίδρασης χαρακτηρίζονται ως θραύσματα βλήματος και στόχου (projectile-like και target-like fragments). Η απώλεια κινητικής ενέργειας μετατρέπεται σε ενέργεια διεγέρσεως των δύο θραυσμάτων. Συνεπώς, τα θραύσματα αυτά, μπορούν εν συνεχεία να αποδιεγερθούν, κυρίως μέσω 'εξάτμισης' νουκλεονίων ή ελαφρών θραυσμάτων, δίδοντας νέα δευτερεύοντα προϊόντα, τα οποία τελικώς θα φτάσουν στον ανιχνευτή μιας πειραματικής διάταξης.

Η κοινότητα έχει καταλήξει τα τελευταία χρόνια στο ότι πέραν της χρήσης ραδιενεργών δεσμών, η πολλαπλή μεταφορά νουκλεονίων, αποτελεί έναν από τους πλέον αποτελεσματικούς τρόπους για τη παραγωγή εξωτικών, πλούσιων σε νετρόνια πυρήνων [20-23].

Τέλος, στις κεντρικές συγκρούσεις, για υψηλές ενέργειες, παρατηρείται πλήρης έκρηξη του αλληλεπιδρώντος συστήματος. Σε χαμηλές και ενδιάμεσες ενέργειες της δέσμης, το σύστημα καταλήγει στο σχηματισμό ενός σύνθετου πυρήνα, κατόπιν σύντηξης. Ο σύνθετος πυρήνας είναι ένα σχετικά μακρόβιο ενδιάμεσο της αντίδρασης στο οποίο η ενέργεια του βλήματος κατανέμεται μεταξύ όλων των νουκλεονίων του σύνθετου συστήματος. Η χρονική κλίμακα των αντιδράσεων σύνθετου πυρήνα είναι της τάξεως των 10^{-18} - 10^{-16} s. Αυτοί οι σχετικά μεγάλοι χρόνοι θα πρέπει να συγκριθούν με την τυπική χρονική κλίμακα μιας άμεσης αντίδρασης που λαμβάνει χώρα σε χρόνο της τάξης των 10^{-21} s. Ένα άλλο σημαντικό χαρακτηριστικό των πυρηνικών αντιδράσεων σύνθετου πυρήνα είναι ότι ο τρόπος αποσύνθεσής του είναι ανεξάρτητος από τον τρόπο σχηματισμού του, καθώς πρόκειται για ένα σύστημα δίχως μνήμη [15]. Μάλιστα, ακολουθεί στατιστική διάσπαση, η οποία εξαρτάται από την ενέργεια διεγέρσεώς του αλλά και από τη στροφορμή του. Στο Σχήμα 3 φαίνονται οι 3 κύριοι τρόποι διάσπασης:



Σχήμα 3: Μηχανισμοί αποδιέγερσης σύνθετου πυρήνα

Στη συνέχεια θα γίνει συζήτηση αναφορικά με το μηχανισμό της θραυσματοποίησης, μια αντίδραση που παρατηρείται ως επί το πλείστον σε υψηλές ενέργειες. Ωστόσο, αξίζει να υπογραμμιστεί ότι έρευνες τις τελευταίες δεκαετίες υποδεικνύουν τη παρουσία της θραυσματοποίησης βλήματος (projectile fragmentation) σε περιφερειακές αντιδράσεις ενδιάμεσων ενεργειών.

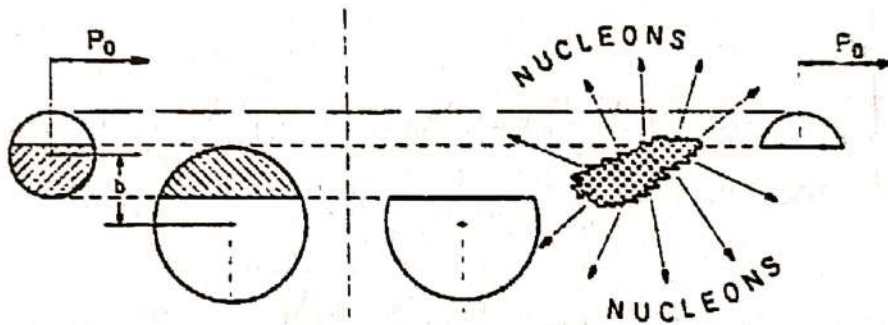
1.1.2 Αντίδραση Θραυσματοποίησης (Fragmentation)

Στις υψηλές ενέργειες επικρατεί ο μηχανισμός της θραυσματοποίησης. Φάσματα θραυσμάτων από πρώτα πειράματα συγκρούσεων βαρέων ιόντων σε υψηλές ενέργειες (0.2 - 10 GeV/νουκλεόνιο) είχαν τα εξής χαρακτηριστικά: Στις 0 μοίρες παρατηρήθηκε μέγιστο στις ταχύτητές τους σε τιμές ίσες με τη ταχύτητα της δέσμης. Ενώ σε μεγαλύτερες γωνίες, τα φάσματα ακολουθούσαν ευρείες κατανομές και ήταν συνάρτηση της ορμής των θραυσμάτων.

Τα κύρια προϊόντα υπεύθυνα για τα φάσματα αυτά στις μεγάλες γωνίες (yields) ήταν στοιχειώδη σωμάτια όπως νουκλεόνια και πιόνια, ενώ σε γωνίες κοντά στις 0, παρατηρήθηκε η παραγωγή ισοτόπων με μάζα μικρότερη αυτής των πυρήνων της δέσμης. Οι πρώτες αυτές παρατηρήσεις που έγιναν από την κοινότητα, οδήγησαν στο λεγόμενο μοντέλο του συμμετέχοντα - παρατηρητή (Participant - Spectator Model), ή αλλιώς το μοντέλο της πύρινης σφαίρας (Fireball Model) [24-26].

Σύμφωνα με αυτό, το βλήμα κινείται σε ευθεία τροχιά, την ώρα που συγκρούεται με το πυρήνα στόχο. Για δεδομένη τιμή της παραμέτρου κρούσης b , δημιουργείται μια ζώνη αλληλεπίδρασης. Τα νουκλεόνια που ανήκουν στη ζώνη αυτή αποκαλούνται συμμετέχοντες, ενώ τα υπόλοιπα νουκλεόνια του στόχου και του βλήματος ονομάζονται παρατηρητές. Η αντίδραση αυτή οδηγεί λοιπόν σε ένα ταχύ διαχωρισμό, ή ένα καθαρό κόψιμο (clean cut) όπως αναγράφεται στη βιβλιογραφία, μεταξύ παρατηρητών-συμμετεχόντων. Οι παρατηρητές ονομάζονται πλέον θραύσματα βλήματος (projectile-like fragments) και θραύσματα στόχου (target-like fragments) και η ταχύτητα τους έχει ελάχιστη διαφορά με την αρχική. Ωστόσο, η ζώνη συμμετεχόντων είναι ενεργειακά διεγερμένη και τελικώς θα αποδιεγερθεί μέσω εκπομπής νουκλεονίων (nucleon evaporation).

Στο Σχήμα 4 παρατίθεται μια απεικόνιση της γεωμετρίας της θραυσματοποίησης.



Σχήμα 4: Απεικόνιση της διεργασίας θραυσματοποίησης

Οι αντιδράσεις θραυσματοποίησης βλήματος, έπαιζαν για χρόνια πρωταγωνιστικό ρόλο στη σύνθεση πλούσιων σε νετρόνια πυρήνων, μαζί με άλλες όπως η σχάση (fission) και η θραυσματοποίηση επαγόμενη από πρωτόνια (spallation). Για τη παραγωγή των πλούσιων σε νετρόνια ισοτόπων, η θραυσματοποίηση στηρίζεται στην ταχεία απομάκρυνση πρωτονίων από το βλήμα. Συνεπώς, ο στόχος δεν παίζει κάποιο άλλο ρόλο, πέραν ενός γεωμετρικού παράγοντα. Αντιθέτως, στις ενδιαμέσες ενέργειες, κοντά στο φράγμα Coulomb (Coulomb Barrier), όπου λαμβάνουν χώρα κυρίως πολλαπλές μεταφορές νουκλεονίων και πλήρως ανελαστικές συγκρούσεις, η επίδραση του λόγου N/Z του στόχου είναι ιδιαίτερα σημαντική στην παραγωγή ισοτόπων. Όμως, οι χαμηλές ταχύτητες των θραυσμάτων και οι επακόλουθες ευρείες γωνιακές κατανομές και κατανομές φορτίου (ionic charge state) καθιστούν περιορισμένες τις πρακτικές εφαρμογές [26-28].

Φαίνεται πως τόσο οι αντιδράσεις κοντά στο φράγμα Coulomb, όσο και αυτές των υψηλών ενεργειών κρίνονται ιδιαίτερα χρήσιμες για την σύνθεση πλούσιων σε νετρόνια πυρήνων. Ωστόσο, οι κάποιοι περιορισμοί και στις δύο περιπτώσεις, ώθησαν την ερευνητική κοινότητα στο να εστιάσει τη προσοχή του σε ένα νέο ενεργειακό 'χώρο'. Το πεδίο βρίσκεται εντός των ενδιαμέσων ενεργειών και ονομάζεται περιοχή ενέργειας Fermi (Fermi Energy Regime).

1.2 Πυρηνικές Αντιδράσεις στην Περιοχή Ενέργειας Fermi

Η περιοχή ενέργειας Fermi (15-35 MeV/νουκλεόνιο) αποτελεί στη πραγματικότητα έναν συνδετικό κρίκο ανάμεσα σε ανελαστικές (dissipative) διεργασίες που παρατηρούνται σε χαμηλές ενέργειες, στις οποίες κυριαρχεί η επίδραση του δυναμικού μέσου πεδίου (mean field potential), και σε συγκρούσεις υψηλών ενεργειών, στις οποίες η αλληλεπίδραση νουκλεονίου-νουκλεονίου παίζει ιδιαίτερα σημαντικό ρόλο. [29]

Στη περιοχή αυτή, η συνέργεια βλήματος-στόχου ενισχύει το λόγο N/Z των θραυσμάτων, η αλληλοεπικάλυψη των πλούσιων σε νετρόνια επιφανειών του συστήματος βλήμα-στόχος ευνοεί την παραγωγή πλούσιων σε νετρόνια ισοτόπων και οι ταχύτητες είναι κατάλληλες για διαχωρισμό με τη μέθοδο εν πτήσεως [26,27,30]. Ωστόσο, υπογραμμίζεται ότι λεπτομερή πειραματικά δεδομένα στη περιοχή αυτή εξακολουθούν να παραμένουν λιγοστά, εξαιτίας της δυσκολίας που υπάρχει στη ταυτοποίηση των ισοτόπων και το διαχωρισμό τους, όπως έγινε μια πρώτη νύξη και στη προηγούμενη ενότητα.

Στην εργασία αυτή θα μελετηθούν τα πειραματικά δεδομένα κυρίως από την αντίδραση $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο, σε μια προσπάθεια να γίνει πιο κατανοητό το ποιοι μηχανισμοί επικρατούν σε περιφερειακές αντιδράσεις στην περιοχή ενέργειας Fermi. Η προσοχή εστιάζεται σε τέσσερις κεντρικούς πυλώνες:

1. Στις ενεργές διατομές παραγωγής των πλούσιων σε νετρόνια θραυσμάτων βλήματος (projectile-like fragments).
2. Στη μελέτη ενεργών διατομών παραγωγής βαρύτερων από το βλήμα χημικών στοιχείων, που για τους σκοπούς της εργασίας αυτής θα οριστούν ως θραύσματα βαρύτερα του βλήματος (trans-projectile residues).
3. Στη μελέτη των κατανομών ορμής των προϊόντων της αντίδρασης δίνοντας έμφαση στις δύο προαναφερθείσες κατηγορίες θραυσμάτων.
4. Στη παράλληλη παρακολούθηση της κατανομής των ενεργειών διέγερσης και σύνδεσής της με τη συμπεριφορά των κατανομών ορμής των παραπάνω θραυσμάτων.

Η μελέτη των κατανομών ορμής είναι μια πρωτότυπη ερευνητική δραστηριότητα σε αυτό το πεδίο ενεργειών και μέλλει να ρίξει φως σε πολλά ερωτήματα που υπάρχουν ακόμη στην ερευνητική κοινότητα. Η ορμή, αποτελεί μέτρο της ενεργειακής υποβάθμισης (dissipation) μιας διεργασίας. Έτσι, παρακολούθηση της ορμής σε διάφορα κανάλια (channels), όπως για παράδειγμα η μελέτη της κατανομής των ορμών των προϊόντων από τη σύλληψη ενός νετρονίου, μπορεί να δώσει σημαντικές πληροφορίες για το ποιος μηχανισμός κυριάρχησε στη παραγωγή του εν λόγω προϊόντος. Εκτός αυτού, η μελέτη των κατανομών ορμής μπορεί να προσφέρει σημαντικές πληροφορίες για το pairing στους πυρήνες, και αν δύναται σε μία αντίδραση πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων το βλήμα να μπορέσει να λάβει ή δώσει ζεύγος νουκλεονίων. Παράλληλα, σε κανάλια όπως προϊόντα που έχουν χάσει ένα πρωτόνιο και έχουν συλλάβει ένα νετρόνιο και αντιστρόφως, αναδύεται το ερώτημα της ύπαρξης του μηχανισμού της μονής ανταλλαγής φορτίου (SCE, Single Charge Exchange). Η SCE αντίδραση πραγματοποιείται με πρόσκρουση ενός βλήματος α σε ένα στόχο A και έχει ως αποτέλεσμα την μετατροπή ενός πρωτονίου (ή νετρονίου) στον στόχο σε νετρόνιο (ή πρωτόνιο), $\Delta Z_A = \pm 1$ και $\Delta N_A = \mp 1$, χωρίς να υπάρξει αλλαγή στον μαζικό αριθμό, ενώ στο βλήμα πραγματοποιείται η αντίθετη μετατροπή, $\Delta Z_\alpha = \mp 1$ και $\Delta N_\alpha = \pm 1$. Η αντίδραση αυτή είναι ανάλογη της β διάσπασης, όμως πραγματοποιείται λόγω ισχυρής αλληλεπίδρασης μέσω ανταλλαγής μεσονίων.

Ταυτόχρονα, η παρακολούθηση των κατανομών ενέργειας διεγέρσεως βοηθάει στην βαθύτερη κατανόηση των μηχανισμών και αποτελεί έναν συνδιαγνωστικό παράγοντα για τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται από τις κατανομές ορμών.

Στη συνέχεια, γίνεται παρουσίαση των θεωρητικών μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν κατά την εκπόνηση της εργασίας αυτής.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΘΕΩΡΗΤΙΚΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ

2.1 Εισαγωγικά

Σημαντικό κεφάλαιο στη βασική έρευνα της πυρηνικής επιστήμης αποτελούσε και εξακολουθεί να αποτελεί, η ανάπτυξη θεωρητικών μοντέλων για την περιγραφή των πειραματικών δεδομένων. Τα μοντέλα αυτά, λόγω των προσεγγίσεων και των κατάλληλων παραμετροποιήσεων που έχουν ώστε να μπορέσουν να έρθουν σε συμφωνία με τα δεδομένα, παρέχουν πολλές απαντήσεις για τους μηχανισμούς των διαφόρων πυρηνικών διεργασιών. Βέβαια, απαιτείται συνεχής έλεγχος της αξιοπιστίας τους, της ορθότητας των αποτελεσμάτων τους και εν γένει βελτιστοποιήσεις σύμφωνα με τις τελευταίες εξελίξεις που παρατηρούνται στη διεθνή βιβλιογραφία. Στο κεφάλαιο αυτό θα γίνει παρουσίαση των μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία.

Οι υπολογισμοί που έγιναν στην εργασία βασίστηκαν σε μια προσέγγιση Monte Carlo δύο σταδίων. Πιο συγκεκριμένα, το δυναμικό στάδιο των αντιδράσεων περιγράφηκε από δύο διαφορετικής φύσεως μοντέλα: αρχικά, το φαινομενολογικής φύσεως μακροσκοπικό μοντέλο DIT (Deep Inelastic Transfer Model), το οποίο βασίζεται σε στοχαστικές ανταλλαγές νουκλεονίων σε περιφερειακές αντιδράσεις [26-28,30,31]. Παράλληλα, χρησιμοποιήθηκε και το μικροσκοπικής φύσεως CoMD (Constrained Molecular Dynamics) [33-36], το οποίο έχει χρησιμοποιηθεί επιτυχώς για την περιγραφή αντιδράσεων στα πεδία των χαμηλών και ενδιάμεσων ενεργειών [37,38].

Σε δεύτερη φάση, μετά την ανάλυση του δυναμικού σταδίου, χρησιμοποιήθηκαν μοντέλα για τη περιγραφή της αποδιέγερσης των ενδιάμεσων προϊόντων της αντιδράσεως. Το στάδιο αυτό περιγράφηκε από το μοντέλο στατιστικής πολυθραυσματοποίησης (SMM, Statistical Multifragmentation Model), όπως θεσπίστηκε από τον Botvina [39-42], καθώς επίσης και από τον κώδικα δυαδικής διάσπασης GEMINI του Charity [43,44,48].

2.2 Μοντέλο Πλήρως Ανελαστικής Μεταφοράς - DIT

2.2.1 Ανασκόπηση

Το DIT είναι ένα μοντέλο φαινομενολογικής φύσεως που περιγράφει αποτελεσματικά την στοχαστική ανταλλαγή νουκλεονίων μεταξύ δύο πυρήνων σε περιφερειακές αντιδράσεις. Στο μοντέλο αυτό, βλήμα και στόχος θεωρούνται συμπαγείς σφαίρες οι οποίες κινούνται σε τροχιές Coulomb, μέχρις ότου το βλήμα βρεθεί στην εμβέλεια της πυρηνικής αλληλεπίδρασης. Στο σημείο αυτό, οι πυρήνες θεωρούνται δύο αέρια Fermi τα οποία έρχονται σε επαφή. Πιο συγκεκριμένα, ένα 'παράθυρο' ανοίγει στο διαπυρηνικό δυναμικό και λαμβάνει χώρα μεταφορά νουκλεονίων με στοχαστικό τρόπο. Αποτέλεσμα της μεταφοράς των νουκλεονίων είναι η βαθμιαία ενεργειακή υποβάθμιση (dissipation) του διπυρηνικού συστήματος προς εσωτερικούς βαθμούς ελευθερίας και μετατροπή της σχετικής κινητικής ενέργειας του προς εσωτερική διέγερση (internal excitation) των παραγόμενων θραυσμάτων. Συνεπώς, η διέγερση αυτή μπορεί να είναι περιστροφικής, δονητικής ή θερμικής φύσεως [28,29]. Ένα ερώτημα που χρειάζεται να απαντηθεί και βοηθά στη καλύτερη κατανόηση των αντιδράσεων πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων, είναι το πώς διαμοιράζεται η ενέργεια διεγέρσεως μεταξύ των δύο πυρήνων. Γενικά, η θεωρία γραμμικής αποκρίσεως (Linear Response Theory) αντιμετωπίζει το σύστημα σαν μία ενιαία μονάδα: εικάζεται ότι οι συλλογικές μεταβλητές εξελίσσονται μέσα από την ταυτόχρονη αλληλεπίδραση τους με μια δεξαμενή θερμότητας, η οποία βρίσκεται σε πλήρη θερμική ισορροπία. Η βασική αυτή υπόθεση απαιτεί λοιπόν να χαρακτηρίζεται το διπυρηνικό σύστημα από κοινή θερμοκρασία. Όμως η απαίτηση αυτή προϋποθέτει να γίνεται η κατανομή της ενέργειας διεγέρσεως στα διάφορα προϊόντα με κριτήριο τη μάζα. Ωστόσο, στη θεωρία ανταλλαγής νουκλεονίων δεν ακολουθείται η ίδια συμπεριφορά. Αυτό συμβαίνει διότι η διέγερση πηγάζει από μεταφορές νουκλεονίων. Συνεπώς, αν η σχετική ροή είναι περίπου συμμετρική, το ίδιο θα ισχύει και για την ενέργεια διεγέρσεως του κάθε ζεύγους προϊόντων.

Σε γενικές γραμμές, αν οι μεταφορές νουκλεονίων κυριαρχούν κατά την ενεργειακή υποβάθμιση (dissipation) του συστήματος, η διαμοίραση της διέγερσης θα τείνει

προς ισοκατανομή. Αυτό σημαίνει ότι, για ένα πολύ ασύμμετρο σύστημα, ένα πολύ ελαφρύ θραύσμα θα έχει πολύ υψηλή θερμοκρασία [29].

Η κατεύθυνση και ο τύπος της εκάστοτε μεταφοράς αποφασίζεται από τυχαία επιλογή βασισμένη σε πιθανότητες μεταφοράς. Οι πιθανότητες υπολογίζονται μέσω ενός ολοκληρώματος στο χώρο των φάσεων όπου λαμβάνεται υπόψη η παρεμπόδιση Pauli (Pauli blocking), και περιλαμβάνει κι άλλους σημαντικούς όρους που θα παρουσιαστούν στην επόμενη ενότητα. Τελικώς, η μεταφορά νουκλεονίων παράγει ένα ευρύ φάσμα προϊόντων ως προς μάζα, ατομικό αριθμό, ενέργεια διεγέρσεως και σπιν. Μετά την αλληλεπίδραση, τα πρωτογενή παραγόμενα θραύσματα (primary projectile, target fragments), είναι διεγερμένα και απομακρύνονται σε τροχιές Coulomb.

Υπογραμμίζεται και γίνεται κατανοητό ότι με βάση όσα προαναφέρθηκαν, το DIT υποθέτει πως η μόνη πηγή ενεργειακής υποβάθμισης είναι η ανταλλαγή νουκλεονίων. Οι συγκρούσεις νουκλεονίου-νουκλεονίου δεν λαμβάνονται υπόψη.

Στη συνέχεια γίνεται παρουσίαση ορισμένων σημαντικών μεγεθών του κώδικα DIT.

2.2.2 Σημαντικά Μεγέθη

Πριν ξεκινήσει η ανάλυση των μεγεθών του μοντέλου, απαιτείται να γίνει μια διευκρίνιση ως προς τους συμβολισμούς που θα ακολουθήσουν. Αρχικά ως πυρήνας 1 κρίνεται ο δότης νουκλεονίου και ως 2 ο δέκτης. Επιπλέον το βασικό σύμβολο ' θα τοποθετείται σε οποιοδήποτε μέγεθος το οποίο σχετίζεται με το σύστημα μετά τη διεκπεραίωση της μεταφοράς του νουκλεονίου [45].

Λόγω της αρχής διατήρησης της ενέργειας για το υπό εξέταση σύστημα, ισχύει η εξής σχέση για τις εκάστοτε μεταβολές των διαφόρων ειδών ενέργειας:

$$\Delta\delta_1 + \Delta\delta_2 + \Delta E_1^* + \Delta E_2^* + \Delta K + \Delta U_{\text{int}} = 0 \quad (2.1)$$

Οι δύο πρώτοι όροι αποτελούν τις μεταβολές της περίσσειας μάζας των δύο πυρήνων στις θεμελιώδεις καταστάσεις τους όπως εξάγονται από τους πίνακες μαζών των νουκλιδίων. Πιο συγκεκριμένα για τα δύο αυτά μεγέθη ισχύει:

$$\Delta\delta_1 = \delta_1' - \delta_1 = S_1 - \delta_\alpha \quad (2.2)$$

$$\Delta\delta_2 = \delta_2' - \delta_2 = -(S_2' - \delta_\alpha) \quad (2.3)$$

$$\Delta\delta_1 + \Delta\delta_2 = S_1 - S_2' \quad (2.4)$$

όπου δ_α είναι η περίσσεια μάζας του μεταφερόμενου νουκλεονίου και τα S_1, S_2' αποτελούν τις ενέργειες διαχωρισμού νετρονίου ή πρωτονίου των πυρήνων 1,2 πριν και μετά τη μεταφορά αντιστοίχως.

Οι δύο όροι που ακολουθούν μετά τις μεταβολές της περισσειας μάζας σχετίζονται με την ενέργεια διεγέρσεως, στην οποία συμπεριλαμβάνεται και η περιστροφική ενέργεια. Είναι:

$$\Delta E_1^* = E_1^{*' } - E_1^* = \varepsilon_{F1} - \varepsilon_1 \quad (2.5)$$

$$\Delta E_2^* = E_2^{*' } - E_2^* = \varepsilon_2 - \varepsilon_{F2}' \quad (2.6)$$

όπου ε_1 και ε_2 οι κινητικές ενέργειες του μεταφερόμενου νουκλεονίου στον εκάστοτε πυρήνα. Τα μεγέθη ε_{F1} και ε_{F2}' αποτελούν τα ενεργειακά επίπεδα Fermi για τους πυρήνες 1,2 αντιστοίχως. Αξίζει εδώ να αναφερθεί ότι στη σχέση (2.5) παρουσιάζεται ουσιαστικά μια διέγερση σπής ενώ στη (2.6) μια διέγερση σωματιδίου.

Στο σημείο αυτό, λαμβάνοντας υπόψη ότι η ενέργεια διαχωρισμού νετρονίου/πρωτονίου και το ενεργειακό επίπεδο Fermi συνδέονται ως μεγέθη με το βάθος του φρέατος δυναμικού στο άπειρο από τη σχέση $S_i + \varepsilon_{Fi} = U_{i\infty}$ ισχύει ότι:

$$\Delta\delta_1 + \Delta\delta_2 = S_1 - S_2' = (\varepsilon_{F1} - \varepsilon_{F2}') + (U_{2\infty} - U_{1\infty}) \quad (2.7)$$

Άρα, η (2.1) γίνεται:

$$\Delta K = -\Delta U_{int} - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) + (U_{2\infty} - U_{1\infty}) \quad (2.8)$$

όπου ΔK είναι η σχετική μεταβολή της κινητικής ενέργειας του και ΔU_{int} η σχετική μεταβολή της δυναμικής ενέργειας του διπυρηνικού συστήματος.

Απαιτώντας τα φρέατα των δύο πυρήνων να είναι ισοβαθή προκύπτει ότι:

$$\Delta K = - \Delta U_{\text{int}} - (\epsilon_2 - \epsilon_1) \quad (2.9)$$

Υπογραμμίζεται σε αυτό το σημείο ότι η ΔU_{int} επηρεάζει άμεσα τον υπολογισμό της ϵ_2 και στο DIT, σαν μέγεθος παίρνει μη μηδενική τιμή μόνο όταν το νουκλεόνιο που μεταφέρεται είναι πρωτόνιο, λόγω της έντονης αλληλεπίδρασης Coulomb στην οποία υπόκειται το σύστημα. Αν μεταφέρεται νετρόνιο ισχύει: $\Delta U_{\text{int}} \simeq 0$.

Έτσι προκύπτει η σχέση:

$$\epsilon_2 = \epsilon_{02} - \Delta U_{\text{int}} \quad (2.10)$$

όπου ϵ_{02} αντιπροσωπεύει τη κινητική ενέργεια που θα είχε το νουκλεόνιο εφόσον $\Delta U_{\text{int}} \simeq 0$.

Ο τύπος που δίνει το ΔU_{int} είναι:

$$\Delta U_{\text{int}} = 1.44 \frac{Z_1 - Z_2 - 1}{d} \quad (2.11)$$

όπου d η απόσταση των δύο πυρήνων υπολογισμένη σε fm.

Προχωρώντας στα μεγέθη της στροφορμής και του spin, αρχικά η στροφορμή εξετάζεται μόνο μέσω των συνιστωσών οι οποίες είναι κάθετες στο επίπεδο της αντίδρασης (οι προβολές στον άξονα z) επειδή κατά μέσο όρο μόνο αυτές μεταβάλλονται. Αυτό συμβαίνει γιατί στο DIT ο άξονας y θεωρείται ως ο άξονας της δέσμης και όχι ο άξονας z που συνήθως θεωρείται κατά την περιγραφή των αντιδράσεων.

Τώρα, αν S_1 , S_2 είναι τα spin του πυρήνα δότη και δέκτη αντίστοιχα, και L είναι η τροχιακή στροφορμή, ισχύει ότι:

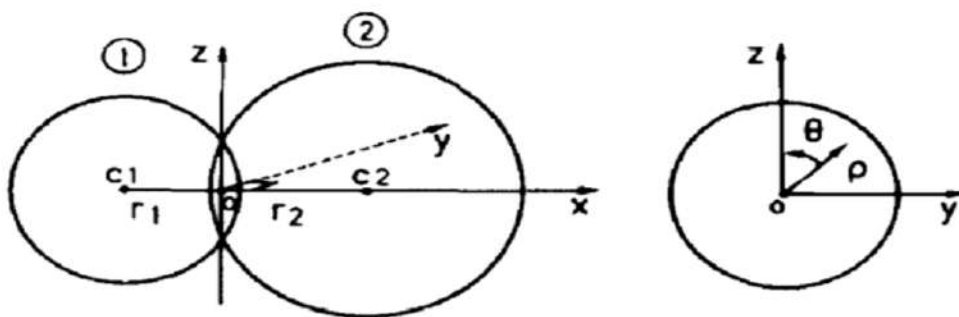
$$\Delta S_1 = - l_1, \quad \Delta S_2 = l_2, \quad \Delta L = - (l_2 - l_1) \quad (2.12)$$

όπου ως I_1 και I_2 είναι η τροχιακή στροφορμή του μεταφερόμενου νουκλεονίου στον πυρήνα δότη και δέκτη αντιστοίχως.

Όπως αναφέρθηκε στην ανασκόπηση, όταν το βλήμα έρθει στην εμβέλεια της πυρηνικής αλληλεπίδρασης, ανοίγει ένα παράθυρο μεταξύ των δύο συστημάτων ώστε να επιτευχθεί η στοχαστική μεταφορά νουκλεονίων. Σύμφωνα με τον Randrup [44], η ταχύτητα του νουκλεονίου όταν περάσει στον πυρήνα 2, θα επηρεάζεται όχι μόνο από την αρχική του ταχύτητα στον 1, αλλά και από τη σχετική ταχύτητα του διπυρηνικού συστήματος. Πιο συγκεκριμένα:

$$u_2' = u_1' + V_{rel} \quad (2.13)$$

Σχηματικά το παράθυρο φαίνεται στο Σχήμα 5:



Σχήμα 5: Γεωμετρική αναπαράσταση του συστήματος. Η σχετική ταχύτητα u_r του πυρήνα 1 (δότης) ως προς τον πυρήνα 2 (δέκτης) βρίσκεται πάνω στο επίπεδο xy με θετική προβολή στον άξονα y . Τα ρ και θ χρησιμοποιούνται για τον εντοπισμό του μεταφερόμενου νουκλεονίου.

Όπως αναφέρθηκε και στην ανασκόπηση, ένα σημαντικό μέγεθος που εξετάζεται στο DIT είναι οι πιθανότητες μεταφοράς. Η πιθανότητα μεταφοράς ενός νετρονίου ή πρωτονίου από τον πυρήνα 1 στον πυρήνα 2 δίνεται από τη σχέση:

$$P = \int \Phi T n_1 (1 - n_2) d^5\sigma \quad (2.14)$$

Με $d^5\sigma = \rho \, d\rho \, d\theta \, d^3p$, όπου $(\rho \, d\rho \, d\theta)$ είναι η στοιχειώδης επιφάνεια σε πολικές συντεταγμένες όπως φαίνεται στο παραπάνω Σχήμα.

Στη συνέχεια θα αναλυθούν τα παραπάνω μεγέθη από τα οποία εξαρτάται η P .

Η ροή (flux), Φ ορίζεται ως ο αριθμός διερχόμενων νουκλεονίων σε μια κάθετη επιφάνεια ανά μονάδα χρόνου και δίνεται από τη σχέση:

$$\Phi = \frac{dN}{dS \, dt} \quad (2.13)$$

με πολλαπλασιασμό αριθμητή και παρονομαστή της (2.13) με dx προκύπτει:

$$\Phi = \frac{dN}{dS \, dx} \frac{dx}{dt} = \rho_F \, u_x \quad (2.14)$$

όπου ρ_F η πυκνότητα αερίου Fermi. Επειδή το DIT αναφέρεται στο χώρο των φάσεων, είναι γνωστό ότι μια στοιχειώδης κυψελίδα δύο νουκλεονίων καταλαμβάνει στοιχειώδη όγκο h^3 , συνεπώς:

$$\frac{dN}{dV \, d^3p} = \frac{2}{h^3} \Rightarrow \rho_F = \frac{2}{h^3} d^3p \quad (2.15)$$

Άρα, είναι:

$$\Phi = \rho_F \, u_x = \frac{2}{h^3} u_x \, d^3p \quad (2.16)$$

Ο αριθμός νουκλεονίων που διέρχονται από στοιχειώδη επιφάνεια dS είναι:

$$\Phi \, dS = \frac{2}{h^3} u_x \, d^3p \, dS = \frac{2}{h^3} u_x \, d^3p \, \rho \, d\rho \, d\theta \quad (2.18)$$

Εναλλακτικά, η (2.14) γράφεται:

$$P = \int \frac{2}{h^3} u_x \, \rho \, T \, n_1 \, (1 - n_2) \, d\rho \, d\theta \, d^3p \quad (2.19)$$

όπου T είναι η διαπερατότητα φράγματος, η οποία εξαρτάται από το δυναμικό του σωματιδίου στο παράθυρο, το οποίο υπολογίζεται από το άθροισμα των δυναμικών Woods-Saxon και Coulomb.

Για τον υπολογισμό του T χρησιμοποιήθηκε η εξίσωση Hill – Wheeler για τα παραβολικά φράγματα δυναμικού [31]. Τέλος, τα n_1 , n_2 αποτελούν τις πιθανότητες κατάληψης ενός ενεργειακού επιπέδου του πυρήνα δότη και δέκτη αντίστοιχα και δίνονται από τη σχέση:

$$n_i = \frac{1}{1 + \exp[(E_i^* - \epsilon_{Fi} - S_i l_i / \mathfrak{S}) / T_i]} \quad (2.20)$$

όπου όλα τα μεγέθη είναι γνωστά εκτός του \mathfrak{S} που αποτελεί τη ροπή αδράνειας. Επίσης, γενικότερα ο όρος $S_i l_i / \mathfrak{S}$, αποτελεί την περιστροφική συνεισφορά στη διέγερση.

Σε μία πυρηνική αντίδραση το ενδιαφέρον μέγεθος είναι η ενεργός διατομή, η οποία υπολογίζεται για δεδομένη τιμή στροφορμής ως εξής:

$$\sigma_i = \pi \lambda^2 (2I + 1) P \quad (2.21)$$

όπου $\lambda = \hbar/p$, I η στροφορμή και P η πιθανότητα μεταφοράς. Η συνολική ενεργός διατομή θα είναι:

$$\sigma_{tot} = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l_{max}} (2I + 1) P \quad (2.22)$$

Με την προϋπόθεση ότι η μεταφορά είναι επιτυχής ($P = 1$) προκύπτει ότι:

$$\sigma_{tot} = \pi \lambda^2 I_{max} \quad (2.23)$$

όπου I_{max} η μέγιστη τιμή τροχιακής στροφορμής για την οποία λαμβάνουν χώρα γεγονότα μεταφοράς νουκλεονίων.

Στο DIT, για κάθε τιμή στροφορμής υπολογίζεται ένας αριθμός γεγονότων. Τα γεγονότα αυτά πρέπει να είναι ισοκατανεμημένα σε όλη την επιφάνεια του στόχου. Αυτή η ισοκατανομή επιτυγχάνεται θεωρώντας τη διατομή του στόχου κυκλική και κάθετη στον άξονα της δέσμης και επιλέγοντας αριθμό γεγονότων ανάλογο της ακτίνας του κύκλου. Σε αυτή την περίπτωση η ακτίνα του κυκλικού στόχου συμπίπτει με τον παράγοντα κρούσης, από τον οποίο εξαρτάται και η στροφορμή.

Μάλιστα, πιο συγκεκριμένα στην ημικλασική θεώρηση, η παράμετρος κρούσης b συνδέεται ως εξής με τη στροφορμή:

$$b = l \lambda \quad (2.24)$$

όπου b αποτελεί το άθροισμα των ακτίνων των δύο πυρήνων.

Άρα, πλέον, για να επιτευχθεί η ισοκατανομή τίθεται αριθμός γεγονότων ανάλογος της στροφορμής. Δηλαδή, αν f_n πραγματικός αριθμός, προκύπτει:

$$n(l) = f_n l$$

με τον συνολικό αριθμό γεγονότων να είναι:

$$N = \sum_{l=0}^{l_{\max}} n(l) \simeq \frac{l_{\max}^2 f_n}{2} \quad (2.25)$$

Η ενεργός διατομή για ένα συγκεκριμένο κανάλι στο οποίο έχουν καταγραφεί n γεγονότα είναι:

$$\sigma = \sigma_{\text{tot}} \frac{n}{N} \quad (2.26)$$

Τελικά, εισάγοντας τις σχέσεις (2.23) και (2.25) στην (2.26) προκύπτει η μέση ενεργός διατομή ανά γεγονός (mb/event), η οποία όπως φαίνεται δεν εξαρτάται από την στροφορμή.

$$\frac{\sigma}{n} = \pi \lambda^2 \frac{2}{f_n} \quad (2.27)$$

Το b (barn) αποτελεί τη μονάδα ενεργού διατομής, έχει διαστάσεις επιφανείας και ορίζεται ως:

$$1 \text{ barn} = 1 \text{ fm}^2 = 10^{-30} \text{ m}^2$$

$$1 \text{ mb} = 10^{-33} \text{ m}^2$$

Από τη σχέση (2.27), γίνεται κατανοητό πως με κατάλληλη ρύθμιση του f_n μπορούν να προσομοιωθούν επιτυχώς γεγονότα με πολύ χαμηλές ενεργές διατομές.

2.3 Μικροσκοπικό Μοντέλο Περιορισμένης Μοριακής Δυναμικής CoMD

2.3.1 Ανασκόπηση

Το δεύτερο μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για τη περιγραφή του δυναμικού σταδίου των αντιδράσεων είναι το μικροσκοπικό μοντέλο περιορισμένης μοριακής δυναμικής CoMD (Constrained Molecular Dynamics). Το μοντέλο αυτό των Bonasera και Para [35] σχεδιάστηκε για τη μελέτη της δυναμικής αντιδράσεων σε ενέργειες μικρότερες της ενέργειας Fermi. Βασισμένη στις μεθόδους QMD (Quantum Molecular Dynamics), θεωρεί ότι τα νουκλεόνια περιγράφονται από Γκαουσιανά κυματοπακέτα που πληρούν την αρχή της αβεβαιότητας και έχουν εύρος σ_r . Ωστόσο είναι σαφώς βελτιωμένη, καθώς εν αντιθέσει με τις παραδοσιακές μεθόδους της QMD [47], η συγκεκριμένη λαμβάνει υπόψη την φερμιονική φύση του συστήματος μέσω της απαγορευτικής αρχής του Pauli που επιτυγχάνεται από ένα περιορισμό στο χώρο των φάσεων. Σημειώνεται εδώ ότι στο μοντέλο CoMD, παρόλο που δεν εφαρμόζεται ρητά η αντισυμμετροποίηση της κυματοσυνάρτησης του συστήματος N-σωματιδίων, επιβάλλεται ο σημαντικός αυτός περιορισμός που σχετίζεται με τον τρόπο που καταλαμβάνουν χώρο τα νουκλεόνια στο χώρο των φάσεων. Με αυτό το τρόπο αποκαθίσταται αποτελεσματικά η αρχή του Pauli σε κάθε χρονικό βηματισμό της κλασικής εξέλιξης του συστήματος. Οι μικρής εμβέλειας και απωστικές αλληλεπιδράσεις νουκλεονίου-νουκλεονίου περιγράφονται ως ανεξάρτητες συγκρούσεις μεταξύ νουκλεονίων οι οποίες καθορίζονται από την ενεργό διατομή σκεδάσεως νουκλεονίου-νουκλεονίου, τον διαθέσιμο χώρο στο χώρο των φάσεων και την αρχή του Pauli [30]. Η αλληλεπίδραση αυτή επιτρέπει τη μελέτη των μηχανισμών των αντιδράσεων με πιο λεπτομερή τρόπο, σε σχέση με το πολύ αποτελεσματικό αλλά φαινομενολογικό/μακροσκοπικό μοντέλο DIT. Στη συνέχεια πραγματοποιείται ανάλυση των σημαντικών μεγεθών που ορίζουν το μοντέλο CoMD.

2.3.2 Σημαντικά Μεγέθη

Όπως αναφέρθηκε και στην ανασκόπηση, τα νουκλεόνια κρίνονται ως γκαουσιανά κυματοπακέτα. Πιο συγκεκριμένα για το i -οστό νουκλεόνιο ισχύει:

$$\varphi_i(\mathbf{r}^{\rightarrow}) = A \exp \left[-\frac{(\mathbf{r}^{\rightarrow} - \langle \mathbf{r}_i^{\rightarrow} \rangle)^2}{4\sigma_r^2} + \frac{i}{\hbar} \mathbf{r}^{\rightarrow} \cdot \langle \mathbf{p}_i^{\rightarrow} \rangle \right] \quad (2.28)$$

όπου $A = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{3/4}}$ σταθερά, $\langle \mathbf{r}_i^{\rightarrow} \rangle$, $\langle \mathbf{p}_i^{\rightarrow} \rangle$ οι μέσες τιμές της θέσης και της ορμής του i -οστού νουκλεονίου και αποτελούν αντίστοιχα τα κεντροειδή θέσης-ορμής του κυματοπακέτου και σ_r η αβεβαιότητα του κυματοπακέτου ως προς τη θέση. Η συνολική κυματοσυνάρτηση του συστήματος των N -σωματιδίων εκφράζεται ως το γινόμενο των επιμέρους κυματοσυναρτήσεων, ως εξής:

$$\Phi(\mathbf{r}^{\rightarrow}) = \prod_i \varphi_i(\mathbf{r}^{\rightarrow}) \quad (2.29)$$

Ως γνωστόν, η διατύπωση της κβαντομηχανικής δεν επιτρέπει τη ταυτόχρονη εύρεση της θέσης και της ορμής ενός υπό εξέταση συστήματος. Επιτρέπεται δε, η εναλλαγή μεταξύ των αναπαραστάσεων στο χώρο των θέσεων και των ορμών, η οποία πραγματοποιείται μέσω μετασχηματισμού Fourier. Ωστόσο, κατά τη θεωρητική μελέτη της πυρηνικής δομής και των πυρηνικών αντιδράσεων είναι αναγκαία η ύπαρξη μιας κατανομής πιθανοτήτων για τις θέσεις και τις ορμές των νουκλεονίων ταυτοχρόνως. Για το λόγο αυτό το CoMD χρησιμοποιεί μια εναλλακτική διατύπωση της κβαντικής μηχανικής, αυτή του χώρου των φάσεων η οποία βασίζεται στο μετασχηματισμό Wigner. Η κατανομή αυτή για ένα σωματίδιο εκφράζεται ως:

$$f_i(\mathbf{r}^{\rightarrow}, \mathbf{p}^{\rightarrow}) = \frac{1}{\pi^3 \hbar^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r}^{\rightarrow} - \langle \mathbf{r}_i^{\rightarrow} \rangle)^2}{2\sigma_r^2} - \frac{2\sigma_r^2(\mathbf{p}^{\rightarrow} - \langle \mathbf{p}_i^{\rightarrow} \rangle)^2}{\hbar^2} \right] \quad (2.30)$$

Ένας από τους σημαντικότερους λόγους όπου επιλέχθηκε γκαουσιανή μορφή για το κυματοπακέτο είναι ότι έχει το ελάχιστο γινόμενο αβεβαιότητας με τιμή $\sigma_r \sigma_p = \frac{\hbar}{2}$. Στη παραπάνω σχέση η αβεβαιότητα στην ορμή έχει παραμετροποιηθεί μέσω της αβεβαιότητας στη θέση καθώς στη θεώρηση του CoMD, η αβεβαιότητα στην ορμή έχει θεωρηθεί σταθερή και αποτελεί ελεύθερη παράμετρο. Τελικά η σχέση θα γίνει:

$$f_i(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r\sigma_p)^3} \exp \left[-\frac{(\vec{r} - \langle \vec{r}_i \rangle)^2}{2\sigma_r^2} - \frac{(\vec{p} - \langle \vec{p}_i \rangle)^2}{2\sigma_p^2} \right] \quad (2.31)$$

Η συνολική κυματοσυνάρτηση για το σύστημα N-σωματιδίων δίνεται ως το άθροισμα των επιμέρους κατανομών:

$$f(\vec{r}, \vec{p}) = \sum_i f_i(\vec{r}, \vec{p}) \quad (2.32)$$

Με την γκαουσιανή περιγραφή, η χρονικώς εξαρτημένη εξίσωση Schrödinger N-σωματιδίων οδηγεί στις κλασικές εξισώσεις κίνησης του Hamilton για τα κεντροειδή των κυματοπακέτων των νουκλεονίων. Είναι:

$$\mathcal{H} = \sum_i \frac{\langle p_i \rangle^2}{2m} + V_{\text{eff}} + \frac{3\sigma_p^2}{2m} \quad (2.33)$$

Ο πρώτος όρος σχετίζεται με την κινητική ενέργεια του συστήματος. Ο τελευταίος σταθερός όρος προκύπτει από 'διάχυση' της ορμής στο χώρο των φάσεων λόγω της αντίστοιχης αβεβαιότητας της ορμής, η οποία 'διάχυση' αντικατοπτρίζεται τελικώς και στη κινητική ενέργεια του συστήματος. Λόγω του ότι έχει σταθερή τιμή, δεν λαμβάνεται υπόψη στους υπολογισμούς του CoMD [37].

Ο ενδιάμεσος όρος, το δυναμικό κομμάτι της Χαμιλτονιανής, βασίζεται σε αλληλεπιδράσεις τύπου Skyrme. Με βάση το πρότυπο της υγρής σταγόνας (Liquid Drop Model), ο τελεστής διακρίνεται στους εξής επιμέρους όρους:

$$V_{\text{eff}} = V_{\text{vol}} + V^{(3)} + V_{\text{sym}} + V_{\text{surf}} + V_{\text{coul}} \quad (2.34)$$

Η ανάλυση των παραπάνω όρων και της φυσικής σημασίας τους θα πραγματοποιηθεί αφού πρώτα οριστούν δύο σημαντικές ποσότητες. Το πρώτο είναι το ολοκλήρωμα πυκνότητας και ορίζεται ως:

$$\rho_i(\vec{r}) = \int f_i(\vec{r}, \vec{p}) d^3p \quad (2.35)$$

το οποίο εκφράζει τη πυκνότητα του i-οστού νουκλεονίου συναρτήσει της θέσης του. Επιπλέον παρουσιάζεται το ολοκλήρωμα υπέρθεσης δύο νουκλεονίων i,j:

$$\rho_{ij} = \int \rho_i(\vec{r}_i) \rho_j(\vec{r}_j) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) d^3r_i d^3r_j \quad (2.36)$$

το οποίο παρουσιάζει τη πιθανότητα δύο νουκλεόνια να καταλαμβάνουν κοινό πυρηνικό χώρο.

Οι όροι του V_{eff} είναι οι εξής:

$$V_{\text{vol}} = \frac{t_0}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} \rho_{ij} \quad (2.37)$$

$$V^{(3)} = \frac{t_3}{(\mu + 1) \rho_0^3} \sum_{i,j \neq i} \rho_{ij}^3 \quad (2.38)$$

$$V_{\text{sym}} = \frac{\alpha_{\text{sym}}}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} (2 \delta_{\tau_i, \tau_j} - 1) \rho_{ij} \quad (2.39)$$

$$V_{\text{surf}} = \frac{C_s}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} \nabla_{<r_i>}^2 (\rho_{ij}) \quad (2.40)$$

$$V_{\text{coul}} = \frac{1}{2} \sum_{i,j \neq i} \frac{e^2}{|<r_i> - <r_j>|} \text{erf}\left(\frac{|<r_i> - <r_j>|}{2\sigma_r}\right) \quad (2.41)$$

Ο πρώτος όρος αντιστοιχεί στον όρο όγκου του προτύπου της υγρής σταγόνας. Ο δεύτερος, προσομοιώνει τις ταυτόχρονες αλληλεπιδράσεις τριών νουκλεονίων. Ο τρίτος ενσωματώνει τον όρο ασυμμετρίας ανάμεσα στα νουκλεόνια με ίδια τιμή του $isospin$. Ο τέταρτος εκφράζει όπως και στο πρότυπο της υγρής σταγόνας, την αποσταθεροποίηση των επιφανειακών νουκλεονίων σε σχέση με τα εσωτερικά, καθώς δεν διαθέτουν συνισταμένη δύναμη μηδέν λόγω του ότι έχουν λιγότερα γειτονικά νουκλεόνια να τους ασκούν ελκτικές δυνάμεις. Τέλος, ο όρος Coulomb αντικατοπτρίζει τις ηλεκτροστατικές αλληλεπιδράσεις μεταξύ πρωτονίων. Στις παραπάνω σχέσεις, τα τ_i, τ_j αναπαριστούν τα $isospin$ των νουκλεονίων i και j και το δ_{ij} το δέλτα του Kronecker.

Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία είναι οι εξής: $\sigma_r = 1.15 \text{ fm}$, $t_0 = -356 \text{ MeV}$, $t_3 = 303 \text{ MeV}$, $\mu = 7/6$, $a_{\text{sym}} = 32 \text{ MeV}$, $C_s = -0.33 \text{ MeV fm}^2$, $\rho_0 = 0.165 \text{ fm}^{-1}$.

Όπως ήδη προαναφέρθηκε, στο μοντέλο CoMD συμπεριλαμβάνεται ένας περιορισμός για τη θέση που καταλαμβάνει ένα νουκλεόνιο στον χώρο των φάσεων. Μέσω αυτού, αποκαθίσταται η απαγορευτική αρχή του Pauli, και ως αποτέλεσμα, επαναφέρεται με στοχαστικό τρόπο η φερμιονική φύση των νουκλεονίων στο σύστημα. Ο περιορισμός αυτός, λοιπόν, απαιτεί η πιθανότητα κατάληψης f_i η οποία δίνεται μέσω της παρακάτω σχέσης, να είναι μικρότερη ή ίση της μονάδας για κάθε νουκλεόνιο i .

$$f_i \leq 1, \quad \forall i \quad (2.42)$$

$$f_i = \sum_j \delta_{T_i, T_j} \delta_{S_i, S_j} \int_{h^3} f_i(\vec{r}, \vec{p}) d^3r d^3p \quad (2.43)$$

όπου s_i και s_j οι συνιστώσες του spin των νουκλεονίων i και j στον άξονα z αντιστοίχως. Το ολοκλήρωμα αυτό υπολογίζεται σε έναν υπερκύβο όγκου h^3 στον χώρο των φάσεων γύρω από το σημείο $(\langle \vec{r}_i \rangle, \langle \vec{p}_i \rangle)$. Ο υπερκύβος αυτός συνίσταται από δύο επιμέρους κύβους. Έναν στο χώρο των καρτεσιανών συντεταγμένων (x, y, z) με ακμή $\sqrt{\frac{2\pi\hbar\sigma_r}{\sigma_p}}$ και έναν στο χώρο των ορμών (p_x, p_y, p_z) με ακμή $\sqrt{\frac{2\pi\hbar\sigma_p}{\sigma_r}}$.

Σε κάθε χρονικό βήμα, η πιθανότητα κατάληψης f_i ελέγχεται για κάθε ένα νουκλεόνιο. Αν η τιμή της υπερβαίνει τη μονάδα, τότε καθορίζεται ένα σύνολο K_i ανάμεσα στα πλησιέστερα νουκλεόνια σε αποστάσεις ίσες με $3\sigma_r$ $3\sigma_p$. Σε εκείνο το σημείο, οι ορμές των σωματιδίων που ανήκουν σε αυτό το σύνολο μεταβάλλονται. Σημειώνεται μάλιστα, ότι η μεταβολή των ορμών γίνεται με τυχαίο τρόπο και σχετίζεται με την κατεύθυνση των επιμέρους διανυσμάτων και όχι με το μέτρο τους.

Επομένως, επιτυγχάνεται η διατήρηση της συνολικής ορμής αλλά και της συνολικής κινητικής ενέργειας. Η καινούργια διαμόρφωση θα γίνει αποδεκτή μόνο αν μειωθεί η f_i κάτω από τη μονάδα, αλλιώς επαναλαμβάνεται η διαδικασία, μέχρις ότου να επιτευχθεί ο περιορισμός.

2.4 Μοντέλο Στατιστικής Πολυθραυσματοποίησης SMM

Όπως αναφέρθηκε και στην εισαγωγή του κεφαλαίου, η μελέτη των μηχανισμών των αντιδράσεων χωρίστηκε σε δύο φάσεις. Αρχικά στο δυναμικό στάδιο, όπου παρήχθησαν τα πρωτογενή (primary) θραύσματα και μελετήθηκαν με τα προαναφερθέντα μοντέλα DIT και CoMD. Στη συνέχεια εξετάστηκε η αποδιέγερση των θραυσμάτων με τη χρήση δύο ακόμη θεωρητικών μοντέλων. Πρώτα παρουσιάζεται το SMM ή μοντέλο στατιστικής πολυθραυσματοποίησης (Statistical Multifragmentation Model) [39-42].

Το SMM, ως στατιστικό μοντέλο, είναι ικανό να περιγράψει την αποδιέγερση θραυσμάτων σε οποιοδήποτε από τα στατιστικά σύνολα (Μικροκανονικό, Κανονικό, Μεγαλοκανονικό). Σε αντίθεση με τα δυναμικά μοντέλα, όπου οι τελικές καταστάσεις της εξέλιξης του συστήματος μπορούν να βρεθούν μέσα από τις αρχικές συνθήκες, στη στατιστική προσέγγιση όλες οι πιθανές τελικές καταστάσεις ορίζονται και οι σχετικές τους πιθανότητες υπολογίζονται. Σε συμφωνία με τις αρχές της Στατιστικής Μηχανικής η πιθανότητα μιας συγκεκριμένης τελικής κατάστασης ενός υπό διάσπαση συστήματος, γνωστό και ως κανάλι διάσπασης, είναι ανάλογα του στατιστικού του βάρους. Το στατιστικό βάρος αποτελεί τον αριθμό των μικροσκοπικών καταστάσεων που οδηγούν στην τελική αυτή κατάσταση. Συνεπώς, το πρόβλημα έγκειται στον υπολογισμό στατιστικών βαρών διαφόρων καναλιών διάσπασης κάτω από ορισμένους περιορισμούς στη συνολική ενέργεια, μαζικό αριθμό, ατομικό αριθμό που περιλαμβάνεται στον όγκο διάσπασης $V_b = A_0 / \rho_b$, όπου A_0 ο μαζικός αριθμός του θραύσματος και ρ_b η μέση πυκνότητα νουκλεονίων κατά την οποία ευνοείται η διάσπαση του διεγερμένου θραύσματος. Στο SMM έχει εύρος τιμών $1/2 \rho_0 < \rho_b < 1/10 \rho_0$ με $\rho_0 = 0.15 \text{ fm}^{-3}$ [34].

Το μοντέλο αυτό λαμβάνει υπ' όψιν τους νόμους διατήρησης ενέργειας, φορτίου, ορμής στροφορμής και μάζας κατά την στατιστική ισορροπία μεταξύ των θραυσμάτων. Επιπροσθέτως, λόγω του μεγάλου εύρους ενεργειών διέγερσης που είναι υπό εξέταση στο SMM ($E^* \sim 1 - 10 \text{ MeV/nucleon}$), συμπεριλαμβάνονται όλα τα πιθανά κανάλια αποδιέγερσης του σύνθετου αρχικού πυρήνα: από το κανάλι

της στατιστικής διαδοχικής «εξάτμισης», δηλαδή εκπομπής νετρονίων, πρωτονίων και φορτισμένων σωματιδίων με $A < 4$ (evaporation), για $E^* < 2$ MeV/nucleon, μέχρι τη δυαδική διάσπαση για $E^* = 2 - 3$ MeV/nucleon και τη πολυθραυσματοποίηση για $E^* > 3$ MeV/nucleon, όπως παρουσιάζονται στο *Σχήμα 3*.

Στο μικροκανονικό στατιστικό σύνολο το στατιστικό βάρος δίνεται ως :

$$W_f^{\text{micro}} = \frac{1}{\xi} \exp S_f (E_0, V, A_0, Z_0) \quad (2.44)$$

όπου $\xi = \sum_{\{f\}} \exp S_f (E_0, V, A_0, Z_0)$, σταθερά κανονικοποίησης. Ως f ορίζεται το κανάλι διάσπασης, ως $S_f = k \ln W_f$ η εντροπία του συστήματος, ως E_0 ορίζεται η συνολική ενέργεια του θραύσματος, που προέκυψε ως μέση τιμή των μικροσκοπικών καταστάσεων, V ορίζεται ο όγκος, και A_0, Z_0 ο μαζικός και ατομικός αριθμός του θραύσματος αντίστοιχα.

Στο κανονικό στατιστικό σύνολο δίνεται από τη σχέση:

$$W_f^{\text{can}} = \frac{1}{\zeta} \exp [- F_f (T, V, A_0, Z_0) / T] \quad (2.45)$$

όπου $\zeta = \sum_{\{f\}} \exp [- F_f (T, V, A_0, Z_0) / T]$ σταθερά κανονικοποίησης, F_f η ελεύθερη ενέργεια Helmholtz του καναλιού (partition). Συνδέεται με την εσωτερική ενέργεια και την εντροπία μέσω της σχέσης $F_f = E_f - T S_f$.

Στο κανονικό στατιστικό σύνολο, ως γνωστόν η συνολική ενέργεια μεταβάλλεται από κανάλι σε κανάλι. Πλέον οι διάφορες μικροκαταστάσεις δε χαρακτηρίζονται από κοινή ενέργεια, αλλά από κοινή θερμοκρασία T , η οποία σχετίζεται άμεσα με την ύπαρξη δεξαμενής θερμότητας και έτσι το σύστημα μελετάται ως υποσύνολο ενός μεγαλύτερου συστήματος με το οποίο βρίσκεται σε θερμική ισορροπία. Στο μεγαλοκανονικό στατιστικό σύνολο, το στατιστικό βάρος δίνεται από τη σχέση:

$$W_f^{\text{grcan}} = \frac{1}{n} \exp [- \Omega_f (T, V, \mu, \nu) / T] \quad (2.46)$$

όπου $n = \sum_{\{f\}} \exp [- \Omega_f (T, V, \mu, \nu) / T]$ σταθερά κανονικοποίησης και $\Omega_f (T, V, \mu, \nu) = F_f (T, V) - \mu A_f - \nu Z_f$. Ως $\mu = \left(\frac{dF_f}{dA} \right)_{T, V, Z}$ και $\nu = \left(\frac{dF_f}{dZ} \right)_{T, V, A}$ ορίζονται τα χημικά δυναμικά του συνόλου των νουκλεονίων και των πρωτονίων αντιστοίχως. Τα κανάλια διάσπασης δημιουργούνται με τη μέθοδο Monte Carlo σύμφωνα με τα στατιστικά βάρη τους. Στο μοντέλο αυτό τα ελαφριά θραύσματα με $A < 4$ θεωρούνται σταθερά σωματίδια, τα οποία έχουν μόνο μεταφορικούς βαθμούς ελευθερίας. Τα θραύσματα με $A > 4$ θεωρούνται θερμές υγρές σταγόνες με την ελεύθερη ενέργεια τους να καθορίζεται από το άθροισμα επιμέρους όρων όγκου, επιφάνειας, συμμετρίας και Coulomb, όπως στο Πρότυπο Υγρής Σταγόνας των Bethe-Weizsäcker. Είναι:

$$F_{AZ} = F_{AZ}^B + F_{AZ}^{\text{sym}} + F_{AZ}^{\text{surf}} + F_{AZ}^C \quad (2.47)$$

Ο πρώτος όρος αναφέρεται στην ενέργεια του θραύσματος στη θεμελιώδη του κατάσταση, συμπεριλαμβανομένης της θερμικής συνεισφοράς που προκύπτει από την ταυτόχρονη κατάληψη διεγερμένων καταστάσεων. Ο όρος δίνεται από τη σχέση:

$$F_{AZ}^B = (-W_0 - T^2/\epsilon_0)A \quad (2.48)$$

όπου $\epsilon_0 = A/\alpha$. Το α εκφράζει την παράμετρο πυκνότητας των ενεργειακών επιπέδων (level density parameter) και συνδέεται με την ολική ενέργεια διεγέρσεως από τη σχέση $E^* = \alpha T^2$. Επιπλέον, το $W_0 = 16 \text{ MeV}$ αποτελεί την ενέργεια συνδέσεως της άπειρης πυρηνικής ύλης (infinite nuclear matter) και ως $\epsilon_0 = \frac{4}{\pi^2} \epsilon_F$ ορίζεται η αντίστροφη παράμετρος πυκνότητας των ενεργειακών επιπέδων όπου ϵ_F η ενέργεια Fermi. Ο όρος συμμετρίας δίνεται από τη σχέση:

$$F_{AZ}^{\text{sym}} = C^{\text{sym}} \frac{(A - 2Z)^2}{A} \quad (2.49)$$

όπου $C^{\text{sym}} = 25 \text{ MeV}$ είναι ο όρος της ενέργειας συμμετρίας.

Ο όρος επιφάνειας δίνεται από τη σχέση:

$$F_{AZ}^{\text{surf}} = \beta_0 \left(\frac{T_C^2 - T^2}{T_C^2 + T^2} \right)^{5/4} A^{1/3} \quad (2.50)$$

όπου $\beta_0 = 18 \text{ MeV}$ είναι ο συντελεστής επιφανείας και $T_C = 18 \text{ MeV}$ είναι η κρίσιμη θερμοκρασία της συμμετρικής πυρηνικής ύλης.

Τέλος, ο όρος Coulomb είναι:

$$F_{AZ}^C = \frac{3e^2}{5r_0} \left[1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3} \right] \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (2.51)$$

όπου $\kappa = \frac{3e^2}{5r_0} \left[1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{1/3} \right]$ είναι η παράμετρος που ελήφθη από την προσέγγιση Wigner-Seitz με e το μοναδιαίο φορτίο, $r_0 = 1.17 \text{ fm}$ και $\rho_0 = 0.15 \text{ fm}^{-3}$ όπως έχει ήδη οριστεί.

2.5 Μοντέλο GEMINI

Το μοντέλο GEMINI του Charity [43,44] αποτελεί το δεύτερο μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για τη μελέτη του σταδίου αποδιέγερσης των διεγερμένων θραυσμάτων βλήματος των αντιδράσεων. Υπογραμμίζεται εδώ ότι μετά από πληθώρα συγκρίσεων με τα αποτελέσματα του SMM για τα διάφορα κανάλια ενδιαφέροντος, όπου η ομοιότητά τους ήταν σημαντική, και λόγω του πολύ λιγότερου χρόνου που απαιτεί ο κώδικάς αυτός για την επεξεργασία των δεδομένων, επιλέχθηκε τελικά έναντι του SMM στην ανάλυση των αποτελεσμάτων της παρούσας ερευνητικής εργασίας.

Το GEMINI είναι ένας στατιστικός κώδικας αποδιέγερσης που αναπτύχθηκε για την μελέτη των διαδοχικών δυαδικών διασπάσεων (sequential binary decay) των σύνθετων πυρήνων. Όλες οι πιθανές περιπτώσεις λαμβάνονται υπόψη: από την εκπομπή ελαφρών σωματιδίων μέχρι τη συμμετρική διαίρεση του συστήματος. Ο κώδικας βασίζεται σε υπολογισμούς Monte Carlo για την παρακολούθηση της αλυσίδας διάσπασης του εκάστοτε σύνθετου πυρήνα, ο οποίος υπόκειται σε διαδοχικές δυαδικές διασπάσεις μέχρι τα τελικά προϊόντα να μην μπορούν να υποστούν περαιτέρω διάσπαση. Το ενεργειακό εύρος Γ διάσπασης για την 'εξάτμιση' (evaporation) θραυσμάτων με $Z \leq 2$ υπολογίζεται χρησιμοποιώντας τον φορμαλισμό των Hauser-Feshbach [48,49]. Για την εκπομπή ενός ελαφρού σωματιδίου (Z_1, A_1) με spin J_1 , από αρχικό σύστημα (Z_0, A_0) με ενέργεια διέγερσης E^* και spin J_0 , με αποτέλεσμα να μείνει το εναπομείναν σύστημα (Z_2, A_2) με spin J_2 , το πλάτος διάσπασης δίνεται από τη σχέση:

$$\Gamma_{J_2}(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{2J_1 + 1}{2\pi\rho_0} \sum_{l=|J_0 - J_2|}^{J_0 + J_2} \int_0^{E^* - B - E_{rot}(J_2)} T_l(\epsilon) \rho_2(U_2, J_2) d\epsilon \quad (2.52)$$

Στην εξίσωση αυτή τα μεγέθη l και ϵ αποτελούν τη στροφορμή και την κινητική ενέργεια του εκπεμπόμενου σωματιδίου, ρ_0 τη πυκνότητα των ενεργειακών επιπέδων του αρχικού συστήματος, $\rho_2(U_2, J_2)$ είναι η πυκνότητα των ενεργειακών επιπέδων του εναπομείναντος συστήματος και U_2 η θερμική ενέργεια διεγέρσεως:

$$U_2 = E^* - B - E_{\text{rot}}(J_2) - \varepsilon \quad (2.53)$$

όπου B η ενέργεια συνδέσεως, $E_{\text{rot}}(J_2)$ η περιστροφική ενέργεια του εναπομείναντος συστήματος.

Η διαπερατότητα φράγματος $T_l(\varepsilon)$ ορίζεται ως:

$$T_l(\varepsilon) = 0 \quad \text{για} \quad \varepsilon \leq E_{\text{coul}} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} \quad (2.54)$$

$$T_l(\varepsilon) = 1 \quad \text{για} \quad \varepsilon > E_{\text{coul}} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2}$$

όπου R η απορροφητική ακτίνα (absorptive radius), μ η ανηγμένη μάζα του προκύπτοντος διπυρηνικού συστήματος.

Για βαρύτερα θραύσματα ($A \geq 12$), η περιγραφή του εύρους διάσπασης γίνεται μέσω του φορμαλισμού του Moretto που βασίζεται σε διαμόρφωση σαγματικού σημείου (saddle point configuration), ως εξής:

$$\Gamma(Z_1, A_1, Z_2, A_2) = \frac{1}{2\pi\rho_0} \int_0^{E^* - E_{\text{sad}}(J_0)} \rho_{\text{sad}}(U_{\text{sad}}, J_0) d\varepsilon \quad (2.55)$$

με $T_l(\varepsilon) = 1$. Ως ρ_{sad} και U_{sad} ορίζεται η πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων και η θερμική ενέργεια διεγέρσεως της διαμόρφωσης του σαγματικού σημείου, όπου:

$$U_{\text{sad}} = E^* - E_{\text{sad}}(J_0) - \varepsilon \quad (2.56)$$

Η πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων, βασισμένη στη θεώρηση αερίου Fermi δίνεται από τη σχέση:

$$\rho(U, J) = (2J + 1) \left(\frac{\hbar^2}{2I}\right)^{3/2} \frac{\sqrt{\alpha}}{12U^2} \exp(2\sqrt{\alpha U}) \quad (2.57)$$

όπου $\alpha = 8.5 \text{ MeV}^{-1}$ η παράμετρος της πυκνότητας των ενεργειακών καταστάσεων (level density parameter), και I η ροπή αδράνειας του εναπομείναντος συστήματος.

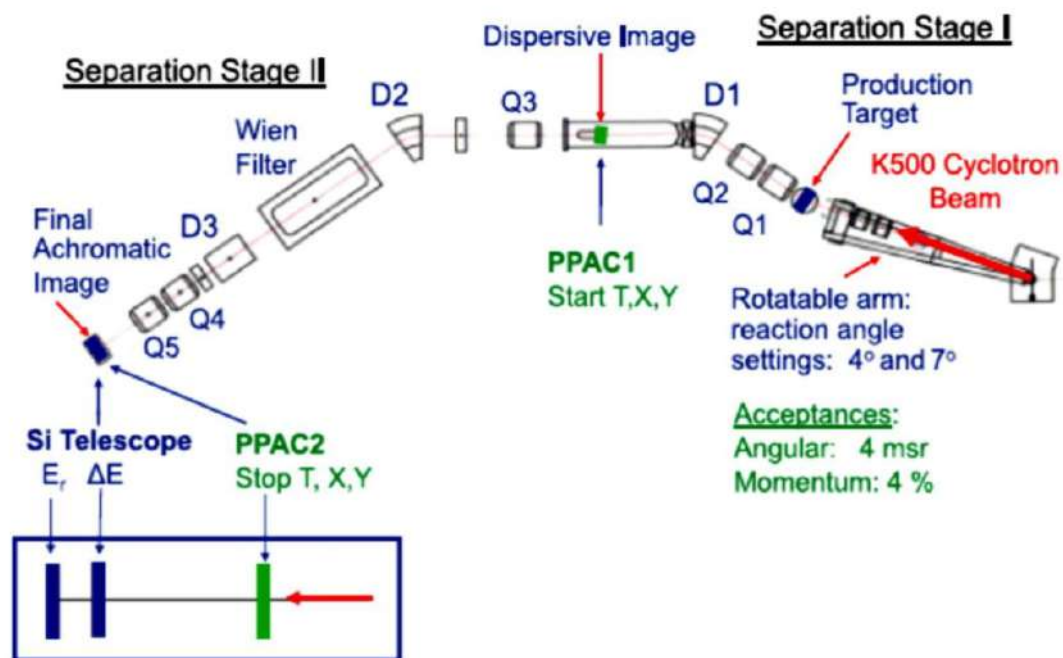
Η σχέση (2.57) ισχύει και για τις δύο περιπτώσεις θραυσμάτων που αναλύθηκαν. Τέλος, υπογραμμίζεται ότι στο μοντέλο έχουν γίνει σημαντικές βελτιώσεις [44], με βάση τις οποίες έχει προστεθεί νέος διορθωτικός παράγοντας στην U λαμβάνοντας υπόψη τη συνεισφορά του raising στη παραγωγή των θραυσμάτων.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΞΗΣ ΚΑΙ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΙΜΑ ΜΕΓΕΘΗ

Στο προηγούμενο κεφάλαιο πραγματοποιήθηκε μια εκτενής ανάλυση των θεωρητικών μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία και συνέβαλαν σε μια καλύτερη κατανόηση των μηχανισμών των υπό εξέταση πυρηνικών αντιδράσεων. Στο σημείο αυτό, θα γίνει αρχικά παρουσίαση της πειραματικής διάταξης που έλαβε χώρα το πείραμα, αναδεικνύοντας τον τρόπο παραγωγής και συλλογής των προϊόντων των αντιδράσεων. Η διάταξη αυτή είναι ο φασματογράφος μάζας MARS [50], βρίσκεται στο Cyclotron Institute του πανεπιστημίου Texas A&M και μέσω αυτού συλλέχθηκαν και ταυτοποιήθηκαν τα προϊόντα των αντιδράσεων ^{86}Kr (15 AMeV) + $^{58,64}\text{Ni}$. Σε δεύτερη φάση, θα εστιαστεί το ενδιαφέρον στα πλέον σημαντικά για τη συγκεκριμένη εργασία μεγέθη, αυτά της ενεργού διατομής και της ορμής. Θα παρουσιαστεί ο τρόπος εξαγωγής των εν λόγω μεγεθών και θα γίνει μία πρώτη νύξη σε κατανομές μαζών και κατανομές ορμής, ενώ στο 4^ο κεφάλαιο θα ακολουθήσει συζήτηση επί σχετικών κατανομών.

3.1 Φασματογράφος MARS

Τα δεδομένα που αναλύονται στη παρούσα εργασία προέρχονται αποκλειστικά από πείραμα που διεξήχθη στο Cyclotron Institute του Texas A&M University, με τη χρήση του φασματογράφου MARS. Πρόκειται για μία πειραματική διάταξη, η οποία παρουσιάζεται στο Σχήμα 6.



Σχήμα 6: Σχηματική αναπαράσταση του φασματογράφου MARS [51]

Όπως φαίνεται και στη παραπάνω εικόνα, τα προϊόντα μιας αντίδρασης που λαμβάνει χώρα στο στόχο εντός θαλάμου του φασματογράφου MARS, περνούν από δύο στάδια διαχωρισμού (Separation Stages) καθώς και από ένα στάδιο διασκορπίσεως ή διασποράς (dispersion). Οι συμβολισμοί Q και D που παρατηρούνται στο Σχήμα 6 αναφέρονται σε μαγνητικά τετράπολα και δίπολα αντιστοίχως. Δέσμη ενέργειας 15 MeV/νουκλεόνιο εισάγεται εντός της διάταξης μέσω ενός περιστρεφόμενου βραχίονα. Η δέσμη αυτή παρήχθη στο υπεραγωγίμο κύκλοτρο K500 του ινστιτούτου.

Πρόκειται για κυκλικό επιταχυντή, όπου τα σωματάρια κινούνται εντός κυκλικών τροχιών με τη βοήθεια ενός σταθερού μαγνητικού πεδίου και περνούν με επαναληπτικό τρόπο από τον ίδιο χώρο επιταχύνσεως διατηρώντας σταθερή συχνότητα. Στα κύκλοτρα υπάρχουν μόνο δύο ηλεκτρόδια για την επίτευξη υψηλών δυναμικών σε αντίθεση με τους γραμμικούς επιταχυντές που απαιτούσαν σημαντικά μεγαλύτερο αριθμό. Τα ηλεκτρόδια αυτά είναι ημικυκλικού σχήματος θυμίζοντας το αγγλικό γράμμα D, για αυτό αποκαλούνται και 'dees'. Τα dees βρίσκονται σε μικρή απόσταση μεταξύ τους, με τον ενδιάμεσο χώρο να τελεί υπό συνθήκες υψηλού κενού. Τα ηλεκτρόδια ενεργοποιούνται από μέσω πηγής εναλλασσόμενης τάσης συχνότητας ν_{cyc} , σε συντονισμό με τη συχνότητα των ιόντων. Εισερχόμενα τα ιόντα στα ηλεκτρόδια, κινούνται σε κυκλικές τροχιές υπό την επίδραση του σταθερού μαγνητικού πεδίου B. Εισερχόμενα στη συνέχεια στο χώρο επιταχύνσεως (το διάκενο), επιταχύνονται και αποκτούν περισσότερη ενέργεια, με αποτέλεσμα στη συνέχεια να διαγράφουν τροχιά μεγαλύτερης ακτίνας. Αυτό γίνεται με επαναληπτικό τρόπο, μέχρι την οριακή τιμή R που καθορίζεται από το μέγεθος των ηλεκτροδίων [52]. Στο σημείο αυτό η δέσμη έχει αποκτήσει τη μέγιστη δυνατή (και κατάλληλη) τιμή ενέργειας και μεταφέρεται στη πειραματική διάταξη. Ο συμβολισμός K500 στα κύκλοτρα είναι χαρακτηριστικός του οργάνου και αναφέρεται σε $K = 500$ με το K να αποτελεί το εξής μέγεθος:

$$K = \frac{(B\rho)^2}{2m_n} \quad (3.1)$$

όπου $m_n = 931.5 \text{ MeV}/c^2$ και τα υπόλοιπα μεγέθη γνωστά όπως προαναφέρθηκαν. Πρόκειται για σημαντικό μέγεθος καθώς η τιμή της ενέργειας της δέσμης εξαρτάται άμεσα από την παράμετρο αυτή από τη σχέση:

$$\left(\frac{E}{A}\right)_{\max} = K \left(\frac{q}{A}\right)^2 \quad (3.2)$$

όπου q το φορτίο των ιόντων και A ο μαζικός αριθμός τους. Μετά τη σύντομη αυτή παρένθεση σχετικά με το κύκλοτρο, υπογραμμίζεται εδώ ότι ο βραχίονας του φασματογράφου χρησιμοποιείται έτσι ώστε η δέσμη να χτυπήσει με τον στόχο στην επιθυμητή γωνία.

Στα πλαίσια του πειράματος, η δέσμη αλληλεπίδρασε με το στόχο σε δύο διαφορετικές γωνίες με σκοπό να καλυφθεί ένα μεγάλο γωνιακό εύρος των υπό εξέταση αντιδράσεων. Αρχικά, η δέσμη 'χτύπησε' το στόχο σε σχετική γωνία 4° με τον οπτικό άξονα του φασματογράφου, ενώ κατόπιν σε μια δεύτερη γωνία 7.4° . Τα δεδομένα που αναλύονται στην εργασία είναι από την αντίδραση των 4° .

Για να διασφαλιστεί η ομοιόμορφη και ισότροπη μετάδοση των παραγόμενων θραυσμάτων εντός του MARS, οριζόντιες και κάθετες σχισμές κατάλληλου μεγέθους πριν το πρώτο μαγνητικό τετράπολο (Q1), οδήγησαν σε παράθυρο διαστάσεων 2×2 cm το οποίο βρίσκεται σε απόσταση 31.5 cm από το στόχο. Το παράθυρο αυτό καθόρισε οριζόντια γωνιακή αποδοχή (acceptance) $\Delta\theta = 3.6^\circ (\pm 1.8^\circ)$, κάθετη γωνιακή κατανομή $\Delta\phi = 3.6^\circ$ επιτρέποντας έτσι στερεά γωνία $\Delta\Omega = 4.0$ msr. Πιο συγκεκριμένα από τον ορισμό της στερεάς γωνίας:

$$\Delta\Omega = \frac{\Delta S}{R^2} \quad (3.3)$$

$$\Delta\Omega = \frac{2 \times 2 \text{ cm}^2}{(31.5 \text{ cm})^2}$$

$$\Delta\Omega = 4.03 \times 10^{-3} \text{srad} \simeq 4.0 \text{ msr} \quad (3.4)$$

Συνεπώς, αναφορικά με τα δεδομένα του πειράματος των 4° , τα θραύσματα συλλέχθηκαν σε γωνιακό εύρος $\theta = 2.2^\circ - 5.8^\circ$.

Αφού η δέσμη αλληλεπιδράσει με το στόχο, τα παραγόμενα θραύσματα διέρχονται πρώτα από δύο μαγνητικά τετράπολα ώστε να εστιαστούν και στη συνέχεια από ένα μαγνητικό δίπολο, από το οποίο λαμβάνεται μια πρώτη εικόνα διασποράς (Dispersive Image). Στο μαγνητικό δίπολο, το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετο στον άξονα κίνησης των θραυσμάτων, οπότε η πορεία που θα ακολουθήσουν θα είναι κυκλική. Η δύναμη Lorentz που θα δεχτεί το κάθε θραύσμα από το μαγνητικό πεδίο, ώντας και κεντρομόλος δύναμη θα είναι:

$$F = B u Q = \frac{m u^2}{\rho} \quad (3.5)$$

$$B\rho = \frac{m u}{Q} = \frac{P}{Q} \quad (3.6)$$

ισοδύναμα

$$B\rho = \left(\frac{P}{A}\right) \left(\frac{A}{Q}\right) \quad (3.7)$$

όπου Q το φορτίο του θραύσματος, m η μάζα του, ρ η ακτίνα του κύκλου της τροχιάς που διαγράφει το εκάστοτε θραύσμα. Η σχέση (3.6) και ισοδύναμα η (3.7) αποτελεί την θεμελιώδη εξίσωση της μαγνητικής φασματομετρίας μάζας όπου ο όρος $B\rho$ ονομάζεται μαγνητική σκληρότητα με μονάδες το 1 Tesla m. Σύμφωνα με αυτή τη σχέση, η ακτίνα της κυκλικής τροχιάς που θα διαγράψει κάθε θραύσμα είναι ανάλογη του λόγου A/Q , άρα αν η ταχύτητα και ισοδύναμα η ορμή του θραύσματος και η ακτίνα της τροχιάς είναι γνωστές, τότε για δεδομένη ένταση του μαγνητικού πεδίου, μπορεί να επιτευχθεί διαχωρισμός και ταυτοποίηση των θραυσμάτων. Επίσης, στην εικόνα διασποράς (Dispersive Image) βρίσκεται ο πρώτος εκ των δύο ανιχνευτών θέσης και χρόνου PPAC (Parallel Plate Avalanche Counters). Τέτοιου τύπου ανιχνευτές δίνουν πληροφορίες για τη θέση των θραυσμάτων στους άξονες x , y (ο z είναι ο άξονας της δέσμης) οδηγώντας στην εύρεση της ακτίνας της τροχιάς τους ρ . Η μέτρηση του μαγνητικού πεδίου $D1$ και η εύρεση της οριζόντιας θέσης του θραύσματος στην εικόνα διασποράς, καθορίζει τη μαγνητική σκληρότητα του. Όπως αναφέρεται ρητά και στο Σχήμα 6, η αποδοχή ορμής (momentum acceptance) του εν λόγω οργάνου είναι 4%. Η αποδοχή ορίζεται ως $\frac{\Delta(B\rho)}{B\rho_0}$ με ρ_0 την κεντρική τροχιά (central trajectory) που βρέθηκε κατόπιν βαθμονόμησης του οργάνου.

Οι PPACs συμβάλλουν επίσης στη μέτρηση του TOF (Time Of Flight) του εκάστοτε θραύσματος, οδηγώντας έτσι στην εύρεση μιας ακόμη σημαντικής παραμέτρου, αυτή της ταχύτητας. Στον PPAC1 το θραύσμα δίνει το σήμα 'εκκινήσεως' (start), ενώ στον PPAC2, ο οποίος εντοπίζεται στη τελική αχρωματική εικόνα, δίνει το σήμα 'τερματισμού' (stop). Έτσι, γνωρίζοντας την απόσταση μεταξύ των δύο PPAC (13m) και βρίσκοντας το TOF, προκύπτει η ταχύτητα του εκάστοτε θραύσματος.

Στη συνέχεια, τα θραύσματα διέρχονται από το δεύτερο μαγνητικό δίπολο D2, το οποίο στην ουσία εστιάζει τα διεσπαρμένα θραύσματα σε ένα σημείο και τα κατευθύνει στο τελικό ανιχνευτικό σύστημα (Focal Plane Detector, FPD) διαστάσεων 5 x 5 cm, αφού πρώτα διέλθουν από το PPAC2. Το σύστημα αυτό αποτελείται από δύο ανιχνευτές πυριτίου, έναν λεπτό πάχους περίπου 70 μm και έναν παχύ με πάχος περίπου 1 mm. Ο λεπτός ανιχνευτής (συμβολικά ΔE) επιβραδύνει τα θραύσματα προκαλώντας μείωση στην ενέργειά τους. Αυτή η μείωση της ενέργειας, σύμφωνα με την εξίσωση Bethe-Bloch, είναι ανάλογη του ατομικού αριθμού και της ταχύτητας του πυρήνα, σύμφωνα με τη σχέση:

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{u^2} \quad (3.8)$$

Τα σωματίδια, λόγω του μεγάλου πάχους του ανιχνευτή E, σταματούν και εναποθέτουν σε αυτόν την ενέργεια που τους απομένει και θα συμβολιστεί ως E_{res}. Συνεπώς, η συνολική ενέργεια κάθε θραύσματος, θα είναι το εξής άθροισμα:

$$E = \Delta E + E_{res} \quad (3.9)$$

Όμως, ισοδύναμα η ολική ενέργεια αποτελεί και την κινητική ενέργεια του θραύσματος, όπου:

$$E = \frac{1}{2} m u^2 \quad (3.10)$$

Συνδυάζοντας τις δύο παραπάνω σχέσεις προκύπτει ότι:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} A m_n u^2 &= \Delta E + E_{res} \\ A &= \frac{2(\Delta E + E_{res})}{m_n} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Συμπερασματικά, από την εύρεση της απώλειας ενέργειας (ΔE) και της εναπομείνουσας ενέργειας του θραύσματος (E_{res}) πραγματοποιείται εύρεση του μαζικού αριθμού του εκάστοτε θραύσματος.

Παράλληλα, με βάση τις σχέσεις (3.8) και (3.10) προκύπτει η εξής αναλογία:

$$dE \propto \frac{Z^2}{E}$$

$$dE \propto \frac{Z^2}{u^2}$$

$$Z^2 \propto u^2 dE$$

$$Z \propto u\sqrt{dE} \quad (3.12)$$

Η σχέση (3.12) αποτελεί τη βάση για την εύρεση του ατομικού αριθμού των θραυσμάτων [53]. Έχοντας ως γνώμονα τη παραπάνω αναλογία, η εύρεση του ατομικού αριθμού για γεγονός με δεδομένη ταχύτητα (u) και απώλεια ενέργειας (ΔE) υπολογίζεται από τη παρακάτω σχέση:

$$Z = a_0(u) + a_1(u) u\sqrt{dE} + a_2(u) (u\sqrt{dE})^2 \quad (3.13)$$

όπου $a_0(u), a_1(u), a_2(u)$ συντελεστές οι οποίοι εξαρτώνται από την ταχύτητα των θραυσμάτων.

Ο μαζικός αριθμός των θραυσμάτων μπορεί να βρεθεί με έναν ακόμη τρόπο αξιοποιώντας την παράμετρο Q , δηλαδή το φορτίο των θραυσμάτων. Το φορτίο μπορεί να βρεθεί από την παρακάτω σχέση:

$$Q = \frac{P}{B\rho} = \frac{m u}{B\rho} \quad (3.14)$$

Καθώς το φορτίο πρέπει να είναι ακέραιος αριθμός, η εύρεση της ακέραιας τιμής q_{int} κάθε γεγονότος γίνεται μέσα από τοποθέτηση κατάλληλων παραθύρων (gating) των πειραματικών δεδομένων. Πιο συγκεκριμένα, ρυθμίζεται ένα παράθυρο εύρους $\Delta q = 0.4$ μονάδων στη κατανομή των ευρεθέντων τιμών φορτίου για κάθε επιλεχθείσα τιμή μαγνητικής σκληρότητας στο πείραμα. Έτσι, με βάση τη σχέση (3.7) υπολογίζεται το μέγεθος:

$$\frac{A}{Q} = \frac{B\rho}{(P/A)} \quad (3.15)$$

και τελικώς ο μαζικός αριθμός:

$$A = \left(\frac{A}{Q}\right) q_{int} \quad (3.16)$$

Στο σημείο αυτό αξίζει να υπογραμμιστεί πως ο δεύτερος τρόπος υπολογισμού του μαζικού αριθμού είναι πιο ακριβής καθώς χαρακτηρίζεται από διακριτική ικανότητα της τάξεως του 0.5 % [53].

Ανακεφαλαιώνοντας στο σημείο αυτό, κάθε γεγονός οδηγεί στη παραγωγή θραυσμάτων τα οποία χαρακτηρίζονται από μια σειρά παραμέτρων. Μέσω της βαθμονόμησης του φασματογράφου, προκύπτει στη συνέχεια η τροχιά ρ του κάθε θραύσματος. Παράλληλα, υπολογίζονται οι βασικές παράμετροι E , ΔE , TOF οι οποίες τελικώς συμβάλλουν στην εξαγωγή των σημαντικότερων παραμέτρων που δίνουν πληροφορίες για τη ταυτότητα του θραύσματος. Αυτές είναι ο μαζικός και ατομικός αριθμός, το φορτίο και τέλος η ορμή του.

Άθροιση των γεγονότων ως προς το φορτίο οδηγεί σε κατανομές θραυσμάτων ως προς Z , A και u για κάθε μία από τις δύο γωνίες που πραγματοποιήθηκε το πείραμα. Συνεπώς οι κατανομές αυτές παραθέτουν τις διαφορικές ενεργές διατομές που μετρήθηκαν στα δύο γωνιακά εύρη που προαναφέρθηκαν σε τιμές μαγνητικής σκληρότητας $B\rho = 1.1 - 2.0 \text{ Tm}$.

Τέλος, περαιτέρω άθροιση των γεγονότων ως προς ταχύτητα, οδηγεί σε κατανομές θραυσμάτων ως προς Z , A . Ρύθμιση της ενεργού διατομής με τον κατάλληλο αζιμουθιακό παράγοντα, του οποίου η τιμή για τα δεδομένα των 4.0° είναι 6.9, και άθροιση των ενεργών διατομών για τα δύο γωνιακά εύρη, οδηγεί σε ισοτοπικές κατανομές σε όλο το γωνιακό εύρος ($2.2^\circ - 9.2^\circ$). Οι κατανομές αυτές θα παρουσιαστούν στο κεφάλαιο 4.

3.2 Ενεργός Διατομή

Προχωρώντας, θα παρουσιαστεί στο σημείο αυτό ο τρόπος υπολογισμού της ολικής ενεργού διατομής στο πλήρες γωνιακό εύρος όπου διεξήχθη το πείραμα ($2.2^\circ - 9.2^\circ$). Είναι:

$$\sigma = \int_{2.2^\circ}^{9.2^\circ} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) d\Omega$$

$$\sigma = \int_{2.2^\circ}^{5.8^\circ} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) (2\pi \sin\theta d\theta) + \int_{5.8^\circ}^{9.2^\circ} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) (2\pi \sin\theta d\theta)$$

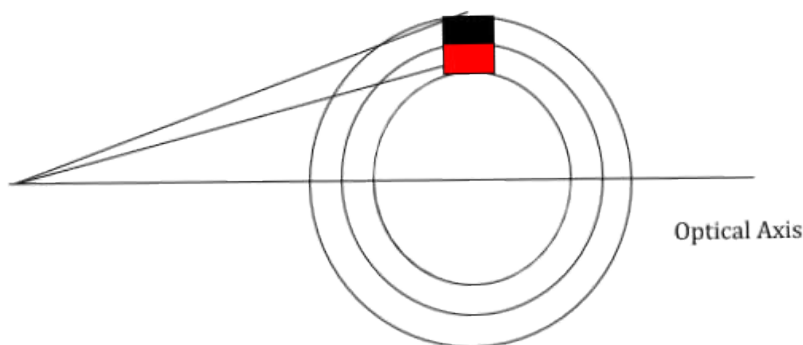
$$\sigma = \int_{2.2^\circ}^{5.8^\circ} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) (2\pi \sin(4.0^\circ) d\theta) + \int_{5.8^\circ}^{9.2^\circ} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) (2\pi \sin(7.4^\circ) d\theta)$$

όμως αναφέρθηκε στη προηγούμενη ενότητα ότι $\Delta\theta = 3.6^\circ$, συνεπώς:

$$\sigma = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{4.0^\circ} [2\pi \sin(4.0^\circ) \left(\frac{3.6^\circ \pi}{180^\circ}\right)] + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{7.4^\circ} [2\pi \sin(7.4^\circ) \left(\frac{3.6^\circ \pi}{180^\circ}\right)]$$

$$\sigma = 0.0275 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{4.0^\circ} + 0.0508 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{7.4^\circ} \quad (3.17)$$

όπου $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{4.0^\circ}$, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{7.4^\circ}$ αποτελούν τις διαφορικές ενεργές διατομές που συλλέχθηκαν από το 'παράθυρο αποδοχής' (acceptance window) του ανιχνευτικού συστήματος στις 4 και 7.4 μοίρες αντιστοίχως, με μονάδες mb/sr. Τα γινόμενα $0.0275 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{4.0^\circ}$, $0.0508 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{7.4^\circ}$ εκφράζουν με τη σειρά τους την ενεργό διατομή η οποία λαμβάνει υπόψιν την αζιμουθιακή συμμετρία του πειράματος και αφορά όλο το κυκλικό δίσκο που ορίζεται από τις δύο γωνίες και μονάδες mb. Μάλιστα το μέγεθος αυτό, θα οριστεί ως μετρούμενη ενεργός διατομή (Measured Cross Section) για κάθε γωνία. Τα παραπάνω απεικονίζονται σχηματικά στο επόμενο σχήμα:



Σχήμα 7: Σχηματική αναπαράσταση των γωνιακών παραθύρων αποδοχής του φασματογράφου, όπου με κόκκινο χρώμα αποδίδεται το παράθυρο των 4° και με μαύρο το παράθυρο των 7°

Τα τετράγωνα κόκκινου και μαύρου χρώματος αναφέρονται στα παράθυρα για κάθε γωνία (κόκκινο παράθυρο στις 4° και μαύρο στις 7°), ενώ ο κυκλικός δίσκος στον οποίο ανήκει το τετράγωνο κόκκινου χρώματος, αναφέρεται στη μετρούμενη ενεργό διατομή των 4° .

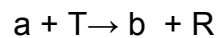
3.3 Ορμή

Στο τέταρτο κεφάλαιο, όπως έχει ήδη συζητηθεί, θα ακολουθήσει παρουσίαση των υπολογισμών και των πειραματικών δεδομένων, παρουσιάζοντας κυρίως κατανομές ορμών των παραγόμενων θραυσμάτων βλήματος (projectile-like fragments). Μέχρι σήμερα, η ερευνητική ομάδα είχε πραγματοποιήσει εκτενή ανάλυση των πειραματικών δεδομένων εστιάζοντας κυρίως το ενδιαφέρον σε ισοτοπικές και γωνιακές κατανομές [54,55]. Οι κατανομές αυτές έδωσαν απαντήσεις για τη φύση των προϊόντων της αντιδράσεως καθώς επίσης και για την 'προτίμηση' τους να παράγονται σε συγκεκριμένες γωνίες.

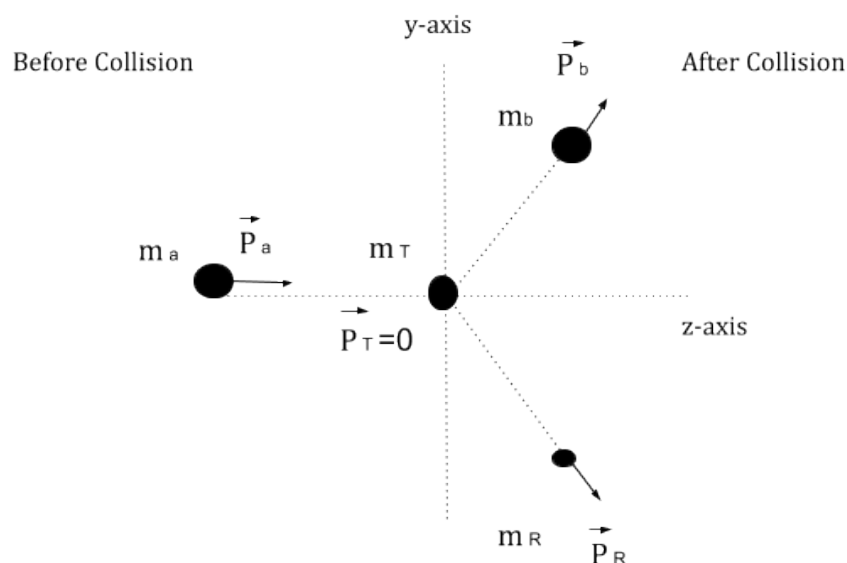
Η μελέτη των κατανομών ορμής (Momentum Distributions) έχει ως στόχο να ρίξει φως στη φύση των μηχανισμών που επικρατούν στις αντιδράσεις του πεδίου αυτού ενεργειών.

Καθίσταται λοιπόν σαφές, πως η ορμή είναι ένα ιδιαίτερα σημαντικό μέγεθος στη παραπάνω εργασία. Η ορμή των σωματιδίων στο πείραμα υπολογίστηκε μέσω της μέτρησης του TOF. Όμως, όπως ήδη αναφέρθηκε στο 2^ο κεφάλαιο, στην εργασία αυτή δεν παρουσιάζονται μόνο τα πειραματικά δεδομένα, αλλά και υπολογισμοί που πραγματοποιήθηκαν με τους κώδικες DIT και CoMD. Ο υπολογισμός της ορμής καθώς επίσης και των ενεργειών διέγερσης των θραυσμάτων, βασίζεται στη κλασική κινηματική συστήματος δύο σωμάτων [15,56].

Μια πυρηνική αντίδραση γράφεται υπό τη γενική μορφή:



ή T(a,b)R όπου a το βλήμα (projectile), T ο πυρήνας-στόχος (Target), b το παραγόμενο θραύσμα (Ejectile) και R ο εναπομείνας πυρήνας (Residual Nucleus). Ο πυρήνας-στόχος κρίνεται ως ακίνητος καθώς η αντίδραση εξετάζεται στο σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου (Lab Frame).



Σχήμα 8: Κλασική Αναπαράσταση Πυρηνικής Αντίδρασης

Καθώς ο πυρήνας του ^{86}Kr είναι μεγαλύτερης μάζας από αυτόν του ^{64}Ni γίνεται και το ίδιο στην παραπάνω σχηματική αναπαράσταση. Για το λόγο αυτό η κινηματική της συγκεκριμένης αντίδρασης ορίζεται ως αντίστροφη (Inverse Kinematics). Από την αρχή διατήρησης της ορμής ισχύει ότι:

$$\vec{P}_a = \vec{P}_b + \vec{P}_R \quad (3.18)$$

Για τον z-άξονα: $m_a u_a = m_b u_b \cos\theta + m_R u_R \cos\varphi \quad (3.19)$

Για τον y-άξονα: $0 = m_b u_b \sin\theta - m_R u_R \sin\varphi \quad (3.20)$

$$m_R u_R = \frac{m_b u_b \sin\theta}{\sin\varphi} \quad (3.20)'$$

καθώς $T_T = 0$.

Από τις δύο τελευταίες σχέσεις προκύπτει:

$$m_a u_a = m_b u_b \cos\theta + \frac{m_b u_b \sin\theta}{\sin\varphi} \cos\varphi$$

$$m_a u_a = m_b u_b \cos\theta + m_b u_b \cot\varphi \sin\theta \quad (3.21)$$

$$P_a = P_b (\cos\theta + \cot\varphi \sin\theta)$$

$$P_b = \frac{P_a}{\cos\theta + \cot\varphi \sin\theta} \quad (3.21)'$$

Εναλλακτικά για τη μάζα του θραύσματος προκύπτει από την (3.21) ότι:

$$m_b = \frac{m_a u_a}{u_b (\cos\theta + \cot\varphi \sin\theta)} \quad (3.22)$$

Καθώς το ενδιαφέρον στρέφεται στα θραύσματα βλήματος (projectile-like fragments), συνεπώς στο θραύσμα (ejectile) όπως ορίζεται στην προκειμένη περίπτωση, κρίνεται αναγκαία η απαλοιφή της γωνίας φ . Το γεγονός αυτό επιτυγχάνεται μέσα από τη διατήρηση της ενέργειας και της Q-value της αντίδρασης.

Ισχύει λοιπόν λόγω αρχής διατήρησης της ενέργειας ότι:

$$Q + T_a = T_b + T_R$$

$$Q = (T_b + T_R) - T_a \quad (3.23)$$

Στο σημείο αυτό αξίζει να γίνει μία σημείωση. Στη σχέση (3.23) η Q-value είναι ένα μέγεθος το οποίο είναι γνωστό στη βιβλιογραφία από πίνακες μαζών. Παράλληλα η κινητική ενέργεια του βλήματος, T_a , είναι γνωστή και ίση με 15 MeV/νουκλεόνιο και μάλιστα η ορμή ανά νουκλεόνιο υπολογίζεται εύκολα με τιμή:

$$T_a = P_a^2 / 2m_a$$

$$P_a = \sqrt{2mT_a}$$

$$\left(\frac{P}{A}\right)_a = \frac{1}{A_a} \sqrt{2 m_n T}$$

$$\left(\frac{P}{A}\right)_a = \sqrt{2m_n(T/A)}$$

$$\left(\frac{P}{A}\right)_a = 167.1 \text{ MeV}/c$$

Η κινητική ενέργεια του εναπομείναντος πυρήνα, T_R είναι άνευ σημασίας στην εν λόγω ανάλυση. Συνεπώς πρέπει να απαλειφθεί.

Εναλλακτική γραφή των σχέσεων (3.19) και (3.20) ως προς τις κινητικές ενέργειες οδηγεί σε:

$$\sqrt{2m_a T_a} = \sqrt{2m_b T_b} \cos\theta + \sqrt{2m_R T_R} \cos\varphi$$

$$0 = \sqrt{2m_b T_b} \sin\theta - \sqrt{2m_R T_R} \sin\varphi$$

Υψώνοντας τις σχέσεις στο τετράγωνο:

$$(\sqrt{2m_a T_a} - \sqrt{2m_b T_b} \cos\theta) = 2m_R T_R \cos^2\varphi \quad (3.24)$$

$$2m_b T_b \sin^2\theta = 2m_R T_R \sin^2\varphi \quad (3.25)$$

Από την (3.25):

$$\sin\phi = \sqrt{\frac{m_b T_b}{m_R T_R}} \sin\theta \quad (3.26)$$

Με αντικατάσταση στην (3.24) προκύπτει τελικώς ότι:

$$2m_a T_a - 2\sqrt{4m_a m_b T_a T_b} \cos\theta + 2m_b T_b = 2m_R T_R$$

όμως από διατήρηση μάζας ισχύει ότι $m_R = m_a + m_T - m_b$, συνεπώς:

$$T_R = \frac{1}{m_R} (m_a T_a - 2\sqrt{m_a m_b T_a T_b} \cos\theta + m_b T_b) \quad (3.26)$$

Με αντικατάσταση στην (3.23) είναι:

$$Q = T_b + \frac{1}{m_R} (m_a T_a - 2\sqrt{m_a m_b T_a T_b} \cos\theta + m_b T_b) - T_a$$

$$Q = \left(1 + \frac{m_b}{m_R}\right) T_b - 2\sqrt{\frac{m_a}{m_R} \frac{m_b}{m_R}} T_a \sqrt{T_b} \cos\theta - \left(1 - \frac{m_a}{m_R}\right) T_a \quad (3.27)$$

Η σχέση αυτή ονομάζεται εξίσωση Q (Q-equation) και συνδέει σημαντικά μεγέθη όπως τη κινητική ενέργεια και εν γένει την ορμή των θραυσμάτων με την Q της αντίδρασης, τη κινητική ενέργεια του βλήματος και τη γωνία εκτροπής του θραύσματος.

Επίλυση της (3.27) ως προς τη κινητική ενέργεια του θραύσματος οδηγεί τελικά:

$$\sqrt{T_b} = \frac{\sqrt{m_a m_b T_a} \cos\theta \pm \sqrt{m_a m_b T_a \cos^2\theta + (m_b + m_R)(m_R Q + (m_R - m_a) T_a)}}{m_b + m_R} \quad (3.28)$$

Από την παραπάνω ανάλυση φάνηκε πως για γνωστές μάζες των αντιδρώντων και των προϊόντων, για γνωστή Q της αντίδρασης, για δοθείσα κινητική ενέργεια του βλήματος (ενέργεια δέσμης) και με γνώση της γωνίας εκτροπής του θραύσματος μπορεί να βρεθεί η κινητική ενέργεια των παραγόμενων θραυσμάτων, άρα εν τέλει και η ορμή τους. Αντίθετα, αν δεν είναι γνωστή η Q, γίνεται εύρεση της ορμής του πρωτογενούς θραύσματος από τη σχέση (3.21)' και έπειτα η Q από την (3.27).

Όπως αναλύθηκε στο δεύτερο κεφάλαιο κατά την συζήτηση σχετικά με τα θεωρητικά μοντέλα, τα πρωτεύοντα θραύσματα είναι αυτά που προκύπτουν αμέσως μετά την αντίδραση όπου έχει γίνει εν γένει ανταλλαγή νουκλεονίων μεταξύ του συστήματος βλήμα-στόχος. Τα θραύσματα αυτά, τα οποία ομοιάζουν σε μάζα με το βλήμα (projectile-like fragment) είναι διεγερμένα και υπόκεινται σε αποδιέγερση με αποβολή νουκλεονίων και ενεργείας, γεγονός που μελετάται από τους κώδικες στατιστικής αποδιέγερσης. Μετά την αποδιέγερση, απομένει το τελικό θραύσμα βλήματος (projectile-like fragment) που αποτελεί το τελικό προϊόν. Οι μάζες των πρωτευόντων θραυσμάτων μπορεί να εκφραστεί σε σχέση με τη μάζα του τελικού προϊόντος ως εξής:

$$A_{\text{prim}} = A_{\text{PLF}} + \Delta A$$

όπου A_{prim} ο μαζικός αριθμός του πρωτεύοντος θραύσματος (primary fragment), A_{PLF} ο μαζικός αριθμός του τελικού θραύσματος βλήματος και ΔA ο αριθμός των εκπεμπόμενων νουκλεονίων. Οι κινητικές ενέργειες τους συνδέονται μέσω της σχέσης:

$$T_{\text{prim}} = \frac{A_{\text{prim}}}{A_{\text{PLF}}} T_{\text{PLF}} \quad (3.29)$$

Για αποφυγή τυχόν παρανοήσεων υπογραμμίζεται στο σημείο αυτό ότι ο συμβολισμός prim ταυτίζεται με τον προηγούμενο b (ejectile) που χρησιμοποιήθηκε κατά τη γενική ανάλυση της κινηματικής των αντιδράσεων. Ο λόγος που αλλάζει ο συμβολισμός είναι για να γίνει σαφές πως το θραύσμα (ejectile) της παραπάνω ανάλυσης αποτελεί πρακτικώς το πρωτογενές οιονεί διεγερμένο θραύσμα (primary fragment). Η σχέση αυτή προκύπτει υπό την προϋπόθεση ότι η εκπομπή των νουκλεονίων γίνεται ισότροπα, συνεπώς η ταχύτητα του θραύσματος βλήματος (projectile-like fragment) παραμένει κατά μέσο όρο σταθερή.

Τέλος, η ενέργεια διεγέρσεως του δυαδικού συστήματος μπορεί να εκφραστεί ως εξής:

$$E^* = Q_{\text{gg}} - Q \quad (3.30)$$

όπου η Q_{gg} αποτελεί την Q με τους συμμετέχοντες πυρήνες να βρίσκονται στη θεμελιώδη κατάσταση. Η τιμή της δεύτερης μπορεί να βρεθεί από τους πίνακες μαζών καθώς μπορεί να εκφραστεί συναρτήσει των ελλειμμάτων μάζας:

$$Q_{gg} = (\Delta_a + \Delta_T) - (\Delta_{\text{prim}} + \Delta_R)$$

όπου $\Delta_i = (m_i - Am_n) c^2$ και $m_n = 931.5 \text{ MeV}/c^2$.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ ΕΠΙ ΤΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΩΝ

4.1 Εισαγωγικά

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα υπολογισμών περιφερειακών αντιδράσεων βαρέων ιόντων. Οι αντιδράσεις της δέσμης ^{86}Kr ενέργειας 15 MeV/νουκλεόνιο με στόχους ^{64}Ni και ^{58}Ni συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα των αντίστοιχων αντιδράσεων που συλλέχθηκαν όπως αναφέρεται στην εργασία [51]. Οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν με τη χρήση του φαινομενολογικού μοντέλου DIT καθώς και του μικροσκοπικού CoMD, τα οποία περιγράφουν το δυναμικό στάδιο της ανταλλαγής νουκλεονίων του συστήματος βλήμα-στόχος, καθώς επίσης με τα μοντέλα SMM και GEMINI για την περιγραφή του σταδίου αποδιέγερσης των διεγερμένων πρωτογενών θραυσμάτων. Τονίζεται δε ότι ως επί το πλείστον, τα παρουσιασθέντα αποτελέσματα θα είναι κατόπιν αποδιέγερσης με το GEMINI, λόγω τόσο της σύμπτωσης των αποτελεσμάτων μεταξύ των δύο αυτών μοντέλων αποδιέγερσης, καθώς επίσης και του ταχύτερου χρόνου υπολογισμού των δεδομένων έναντι του SMM. Και τα τέσσερα αυτά μοντέλα παρουσιάστηκαν και αναλύθηκαν στο Κεφάλαιο 2.

Για τις αντιδράσεις $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ και $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ παρουσιάζονται υπολογισμοί ενεργών διατομών, ενώ κατανομές ορμής εξετάζονται ως επί το πλείστον για τη πρώτη αντίδραση. Παράλληλα, διαγράμματα ενέργειας διεγέρσεως των θερμών πρωτογενών θραυσμάτων (hot fragments) θα παρουσιαστούν για υπολογισμούς της πρώτης αντίδρασης. Τα τελευταία, αντιπαραβάλλοντας τα με τα αντίστοιχα διαγράμματα ορμής, οδηγούν σε ενδιαφέρουσες πληροφορίες αναφορικά με το μηχανισμό της αντίδρασης.

Επειδή ο κώδικας CoMD δεν περιλαμβάνει την εν γένει αλληλεπίδραση του βλήματος με το ηλεκτρονιακό νέφος του στόχου, έγινε στα πλαίσια των υπολογισμών μια κατάλληλη προσέγγιση για να ληφθεί υπόψιν η απώλεια ενέργειας στο στόχο.

Υποτέθηκε ότι η αντίδραση πραγματοποιείται όταν η δέσμη φτάνει στο τέλος του στόχου έχοντας ενέργεια 14.52 MeV/νουκλεόνιο. Η ενέργεια αυτή προέκυψε αφαιρώντας από την αρχική ενέργεια της δέσμης την αλληλεπίδραση Coulomb μεταξύ των δύο πυρήνων σε απόσταση 50 fm, απόσταση που έχει επιλεχθεί ως το σημείο αναφοράς για την έναρξη της αλληλεπίδρασης αυτής.

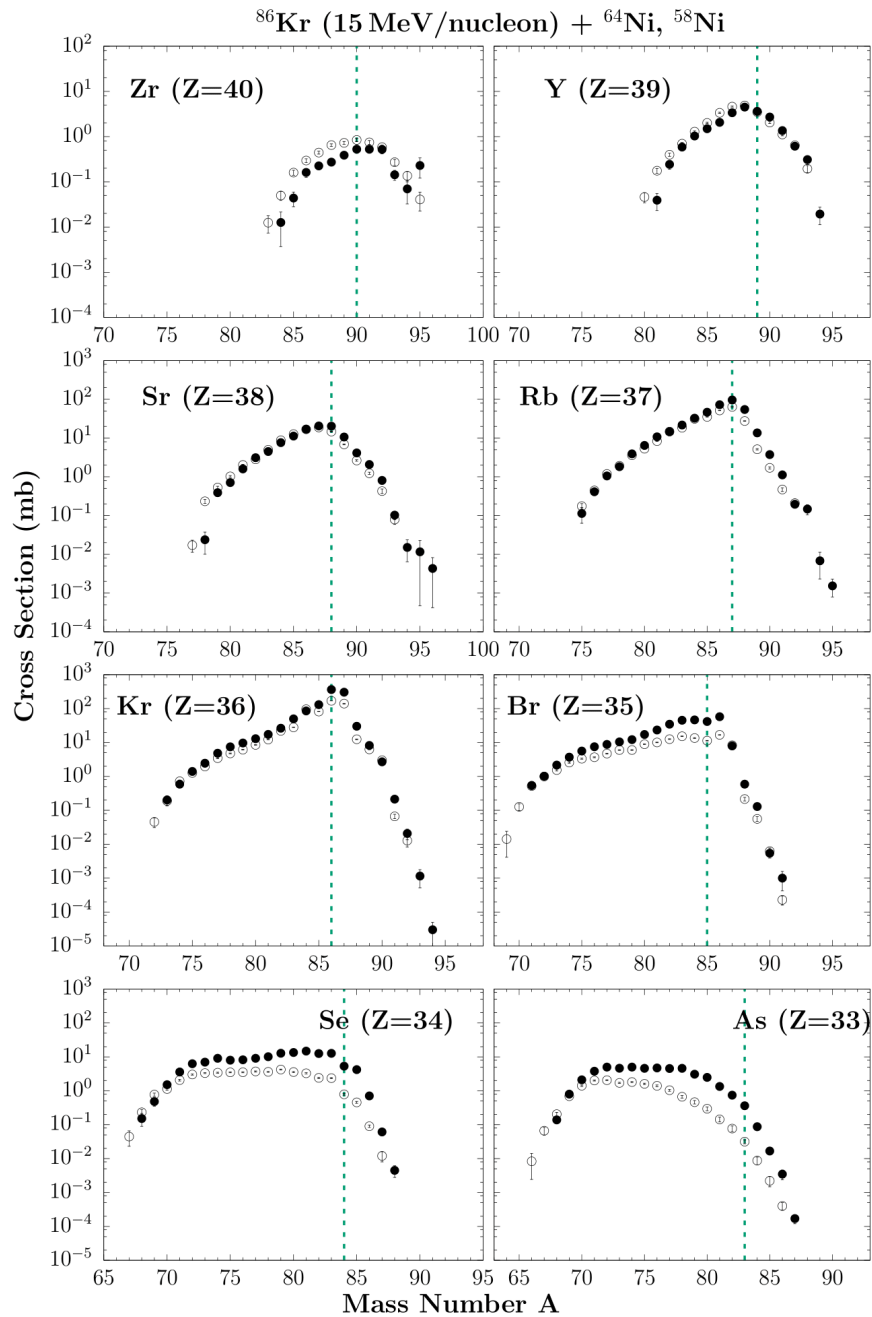
Η συμπιεστότητα της πυρηνικής ύλης στο CoMD έχει ληφθεί ως $K = 254$ MeV. Οι υπολογισμοί με το μοντέλο σταματούν στα 600 fm/c ($\sim 2 \times 10^{-21}$ s), χρόνος αρκετός για να ολοκληρωθεί το δυναμικό στάδιο μεταφοράς νουκλεονίων αλλά όχι τόσο μεγάλος ώστε να έχει ξεκινήσει η αποδιέγερση των θερμών θραυσμάτων (hot fragments) που παράγονται.

Στο Κεφάλαιο 2, κατά την ανάλυση του μοντέλου CoMD, είχε αναφερθεί το μέγεθος της πιθανότητας κατάληψης f_i , που έχει ως στόχο την αποκατάσταση της αρχής του Pauli επαναφέροντας με στοχαστικό τρόπο τη φερμιονική φύση των νουκλεονίων στο σύστημα. Όπως φαίνεται στη σχέση (2.42) απαιτείται η τιμή της παραμέτρου να είναι μικρότερη ή ίση της μονάδας για κάθε νουκλεόνιο i . Κατά την εκτέλεση των υπολογισμών, όταν η τιμή υπερβαίνει τη μονάδα, γίνεται ανακατασκευή της διαμόρφωσης με επαναληπτικό τρόπο όπως αναγράφεται στην ενότητα 2.3.2, μέχρις ότου η παράμετρος αποκτήσει την απαραίτητη τιμή. Αρχικά, πραγματοποιήθηκε υπολογισμός κατά τον οποίο πραγματοποιούνταν 10 επαναλήψεις για την επίτευξη της επιθυμητής τιμής της παραμέτρου. Στον υπολογισμό αυτό συλλέχθηκαν συνολικά 250 χιλιάδες γεγονότα. Στη συνέχεια ακολούθησε ένας υπολογισμός κατά τον οποίο πραγματοποιούνταν 3 επαναλήψεις και μειώθηκε παράλληλα κατά το ήμισυ ο αριθμός των βημάτων για την ολοκλήρωση στο χρόνο. Ο υπολογισμός αυτός περιέχει 17 χιλιάδες γεγονότα και κύριο μέλημα ήταν να παρατηρηθεί σύγκλιση (convergence) με τους προηγούμενους υπολογισμούς. Λόγω ενθαρρυντικών αποτελεσμάτων, ακολούθησε ένας τελευταίος υπολογισμός κατά τον οποίο διατηρήθηκαν οι δύο προηγούμενες τροποποιήσεις. Ωστόσο, έγινε αλλαγή στο εύρος της παραμέτρου κρούσης, από $b = 4 - 12$ fm σε $b = 3 - 15$ fm και συλλέχθηκαν 250 χιλιάδες γεγονότα. Η αλλαγή αποσκοπούσε στη συλλογή περισσότερων περιφερειακών γεγονότων.

Αναφέρεται εδώ ρητά πως το σύνολο των αποτελεσμάτων του CoMD που παρουσιάζονται στη συνέχεια, αφορούν τον τελευταίο υπολογισμό.

Όπως συζητήθηκε ενδελεχώς στο πρώτο κεφάλαιο της εργασίας, μία από τις πιο ενδιαφέρουσες προκλήσεις της σύγχρονης πυρηνικής φυσικής είναι η απομόνωση και παραγωγή ισοτόπων πλούσιων σε νετρόνια. Η μελέτη των ισοτόπων αυτών, θα οδηγήσει στη βαθύτερη κατανόηση της πυρηνικής δομής καθώς και πολύπλοκων αστροφυσικών διεργασιών όπως η r-process διεργασία πυρηνοσύνθεσης. Όμως, τα ισότοπα αυτά μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως βλήματα και να συμβάλουν στη περαιτέρω σύνθεση πυρήνων βαρύτερων του βλήματος. Μάλιστα, θεωρητικές προβλέψεις [57,58] υποδεικνύουν ότι οι αντιδράσεις πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων στο πεδίο ενεργειών που εξετάζει η παρούσα εργασία, είναι ένα πιθανό μονοπάτι για τη παραγωγή βαρέων, πλούσιων σε νετρόνια νουκλιδίων. Από την επόμενη ενότητα, οι πυρήνες αυτοί θα χαρακτηρίζονται ως 'Trans-projectile residues' και είναι από τα κυριότερα σημεία ενδιαφέροντος κατά την ανάλυση των δεδομένων.

Πριν την αναλυτική παρουσίαση των αποτελεσμάτων, παρατίθεται διάγραμμα (Σχήμα 9) των ενεργών διατομών που μετρήθηκαν πειραματικά [24] (στην περιοχή $Z=33-40$) συναρτήσει του μαζικού αριθμού. Παρατηρείται ότι και με τους δύο στόχους προκύπτουν ισότοπα πολύ πλούσια σε νετρόνια. Για την παρούσα εργασία, δίνεται ιδιαίτερη έμφαση στον στόχο ^{64}Ni που είναι ο βαρύτερος εκ των δύο. Σημειώνεται πως, όπως προηγουμένως, σε όλα τα σχήματα η κατακόρυφη πράσινη διακεκομμένη γραμμή αναπαριστά το σημείο από το οποίο και μετά (προς τα δεξιά) συμβαίνει πρόσληψη νετρονίων από το βλήμα.



Σχήμα 9: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών θραυσμάτων βλήματος με ατομικό αριθμό $Z=33-40$ για τις αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) και $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι)

4.2 Κατανομές Μαζών

Στην ενότητα αυτή αναλύονται υπολογισμοί των ενεργών διατομών συναρτήσει του μαζικού αριθμού θραυσμάτων βλήματος στην περιοχή ατομικού αριθμού $Z=33-40$ με τα μοντέλα DIT και CoMD και αποδιέγερση μέσω του κώδικα GEMINI. Υπενθυμίζεται πως στα παρακάτω διαγράμματα, η κατακόρυφη πράσινη διακεκομμένη γραμμή αναπαριστά το σημείο από το οποίο και μετά, προς τα δεξιά, συμβαίνει πρόσληψη νετρονίων από το βλήμα.

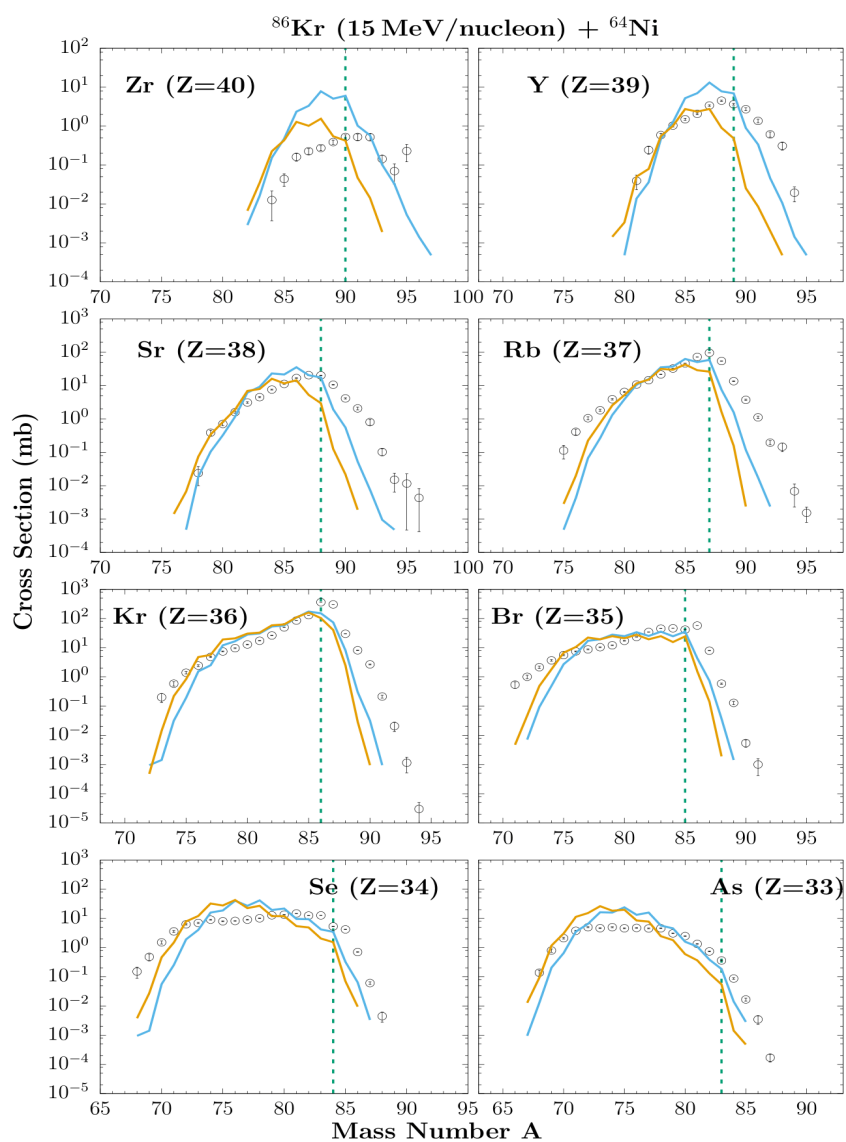
4.2.1 Υπολογισμοί DIT των αντιδράσεων $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ και $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ σε ενέργεια 15 MeV/νουκλεόνιο

Στο Σχήμα 10 απεικονίζονται τα παραπάνω δεδομένα της αντίδρασης $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) για την περιοχή $Z=33-40$, μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI (γαλάζια γραμμή) με την επιλογή της ελάττωσης της ενέργειας διεγέρσεως των θραυσμάτων κατά 40% ($E^* * 0.6$).

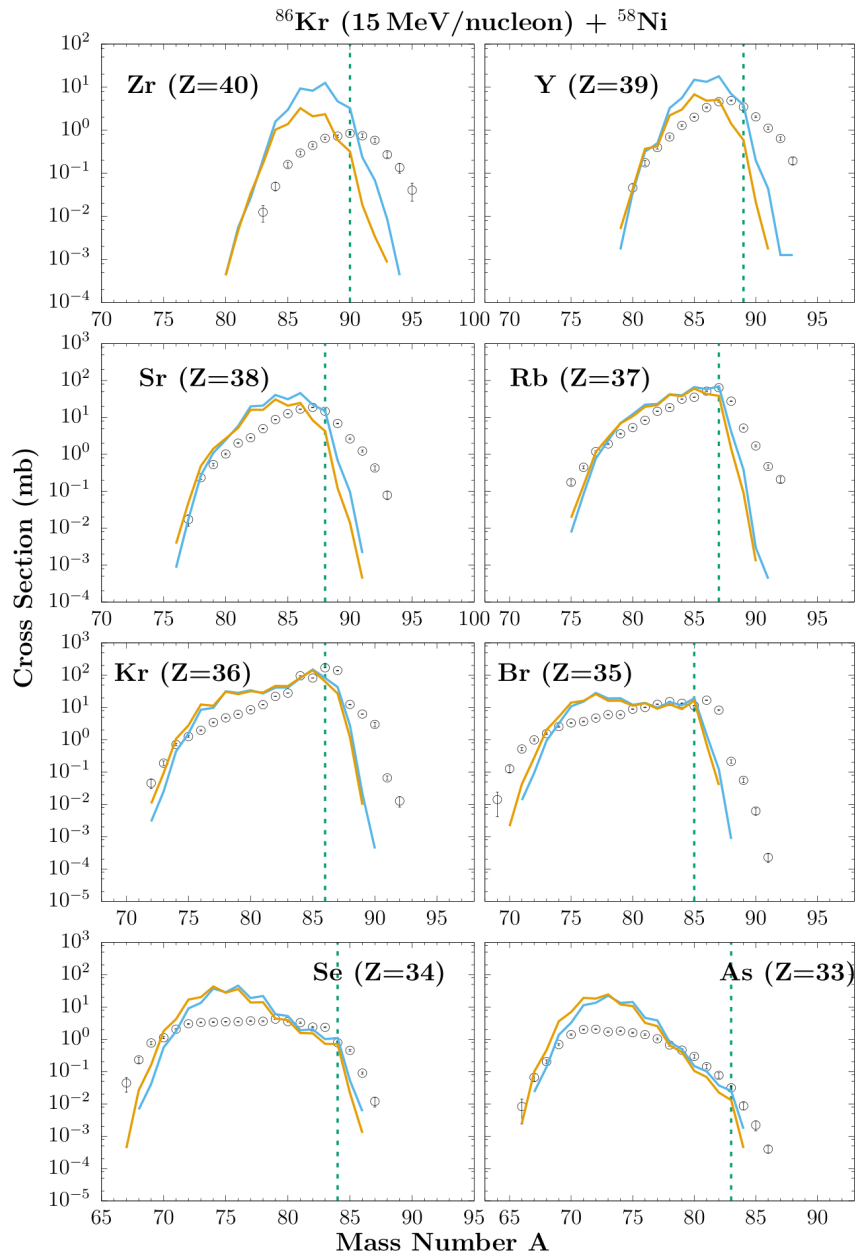
Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία [29,31], το DIT δεν λαμβάνει υπόψιν του τη πιθανότητα εκπομπής σωματιδίων πριν την αποκατάσταση θερμικής ισορροπίας του πρωτογενούς θερμού θραύσματος (pre-equilibrium emission). Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τα προς αποδιέγερση θραύσματα να είναι τόσο διεγερμένα, ώστε τα δευτερογενή κρύα θραύσματα που προκύπτουν από την αποδιέγερσή τους να μη μπορούν να δώσουν τα πλούσια σε νετρόνια ισότοπα σε υψηλές πιθανότητες. Η 'αδυναμία' αυτή του μοντέλου, προσπαθεί λοιπόν να αντιμετωπιστεί, εξετάζοντας τη δεύτερη επιλογή του DIT που παρουσιάζεται εδώ. Παρατηρείται σε γενικές γραμμές ότι το κανονικό (Standard) DIT δεν παρουσιάζει ιδιαίτερα ικανοποιητική συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα, ειδικά στο δεξί μέρος των κατανομών (ειδικότερα στην περιοχή $Z=35-38$), γεγονός πολύ σημαντικό καθώς στη δεξιά περιοχή της κατανομής βρίσκονται τα ισότοπα τα οποία έχουν προκύψει από πρόσληψη νετρονίων.

Μάλιστα, αυτός ήταν και ο κύριος λόγος που έγινε η παραμετροποίηση της ενέργειας διεγέρσεως, που όπως φαίνεται και στο *Σχήμα 10* τείνει σε μία καλύτερη προσέγγιση της πειραματικής ενεργού διατομής. Στο αριστερό μέρος, φαίνεται να υπάρχει μια ασυμφωνία των υπολογισμών με τα πειραματικά δεδομένα, κάτι το οποίο πιθανόν να οφείλεται σε λεπτομέρειες της αποδιέγερσης πολύ διεγερμένων πρωτογενών θραυσμάτων (primary fragments).

Στο *Σχήμα 11* απεικονίζονται τα παραπάνω δεδομένα της αντίδρασης $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) για την περιοχή $Z = 33-40$, μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI (γαλάζια γραμμή) με την επιλογή της ελάττωσης της ενέργειας διεγέρσεως των θραυσμάτων κατά 40% ($E^* * 0.6$). Αρχικά, παρατηρείται και σε αυτό το σχήμα ότι η μείωση της ενέργειας διεγέρσεως περιγράφει καλύτερα τα πειραματικά δεδομένα έναντι του κανονικού (Standard) DIT. Αν συγκριθούν τα δύο παραπάνω σχήματα μεταξύ τους, δηλαδή οι δύο χρησιμοποιούμενοι στόχοι, φαίνεται πως τελικά το ^{64}Ni ευνοεί την παραγωγή πλούσιων σε νετρόνια ισοτόπων έναντι του ^{58}Ni . Ο λόγος έγκειται στο μεγαλύτερο N/Z του ^{64}Ni ($(N/Z)_{64} = 2.28$ έναντι του ^{58}Ni ($(N/Z)_{58} = 2.07$ που ευνοεί τη σύλληψη νετρονίων από το βλήμα.



Σχήμα 10: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=33-40$



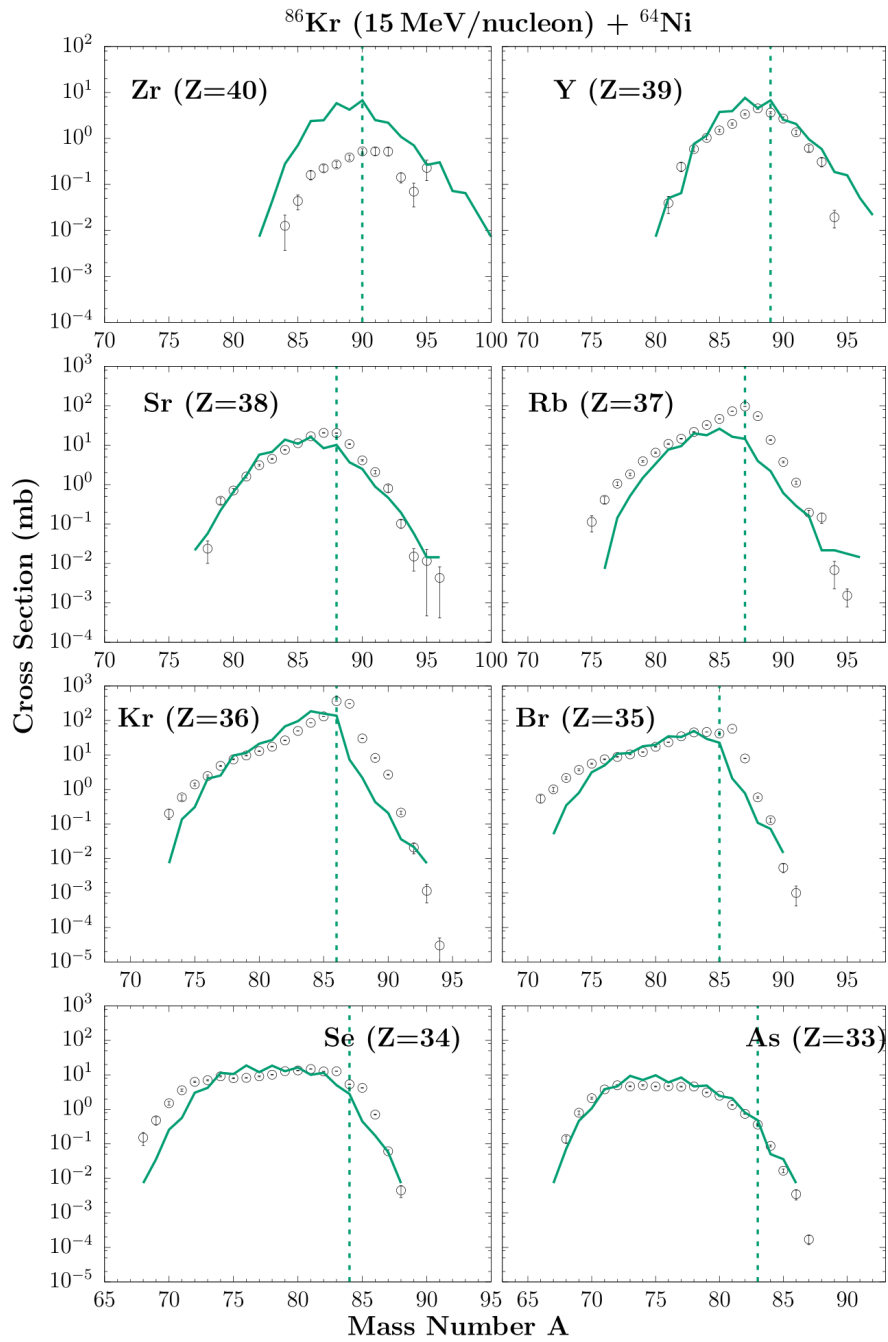
Σχήμα 11: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο ^{86}Kr + ^{58}Ni (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή Z=33-40

4.2.2 Υπολογισμοί CoMD των αντιδράσεων $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ και $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ σε ενέργεια 15 MeV/νουκλεόνιο

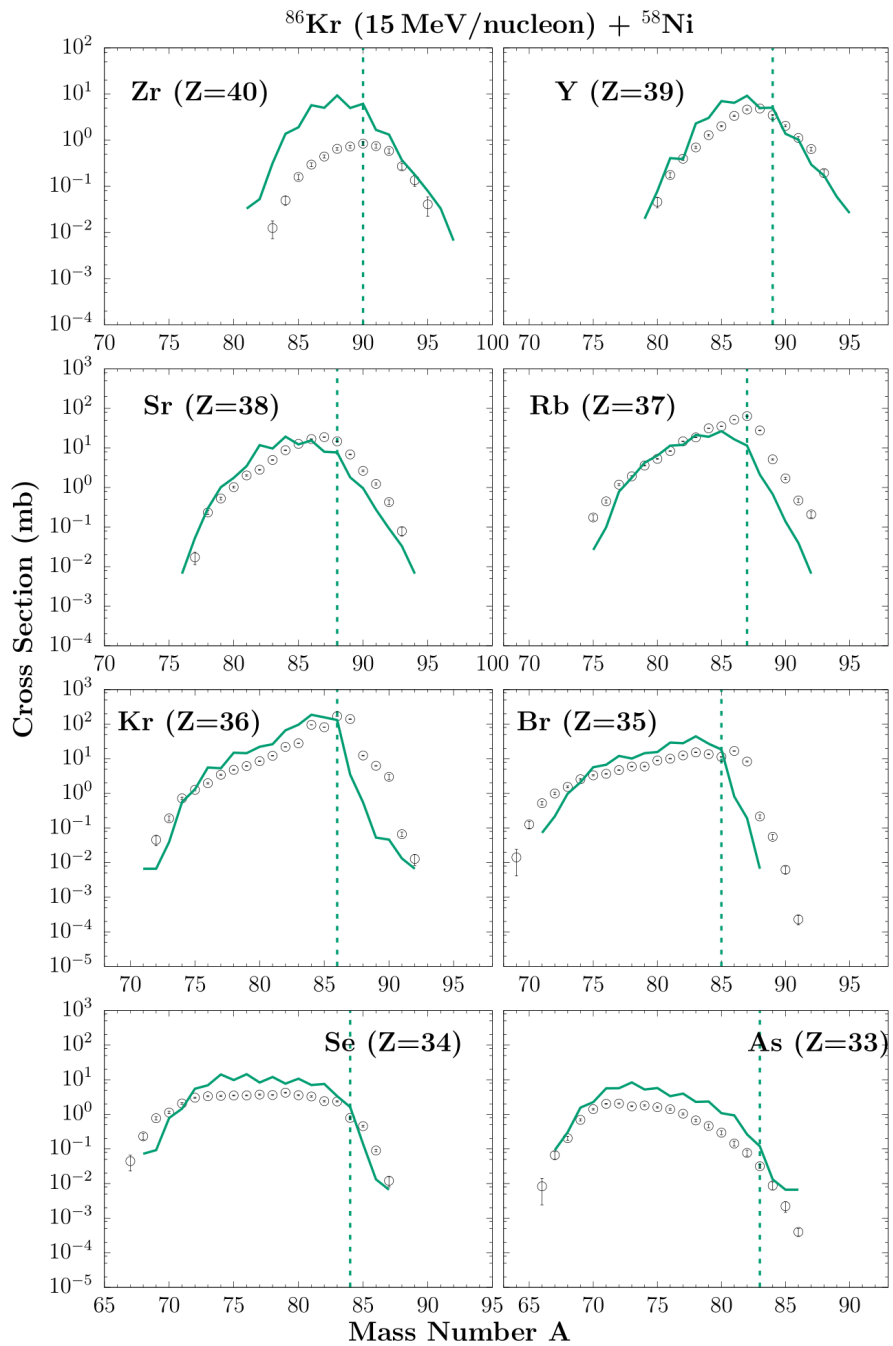
Στο *Σχήμα 12* απεικονίζονται τα δεδομένα της αντίδρασης $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) για την περιοχή $Z=33-40$, μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή). Ξεκινώντας από τα νουκλίδια με έλλειμμα πρωτονίων, φαίνεται στη περίπτωση του As ($Z=33$) ότι υπάρχει εξαιρετική περιγραφή των πειραματικών δεδομένων από το CoMD. Οι υπολογισμοί για πυρήνες με μάζα κοντά στη μάζα του βλήματος ($Z=35-38$), περιγράφουν σχετικά ικανοποιητικά την πλούσια σε νετρόνια περιοχή της ισοτοπικής κατανομής.

Μάλιστα στο Sr ($Z=38$), φαίνεται πως το CoMD δικαιολογεί την πρόσληψη μέχρι και 6 νετρονίων. Παράλληλα το Y ($Z=39$), αποτελεί ένα ακόμη θραύσμα βαρύτερο του βλήματος (trans-projectile residue) που το CoMD δικαιολογεί τη πρόσληψη τεσσάρων νετρονίων και έρχεται σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα. Τέλος, στο Zr ($Z=40$), φαίνεται πως υπάρχει μια υπερεκτίμηση της ενεργού διατομής από το μοντέλο, ενώ παράλληλα η συμπεριφορά της καμπύλης φαίνεται να συμφωνεί με αυτή των πειραματικών δεδομένων. Ενδέχεται η ασυμφωνία αυτή να οφείλεται σε ελλιπή συλλογή των πειραματικών δεδομένων για το συγκεκριμένο νουκλίδιο.

Στο *Σχήμα 13* απεικονίζονται τα δεδομένα της αντίδρασης $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) για την περιοχή $Z=33-40$, μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων CoMD/GEMINI (μαύρη γραμμή). Φαίνεται πως το CoMD είναι σε θέση να περιγράψει εξίσου ικανοποιητικά τις κατανομές μαζών και στις δύο περιπτώσεις.



Σχήμα 12: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο ^{86}Kr + ^{64}Ni (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή $Z=33-40$



Σχήμα 13: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο ^{86}Kr + ^{58}Ni (μαύροι ανοιχτοί κύκλοι) στην περιοχή Z=33-40

4.3 Κατανομές Ορμών

Οι κατανομές ορμών αποτελούν δισδιάστατα γραφήματα, όπου στον x-άξονα παρατίθεται η ορμή ανά νουκλεόνιο (P/A), η οποία πρακτικά εκφράζει την ταχύτητα, με μονάδες MeV/c , ενώ στον y-άξονα παρατίθεται η διαφορική ενεργός διατομή, $d\sigma/d(P/A)$, ολοκληρωμένη σε όλη τη στερεά γωνία, με μονάδες mb . Από τις μονάδες και την ανάλυση του τρίτου κεφαλαίου, υπογραμμίζεται ότι πρόκειται για μετρούμενη ενεργό διατομή και μάλιστα παρουσιάζονται μόνο δεδομένα και υπολογισμοί στο γωνιακό εύρος $\Delta\theta = 2.2^\circ - 5.8^\circ$ (μέτρηση 4°).

Κάθε γράφημα, όπως θα φαίνεται και από τη σχετική του λεζάντα, παρουσιάζει τις κατανομές ορμών ενός συγκεκριμένου θραύσματος βλήματος (projectile-like fragment). Με μαύρη συνεχή γραμμή παρουσιάζονται τα πειραματικά δεδομένα, ενώ με διάφορους χρωματισμούς οι υπολογισμοί. Η γενική τάση που παρατηρείται στις κατανομές είναι η ύπαρξη συνήθως δύο περιοχών: α) μιας ψευδοελαστικής (quasielastic) κορυφής η οποία ανταποκρίνεται σε άμεσες διεργασίες όπως η σύλληψη νετρονίου και β) μιας ευρείας περιοχής, σε χαμηλότερες τιμές ορμής/νουκλεόνιο, που αντιστοιχεί σε διεργασίες πλήρως ανελαστικής σύγκρουσης και πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων. Πρόκειται για ιδιαίτερα ανελαστικές (dissipative) διεργασίες, είναι αποτέλεσμα έντονης αλληλεπίδρασης μεταξύ βλήματος-στόχου, γεγονός που δικαιολογεί και τις χαμηλότερες τιμές ορμής/νουκλεόνιο.

Σε ορισμένα κανάλια που θα παρουσιαστούν στη συνέχεια, οι υπολογισμοί έχουν πολλαπλασιαστεί κατά ένα παράγοντα έτσι ώστε να μπορούν να συγκριθούν με τα πειραματικά δεδομένα και να αναλυθεί η συμπεριφορά τους.

Υπενθυμίζεται ότι η ορμή της δέσμης (^{86}Kr) υπολογίστηκε στο τρίτο κεφάλαιο και βρέθηκε ίση με $167.1 \text{ MeV}/c$.

4.3.1 Ελαστική Σκέδαση και Σύλληψη Νετρονίων

Στα παρακάτω σχήματα, παρουσιάζονται οι κατανομές ορμών της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$, εξετάζοντας τα κανάλια της ελαστικής σκέδασης και της σύλληψης νετρονίων (+1n και +2n).

Αρχικά, παρατηρείται στο ελαστικό κανάλι, ότι τα πειραματικά δεδομένα δεν συμπίπτουν με τον υπολογισμό της ορμής της δέσμης, καθώς η σχετική κορυφή παρατηρείται σε τιμή ορμής $\sim 163 \text{ MeV}/c$. Το γεγονός αυτό οδηγεί στη σκέψη ότι οι πυρήνες ^{86}Kr που έφτασαν τελικώς στον ανιχνευτή, δεν προέρχονται αποκλειστικά από νουκλίδια που σκεδάστηκαν ελαστικά. Αντ'αυτού έχουν προέλθει και από διεργασίες ανταλλαγής νουκλεονίων, όπου παρήχθησαν διεγερμένα πρωτογενή θραύσματα, τα οποία αποδιεγέρθηκαν μέχρι να φτάσουν στον ανιχνευτή, αποβάλλοντας ελαφρά σωμάτια, δίδοντας τελικά πυρήνες ^{86}Kr .

Στο *Σχήμα 14* παρουσιάζονται οι σχετικές κατανομές, όπου παρατίθενται τα πειραματικά δεδομένα μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI (γαλάζια γραμμή) με την επιλογή της ελάττωσης της ενέργειας διεγέρσεως ($E^* * 0.6$). Οι υπολογισμοί με το DIT φαίνεται να έρχονται σε συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα ως προς τη θέση του κεντροειδούς, με το DIT ($E^* * 0.6$) να δίνει σχετικά υψηλότερες τιμές ενεργού διατομής έναντι του κανονικού DIT. Το γεγονός αυτό δεν είναι παράδοξο, καθώς έρχεται σε συμφωνία με τη συμπεριφορά των δύο υπολογισμών στην κατανομή μαζών για το ^{86}Kr (*Σχήμα 10*). Ωστόσο βρίσκονται αρκετά χαμηλά οι υπολογισμοί ως προς το ύψος των κορυφών σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα. Στις συλλήψεις νετρονίων, και στις δύο περιπτώσεις παρατηρούνται οξείες κορυφές, οι οποίες μετατοπίζονται προς τα αριστερά με αύξηση του αριθμού συλληφθέντων νετρονίων. Οι περαιτέρω συλλήψεις νουκλεονίων από το στόχο, οδηγούν σε μεγαλύτερη επιβράδυνση του θραύσματος βλήματος, καθώς όπως υπονοείται και στο DIT, ο στόχος κρίνεται ως ακίνητος σε σχέση με το βλήμα. Συνεπώς, σύλληψη νουκλεονίων μικρής ταχύτητας, μειώνει εν γένει τη μέση ταχύτητα του προϊόντος.

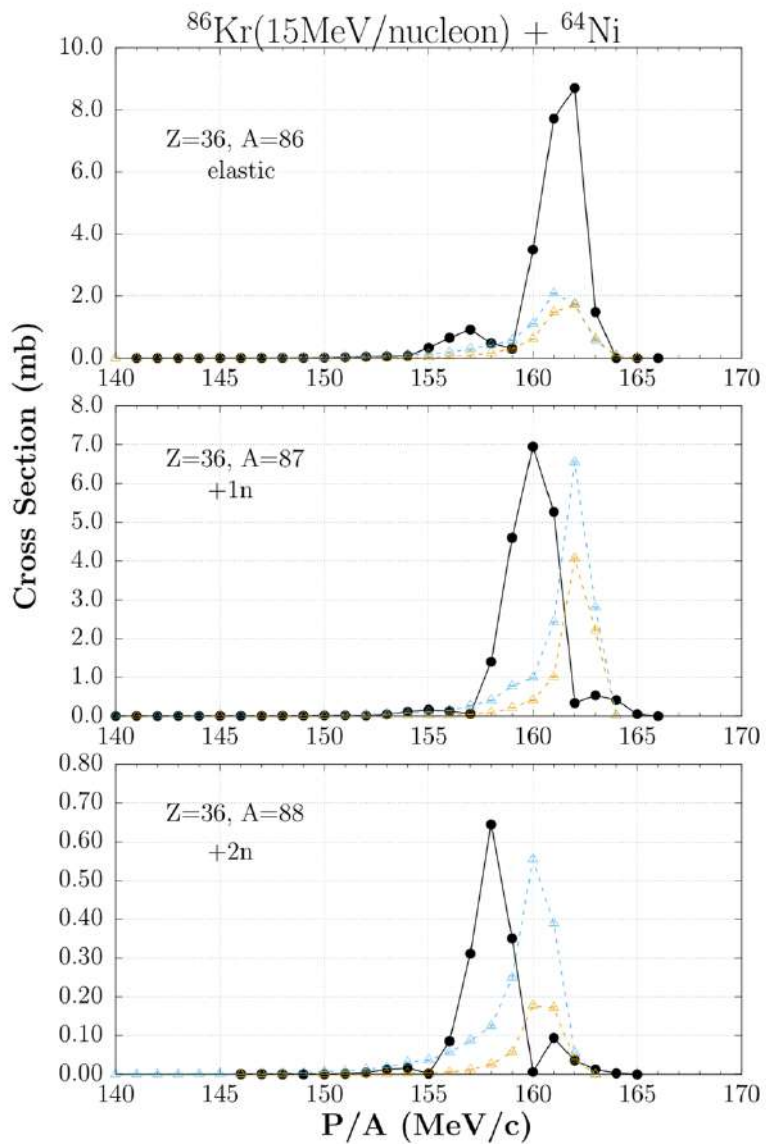
Τέλος, αναφέρεται ότι στις συλλήψεις 2 νετρονίων υπάρχουν ενδεχομένως δύο ανταγωνιστικοί μηχανισμοί: α) η διαδοχική σύλληψη των νετρονίων του στόχου από το βλήμα σε ένα στάδιο και β) η ταυτόχρονη σύλληψη ζεύγους νετρονίων (pair transfer).

Στις συλλήψεις νετρονίων έχει γίνει μια ενίσχυση των υπολογισμών του DIT κατά ένα παράγοντα 5.

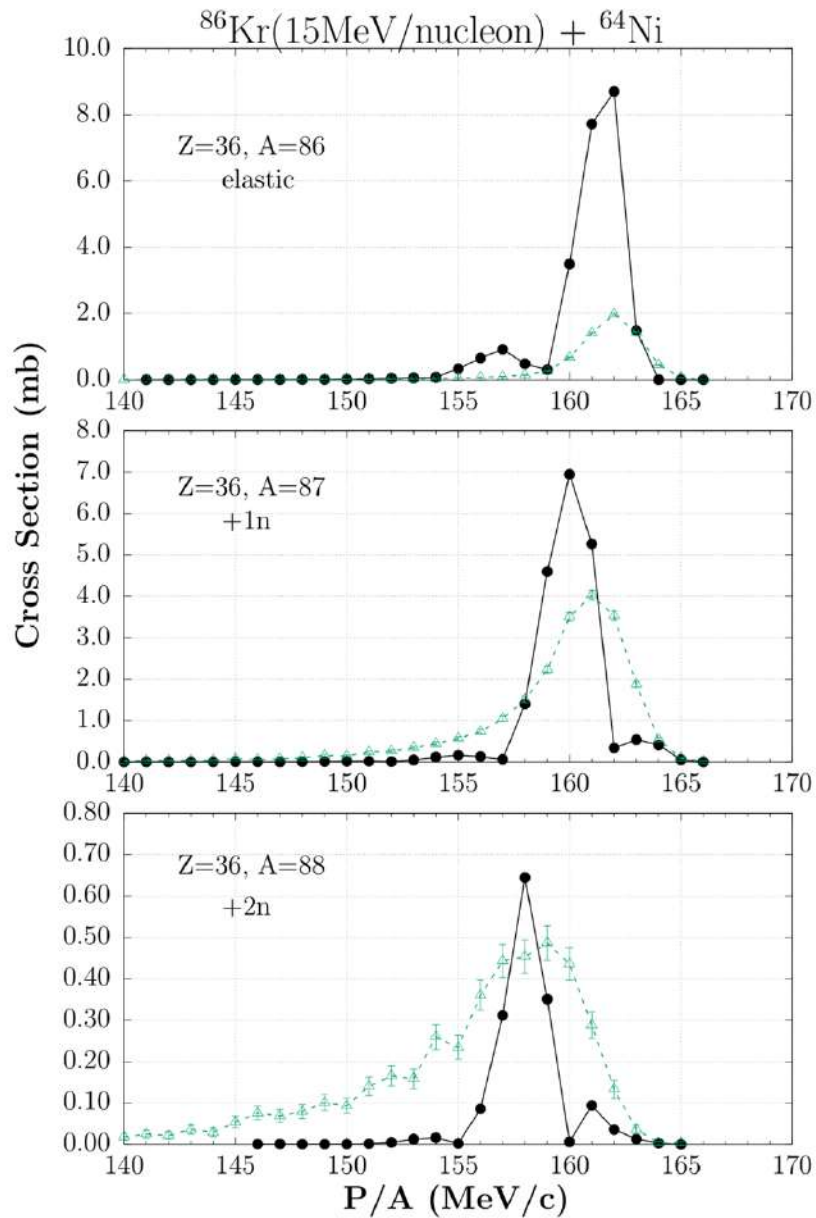
Στο *Σχήμα 15* παρουσιάζονται οι σχετικές κατανομές, όπου παρατίθενται τα πειραματικά δεδομένα μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή). Παρατηρείται μια ικανοποιητική περιγραφή των πειραματικών δεδομένων. Ωστόσο αξίζει να γίνει μια σημαντική αναφορά σχετικά με το ελαστικό κανάλι. Η ελαστική κορυφή βρίσκεται αρκετά χαμηλότερα σε τιμές ενεργού διατομής σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα. Η υπόθεση εργασίας που έχει γίνει από την ομάδα, αναφορικά με την αιτία που το CoMD δεν μπορεί να περιγράψει ικανοποιητικά το ελαστικό κανάλι, έγκειται στις απεικονίσεις (configurations) του κώδικα. Πιο συγκεκριμένα, οι απεικονίσεις είναι αρχεία που περιέχουν τις συντεταγμένες των νουκλεονίων των πυρήνων βλήμα-στόχος στο χώρο των φάσεων, οι οποίες ρυθμίζονται έτσι, ώστε να προσεγγίζονται οι πραγματικές συνθήκες (ακτίνα, ενέργεια συνδέσεως πυρήνων). Ωστόσο, κατά τον κώδικα, υπάρχουν άλλες καταστάσεις που αντιστοιχούν σε χαμηλότερες τιμές ενέργειας, συνεπώς είναι και σταθερότερες έναντι της επιλεγμένης. Εξαιτίας αυτού, το CoMD 'βλέπει' την επιλεγμένη κατάσταση ως διεγερμένη έναντι της σταθερότερης. Για το λόγο αυτό, στο CoMD, ορισμένοι πυρήνες της δέσμης τείνουν να χάσουν νουκλεόνια, ωστέ να προσεγγίσουν τη σταθερότερη κατάσταση.

Αυτή τη περίοδο γίνονται προκαταρκτικές μελέτες από την ομάδα μας πάνω στις λεγόμενες 'Απεικονίσεις Ελάχιστης Ενέργειας' (Minimum Energy Configurations), οι οποίες δεν εξετάζονται στα πλαίσια της εργασίας αυτής.

Αναφέρεται στο σημείο αυτό ότι στις συλλήψεις νετρονίων έχει γίνει μια ενίσχυση των υπολογισμών κατά ένα παράγοντα 10.



Σχήμα 14: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας το ελαστικό κανάλι και την προσθήκη έως 2 νετρονίων. Στις συλλήψεις ενός και δύο νετρονίων έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά



Σχήμα 15: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή),

συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης $15\text{ MeV/νουκλεόνιο}^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας το ελαστικό κανάλι και την προσθήκη έως 2 νετρονίων. Στις συλλήψεις ενός και δύο νετρονίων έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά

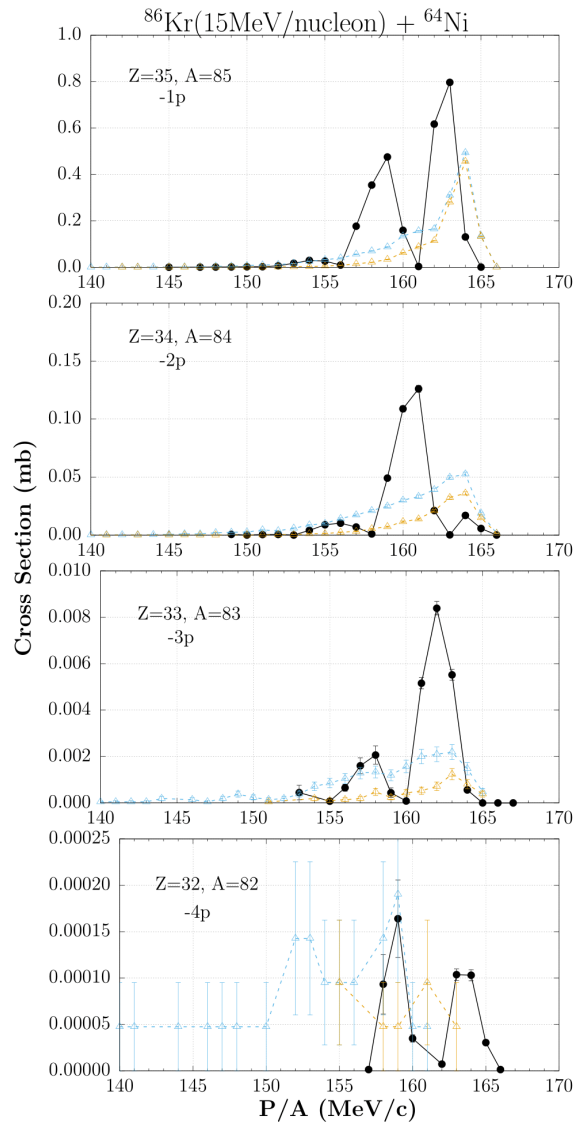
4.3.2 Θραύσματα Βλήματος με Έλλειμμα Πρωτονίων

Στα παρακάτω σχήματα, παρουσιάζονται οι κατανομές ορμών της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$, εξετάζοντας τα κανάλια της απώλειας πρωτονίων (-1p έως -4p). Σε πρώτη φάση, παρατηρείται ότι η ενεργός διατομή για τα κανάλια αυτά είναι σαφώς μικρότερη έναντι των αντίστοιχων όπου γινόταν προσθήκη νετρονίων. Πρόκειται για μια λογική παρατήρηση, καθώς η αφαίρεση ενός πρωτονίου από τον πυρήνα λαμβάνει χώρα με μικρή ενεργό διατομή, σε σχέση με τη σύλληψη νετρονίου ή ακόμα και την απώλεια νετρονίου από ένα βλήμα με υψηλό λόγο N/Z.

Ακόμη, στο -1p παρατηρούνται στα πειραματικά δεδομένα δύο κορυφές, εκ των οποίων η αριστερή δε φαίνεται να περιγράφεται από τους υπολογισμούς όπως φαίνεται και στα επόμενα δύο σχήματα. Μελέτη των πρωτογενών θραυσμάτων, προϋποθέτει πως η αριστερή κορυφή σχετίζεται με τελικά προϊόντα, τα οποία είχαν λάβει και ένα νετρόνιο εκτός του πρωτονίου και τελικώς έφτασαν στον ανιχνευτή με το πρώτο να έχει ήδη εκπεμφθεί. Μια παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται στα -3p. Όμως στη τελευταία περίπτωση φαίνεται πως η δεξιά, μεγαλύτερης ορμής κορυφή, δεν περιγράφεται από τους υπολογισμούς. Εικάζεται ότι στο συγκεκριμένο κανάλι υπάρχει σημαντική συνεισφορά από διαδοχική μεταφορά ζεύγους πρωτονίων (proton pair transfer). Οι ενεργές διατομές ωστόσο είναι τόσο χαμηλές, που η συγκεκριμένη θέση αποτελεί στα πλαίσια αυτά μια βάσιμη εικασία.

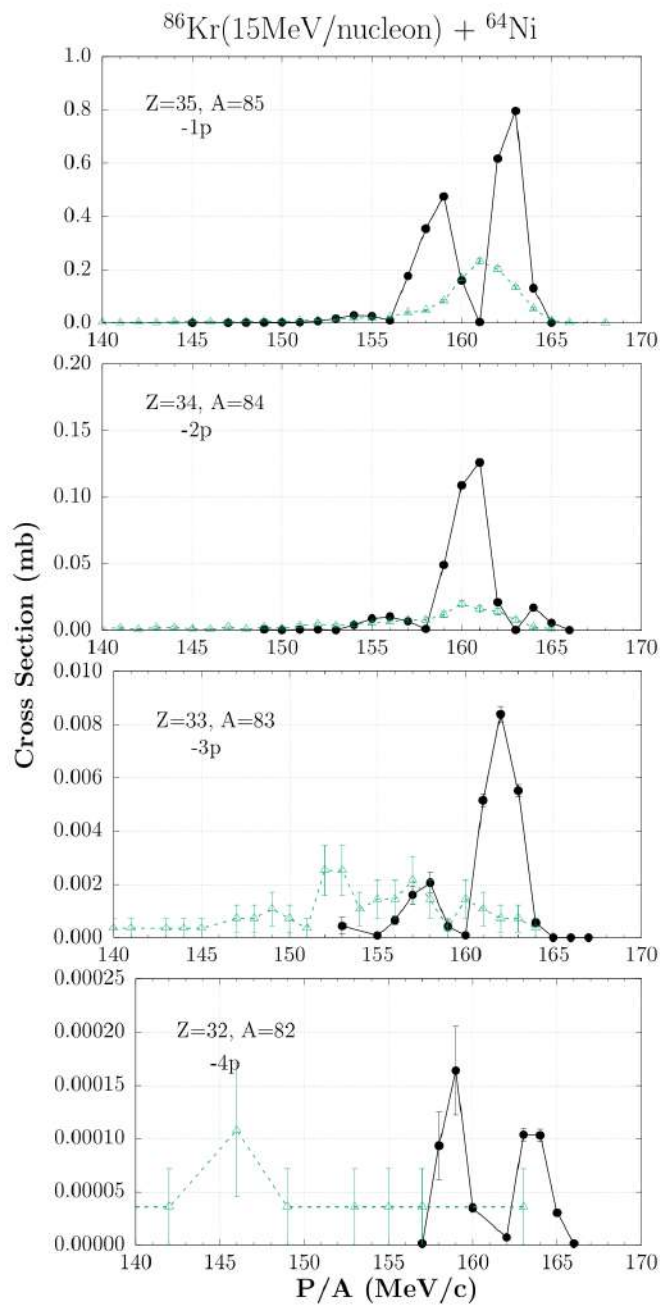
Στο *Σχήμα 16* παρουσιάζονται οι σχετικές κατανομές, όπου παρατίθενται τα πειραματικά δεδομένα μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI (γαλάζια γραμμή) με την επιλογή της ελάττωσης της ενέργειας διεγέρσεως ($E^* * 0.6$), ενώ στο *Σχήμα 17* παρουσιάζονται οι σχετικές κατανομές, όπου παρατίθενται τα πειραματικά δεδομένα μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή).

Φαίνεται πως το CoMD είναι σε θέση να περιγράψει σε ικανοποιητικό βαθμό τα πειραματικά δεδομένα, με εξαίρεση βέβαια το πιο απομακρυσμένο κανάλι των $-4p$, ενώ σε αυτό του $-1p$ αδυνατεί να δικαιολογήσει τη διπλή κορυφή των πειραματικών δεδομένων. Παράλληλα, το DIT δεν δίνει ιδιαίτερα ικανοποιητικά αποτελέσματα. Το γεγονός αυτό έρχεται σε συμφωνία με τη βιβλιογραφία [31], καθώς ο κώδικας DIT προϋποθέτει ότι βαρείς πυρήνες που χρησιμοποιούνται ως βλήματα, έχουν τη τάση να αποβάλλουν ως επί το πλείστον νετρόνια, διατηρώντας 'μνήμη' ως προς την αρχική τους κατάσταση (memory effect). Στα κανάλια $-2p, -3p, -4p$ έχει γίνει ενίσχυση των υπολογισμών κατά παράγοντα 2.



Σχήμα 16: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια αφαίρεσης πρωτονίων.

Στα κανάλια -2p,-3p,-4p έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά παράγοντα 2



Σχήμα 17: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια αφαίρεσης πρωτονίων. Στα κανάλια -2p,-3p,-4p έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά παράγοντα 2

4.3.3 Θραύσματα Βαρύτερα του Βλήματος (Trans-Projectile Residues)

Όπως έχει ήδη εκτενώς αναλυθεί, οι πλούσιοι σε νετρόνια πυρήνες αποτελούν ένα ερευνητικό πεδίο μεγάλης σημασίας για τη πυρηνική φυσική, με τη χρησιμότητα του πεδίου αυτού να εκτείνεται από τη κατανόηση αστροφυσικών διεργασιών όπως η r-process πυρηνοσύνθεση, μέχρι τη μελέτη των ιδιοτήτων της πυρηνικής ύλης και τη παραγωγή νέων πλούσιων σε νετρόνια νουκλιδίων, αρκετά μακριά από τη περιοχή της β-σταθερότητας.

Μάλιστα, ένα ιδιαίτερα πρωτοποριακό πεδίο μελέτης αυτή τη περίοδο, αποτελεί η προσπάθεια παραγωγής υπερβαρέων χημικών στοιχείων ($Z \geq 100$) πλούσιων σε νετρόνια με αριθμό νετρονίων $N > 126$. Ο αριθμός $N = 126$ αποτελεί τη τελευταία κλειστή στιβάδα νετρονίων κατά το Nuclear Shell Model (Πυρηνικό Μοντέλο Φλοιών) και είναι ιδιαίτερα σημαντική, καθώς αποτελεί λεγόμενο 'waiting point' στην r-process διεργασία. Μέχρι πρόσφατα, η επιστημονική κοινότητα ήταν σε θέση να παράγει κυρίως υπερβαρέα νουκλίδια με έλλειμμα νετρονίων (neutron deficient nuclides) με τις γνωστές μεθόδους σύντηξης που χρησιμοποιούνταν. Αυτά τα νουκλίδια, οδήγησαν σε βαθύτερη κατανόηση διεργασιών όπως η rp-process (Rapid Proton Process) διεργασία ταχείας σύλληψης πρωτονίων [59]. Ωστόσο, το πεδίο των ενδιάμεσων ενεργειών και η ανάπτυξη των αντιδράσεων πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων, λειτούργησε ως αρωγός στη σύνθεση νέων υπερβαρέων χημικών στοιχείων πλούσιων σε νετρόνια. [57,58,60-62]

Με αφορμή λοιπόν τις προσπάθειες αυτές της επιστημονικής κοινότητας, σε συνδυασμό με τις ενδιαφέρουσες παρατηρήσεις των κατανομών μαζών που παρουσιάστηκαν πρωθύστερα, θα γίνει στην ενότητα αυτή μία εμβάθυνση στις κατανομές ορμών στα κανάλια όπου έχουν προστεθεί έως τέσσερα πρωτόνια. Επίσης, θα αναλυθούν και τα επιμέρους πλούσια σε νετρόνια ισότοπά τους (μελέτη της προσθήκης έως τεσσάρων νετρονίων).

Στα παρακάτω σχήματα, παρουσιάζονται οι κατανομές ορμών της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$, παρακολουθώντας τα κανάλια της προσθήκης πρωτονίων (+1p έως +4p).

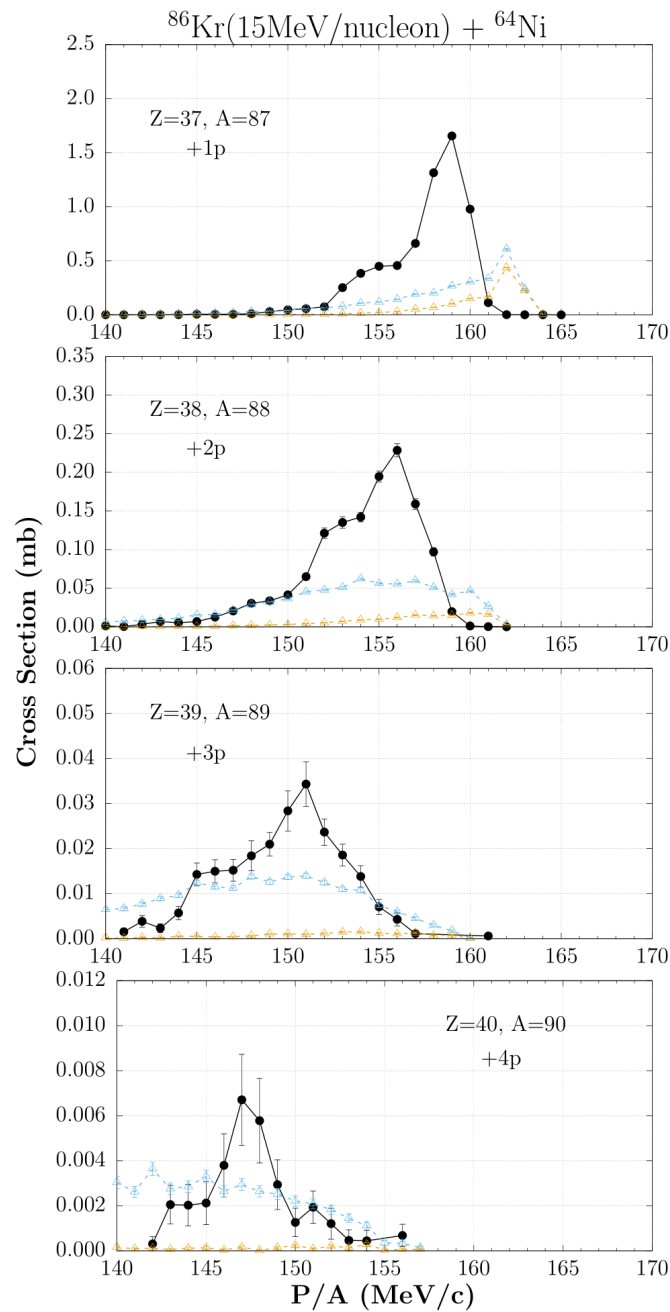
Σε πρώτη φάση, εξετάζοντας τα πειραματικά δεδομένα, παρατηρείται ότι με περαιτέρω προσθήκη πρωτονίων, η οξεία κορυφή στη κατανομή μετατοπίζεται ολοένα και πιο αριστερά, δηλαδή σε χαμηλότερες ορμές. Η συμπεριφορά αυτή υποδεικνύει την επιβράδυνση που υφίσταται ο πυρήνας-δέκτης κατά τη διαδοχική σύλληψη βραδέων νουκλεονίων από τον πυρήνα-δότη. Συγκριτικά με τα πειραματικά δεδομένα στις κατανομές ορμών όπου απεικονίζεται η σύλληψη νετρονίων (*Σχήματα 14, 15*), φαίνεται πως η σχετική μετατόπιση στον άξονα των ορμών είναι σημαντικότερη για τα αντίστοιχα κανάλια (συγκρίνοντας π.χ τα κανάλια +2n και +2p) ενώ επίσης η σύλληψη πρωτονίων οδηγεί σε πιο ευρείες κατανομές. Όπως υποδεικνύεται και στη βιβλιογραφία [63], το φαινόμενο της μεγαλύτερης επιβράδυνσης με τη προσθήκη πρωτονίου, έγκειται στο γεγονός ότι απαιτείται μεγαλύτερη ενέργεια διεγέρσεως για τη παραγωγή πλούσιων σε πρωτόνια ισοτόπων, έναντι των πλούσιων σε νετρόνια ισοτόπων, η οποία οδηγεί σε μεγαλύτερη ενεργειακή υποβάθμιση (dissipation) του τελικού προϊόντος. Όσον αφορά τη διεύρυνση της κορυφής, είναι αποτέλεσμα ιδιαίτερα ανελαστικών (dissipative) διεργασιών, όπως της πλήρως ανελαστικής σκεδάσεως, οι οποίες οδήγησαν σε πρωτογενή θερμά θραύσματα που συνέλαβαν και νετρόνια εκτός των πρωτονίων. Αυτά έφτασαν τελικώς στον ανιχνευτή έχοντας αποβάλλει τα δυνητικά συλληφθέντα νετρόνια.

Τέλος, στο κανάλι της σύλληψης τεσσάρων πρωτονίων, φαίνεται πως τα πειραματικά δεδομένα παρουσιάζουν σημαντικό σφάλμα στις μετρήσεις, οι οποίες για το συγκεκριμένο κανάλι είναι ελλιπείς, γεγονός που οφείλεται στην εκτεταμένη δυσκολία να παρατηρηθεί προϊόν που έχει συλλάβει 4 πρωτόνια, όπως φαίνεται και από τις χαμηλές τιμές της μετρηθείσας ενεργού διατομής.

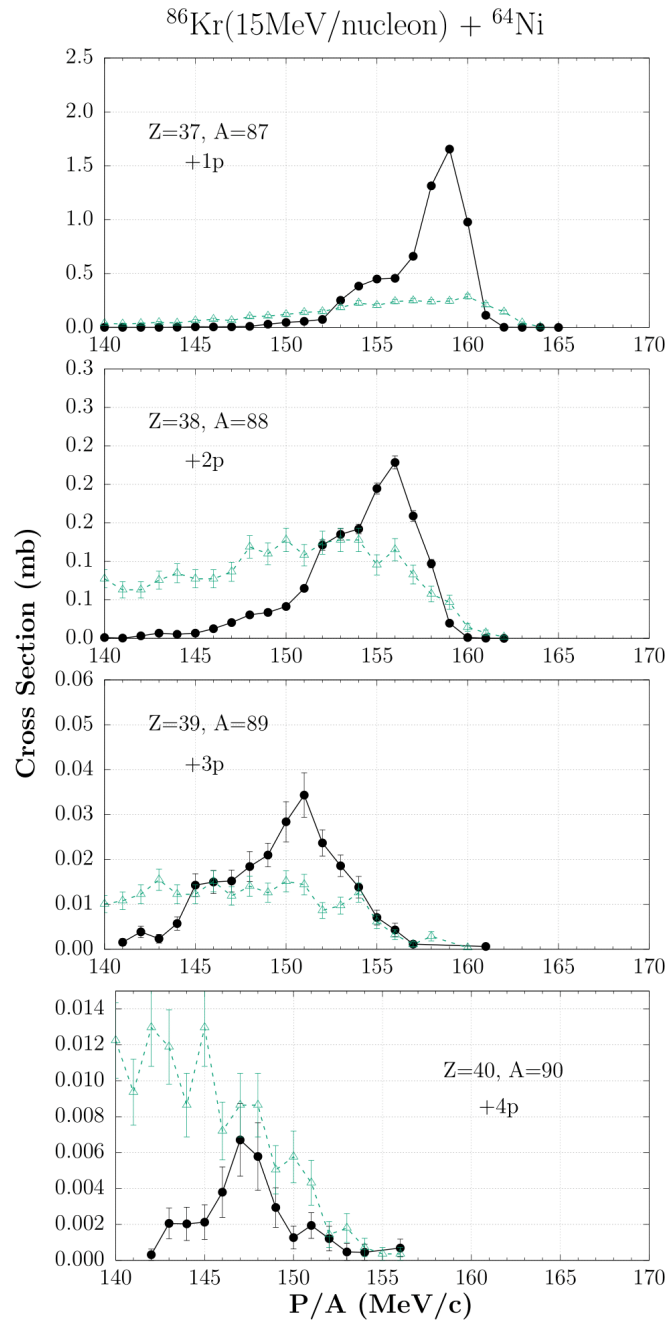
Στο *Σχήμα 18* παρουσιάζονται οι σχετικές κατανομές, όπου παρατίθενται τα πειραματικά δεδομένα μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI (γαλάζια γραμμή) με την επιλογή της ελάττωσης της ενέργειας διεγέρσεως ($E^* \cdot 0.6$), ενώ στο *Σχήμα 19* παρουσιάζονται οι σχετικές κατανομές, όπου παρατίθενται τα πειραματικά δεδομένα μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή).

Για ακόμη μια φορά, φαίνεται πως η επιλογή της μείωσης της ενέργειας διεγέρσεως στο DIT, οδηγεί σε υψηλότερες ενεργές διατομές και εν τέλει σε πιο επιτυχημένη περιγραφή των πειραματικών δεδομένων έναντι του κανονικού DIT. Ωστόσο, στο κανάλι της σύλληψης ενός πρωτονίου (^{87}Rb), η κορυφή των υπολογισμών εντοπίζεται σχετικά δεξιότερα σε σχέση με τη κορυφή των πειραματικών δεδομένων.

Αντίστοιχα, το CoMD περιγράφει σε γενικές γραμμές αρκετά ικανοποιητικά τα κανάλια της σύλληψης πρωτονίων. Ιδιαίτερη εντύπωση μάλιστα προκαλεί το κανάλι της σύλληψης των τεσσάρων πρωτονίων (^{90}Zr), όπου η καμπύλη των υπολογισμών ακολουθεί ακριβώς την ίδια συμπεριφορά με αυτή των πειραματικών δεδομένων. Ωστόσο, μεταξύ 140 και 145 MeV/c παρατηρείται μια απότομη αύξηση των υπολογισμών σε τιμές ενεργού διατομής, ενισχύοντας το επιχείρημα της ύπαρξης δευτερογενών προϊόντων, τα οποία έχουν προέλθει από πρωτογενή θραύσματα που είχαν συλλάβει περισσότερα νουκλεόνια. Ενίσχυση των υπολογισμών έχει γίνει μόνο στους υπολογισμούς του CoMD στα κανάλια +1p,+2p κατά παράγοντα 5.



Σχήμα 18: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης πρωτονίων



Σχήμα 19: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης πρωτονίων. Στα κανάλια +1p,+2p έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά παράγοντα 5

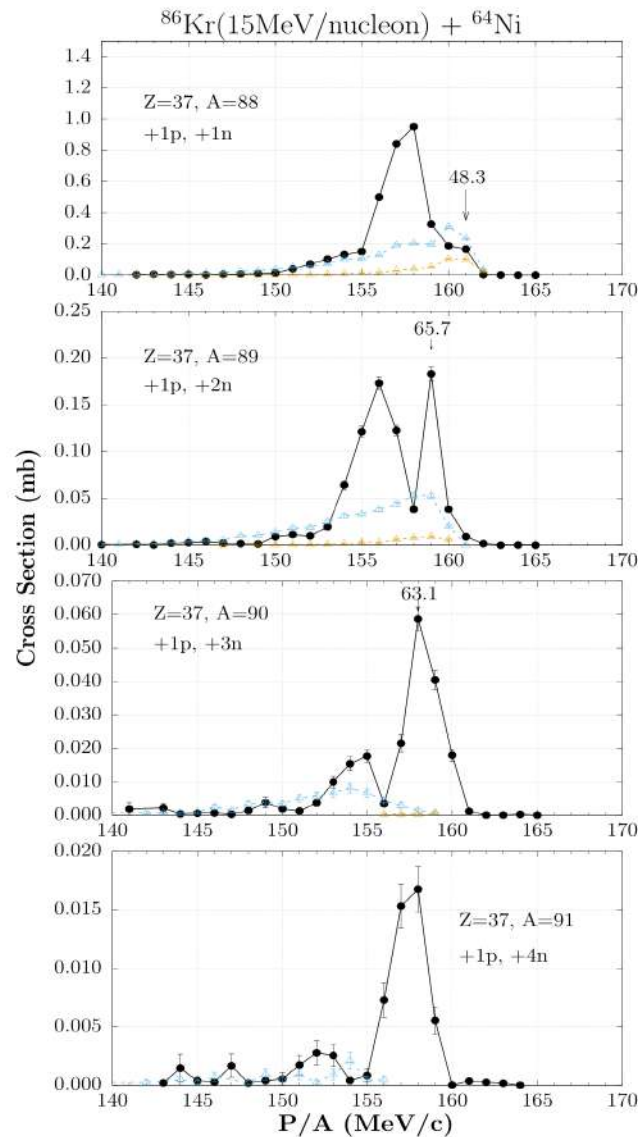
Στα επόμενα δύο σχήματα αναλύονται οι κατανομές ορμών, όπου έχει γίνει σύλληψη ενός πρωτονίου (^{87}Rb) και εξετάζονται τα τέσσερα πλούσια σε νετρόνια ισότοπά του, δηλαδή προϊόντα που έχουν συλλάβει μέχρι τέσσερα νετρόνια.

Σε πρώτη ανάλυση, και τα τέσσερα κανάλια κυμαίνονται σε τιμές ορμής 150-160 MeV/c. Ωστόσο, εν αντιθέσει με τις προηγούμενες κατανομές, παρατηρούνται εδώ κάποιες οξείες κορυφές στα κανάλια $+1p/+1n$, $+1p/+2n$, $+1p/+3n$, οι οποίες χρήζουν σχολιασμού. Όπως θα φανεί και στα Σχήματα 20 και 21, οι υπολογισμοί αδυνατούν να περιγράψουν τις εν λόγω κορυφές. Η συμπεριφορά αυτή των υπολογισμών, σε συνδυασμό με τις χαρακτηριστικές οξείες κορυφές, αποτελούν ένδειξη για την απευθείας μεταφορά ενός συσσωματώματος (cluster) από το στόχο στο βλήμα. Πιο συγκεκριμένα, η υπόθεση σχετίζεται με μεταφορές πυρήνων ^2H , ^3H , ^4H στα κανάλια $+1p/+1n$, $+1p/+2n$, $+1p/+3n$ αντιστοίχως.

Στα τρία πρώτα πλαίσια των κατανομών, παρατηρούνται στις κορυφές ενδιαφέροντος κάποιοι αριθμοί, οι οποίοι αντιστοιχούν στην ολική ενέργεια διεγέρσεως που αντιστοιχεί για την παραγωγή των συγκεκριμένων πρωτογενών θραυσμάτων βλήματος, και μάλιστα για τη δεδομένη τιμή ορμής στην οποία εντοπίζεται η κορυφή. Οι τιμές αυτές εξήχθησαν από κώδικα κινηματικής που είναι ανεξάρτητος των μοντέλων και βασίζεται στο φορμαλισμό της κλασικής μηχανικής για κινηματική δύο σωμάτων, όπως παρουσιάστηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Στο Παράρτημα III παρατίθεται συγκεντρωτικός πίνακας με υπολογισμούς για όλα τα κανάλια ενδιαφέροντος σε διάφορες τιμές ορμής ανά νουκλεόνιο.

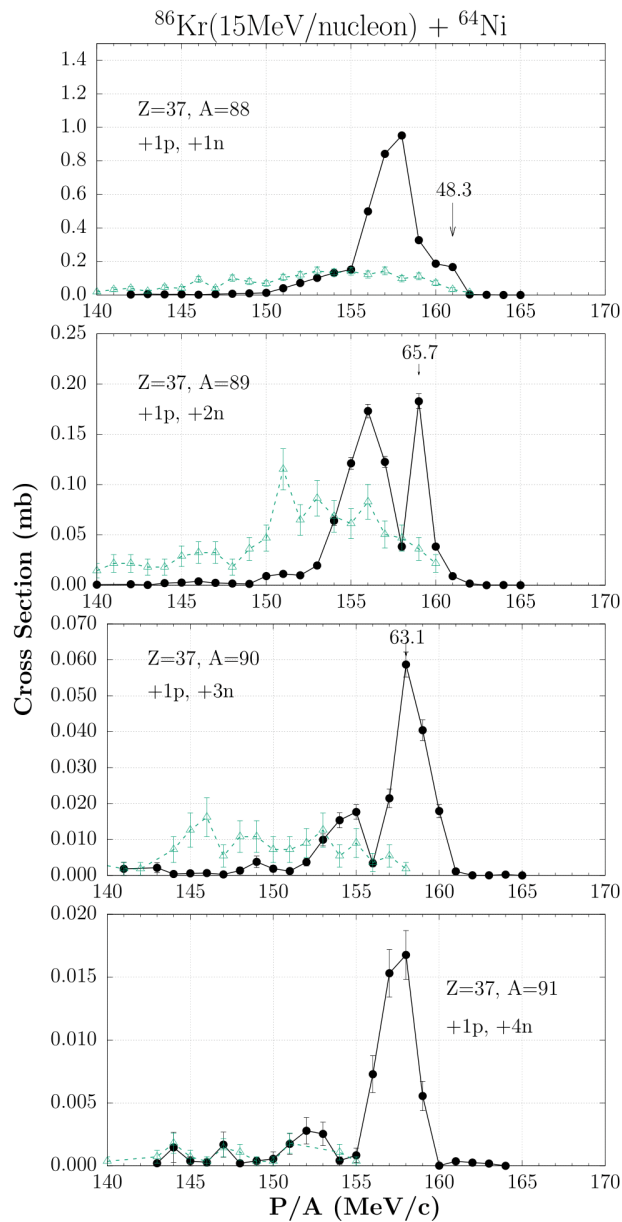
Ακολουθούν τα Σχήματα 20 και 21. Στο πρώτο παρατίθενται τα πειραματικά δεδομένα μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI (γαλάζια γραμμή) με την επιλογή της ελάττωσης της ενέργειας διεγέρσεως ($E^* * 0.6$), ενώ στο δεύτερο τα πειραματικά δεδομένα μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή). Για τους υπολογισμούς του DIT, πραγματοποιήθηκε ενίσχυση των δύο πρώτων καναλιών κατά παράγοντα 5, ενώ των δύο τελευταίων κατά 10.

Ενώ για τους υπολογισμούς του CoMD πραγματοποιήθηκε ενίσχυση των δύο πρώτων κατά 5 και του τρίτου κατά 10.



Σχήμα 20: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* \cdot 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{87}Rb ($Z=37$).

Στα κανάλια $+1p/+1n, +1p/+2n$ έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά παράγοντα 5, ενώ στα κανάλια $+1p/+3n, +1p/+4n$ κατά 10



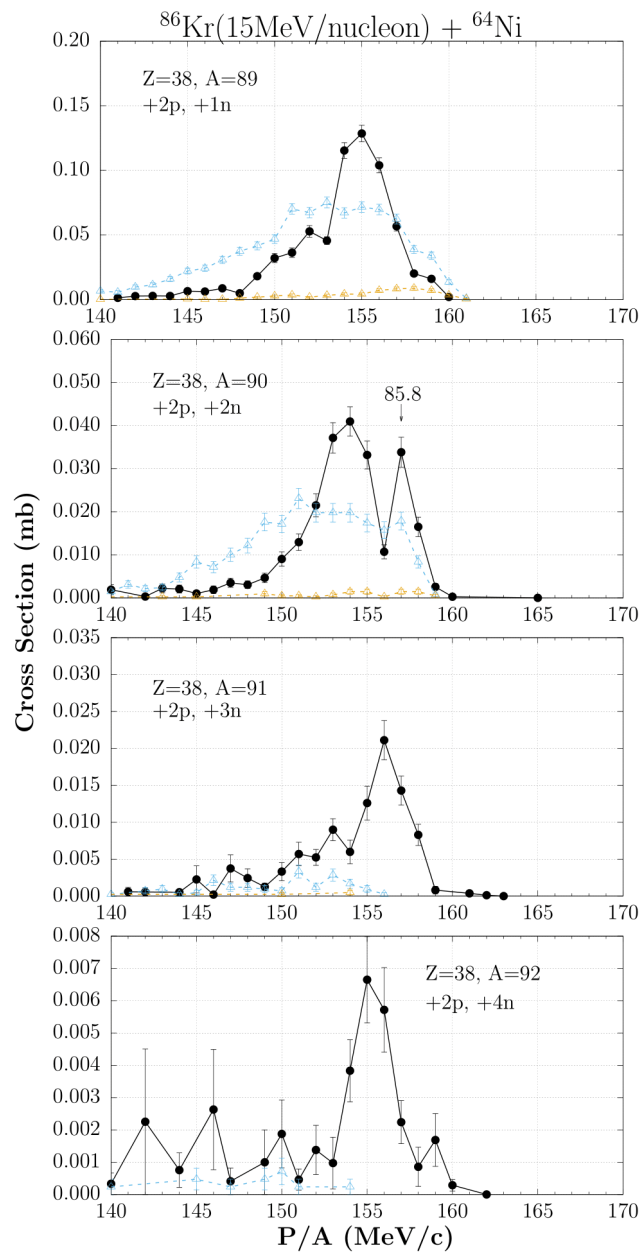
Σχήμα 21: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{87}Rb (Z=37). Στα κανάλια +1p/+1n,+1p/+2n έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά παράγοντα 5, ενώ στο κανάλι +1p/+3n κατά 10

Προχωρώντας, αναλύονται οι κατανομές ορμών σε παραχθέντες πυρήνες ^{88}Sr ($Z=38$), εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης έως τεσσάρων νετρονίων. Ξεκινώντας από τα πειραματικά δεδομένα, φαίνεται ότι και στα τέσσερα κανάλια έχει πραγματοποιηθεί μια σχετική μετατόπιση προς τα αριστερά στον άξονα των ορμών, της τάξης των 3 MeV/c σε σχέση με τα δεδομένα των προηγούμενων σχημάτων. Η τιμή αυτή αντικατοπτρίζει την ενεργειακή υποβάθμιση (dissipation) του θερμού θραύσματος από τη μεταφορά του ενός επιπλέον πρωτονίου. Και στα κανάλια αυτά παρατηρούνται ευρείες κορυφές, ενώ μάλιστα στη περίπτωση του $+2p/+2n$, υπάρχει ισχυρή πάλι ένδειξη για άμεση μεταφορά σωματιδίου α από τον στόχο στο βλήμα. Τέλος, στο κανάλι $+2p/+4n$, υπάρχει μια εκτενής διεύρυνση της κατανομής, υποδεικνύοντας την πληθώρα των διαφορετικών πρωτογενών θραυσμάτων, που οδήγησε τελικώς στους δευτερογενώς παραγόμενους πυρήνες ^{90}Sr .

Στο *Σχήμα 22* παρουσιάζονται οι σχετικές κατανομές, όπου παρατίθενται τα πειραματικά δεδομένα μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI (γαλάζια γραμμή) με την επιλογή της ελάττωσης της ενέργειας διεγέρσεως ($E^* \cdot 0.6$), ενώ στο *Σχήμα 23* παρουσιάζονται οι σχετικές κατανομές, όπου παρατίθενται τα πειραματικά δεδομένα μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή).

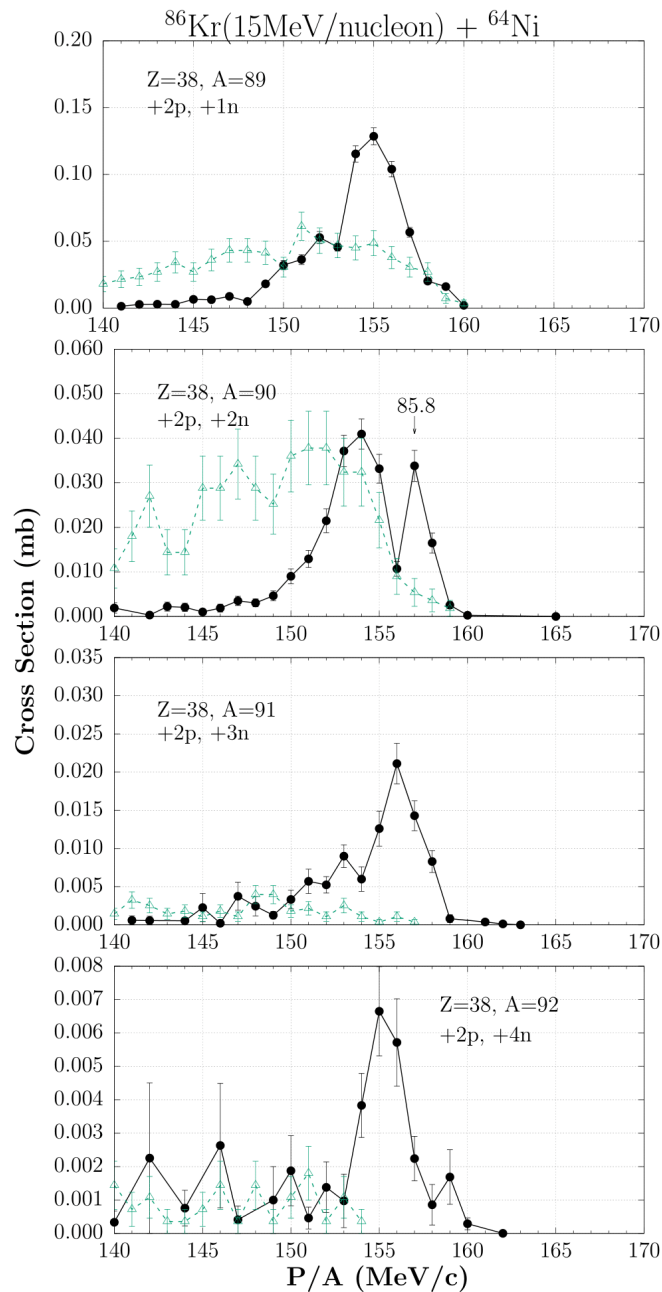
Οι δύο υπολογισμοί παρουσιάζουν σε γενικές γραμμές με όμοιο τρόπο τα επιμέρους κανάλια, με το CoMD μάλιστα να δίνει μια ιδιαίτερα ικανοποιητική περιγραφή του dissipative μέρους της κατανομής στο $+2p/+4n$. Ωστόσο, το κανονικό DIT φαίνεται πλέον να αδυνατεί να περιγράψει τα απομακρυσμένα αυτά ισότοπα.

Όλοι οι υπολογισμοί του DIT έχουν ενισχυθεί κατά 10, ενώ στο CoMD έχει πραγματοποιηθεί ενίσχυση των δύο πρώτων κατά παράγοντα 5.



Σχήμα 22: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* \cdot 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{88}Sr ($Z=38$).

Σε όλα τα κανάλια έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά 10



Σχήμα 23: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{88}Sr (Z=38).

Στα κανάλια +2p/+1n,+2p/+2n έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά παράγοντα

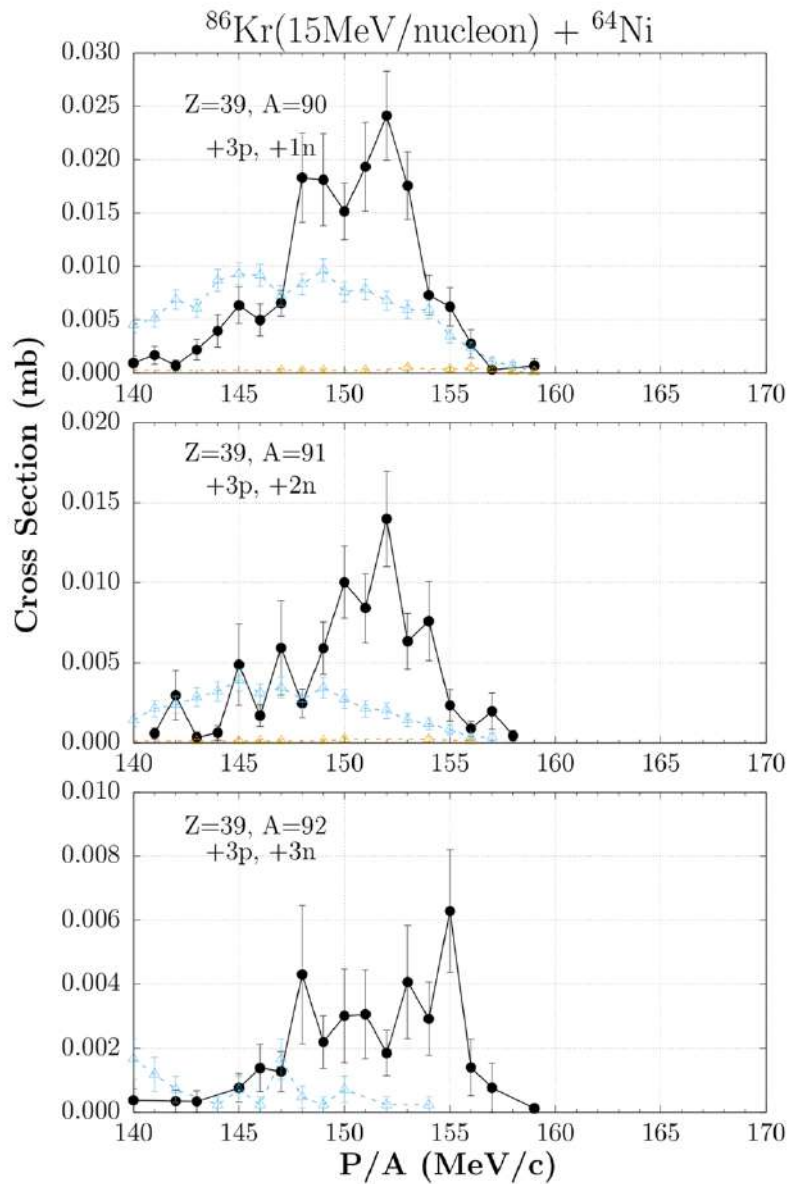
Ακολούθως, αναλύονται οι κατανομές ορμών σε παραχθέντες πυρήνες ^{89}Y ($Z=39$), εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης έως τριών νετρονίων. Παρατηρώντας το κανάλι $+3p/+1n$, φαίνεται πως οι κορυφές είναι δύο, οι οποίες αλληλοεπικαλύπτονται.

Συνεχίζοντας στα $+3p/+2n$ και $+3p/+3n$, παρατηρούνται ευρείες κατανομές σε παραπλήσιες τιμές ορμής, αναδεικνύοντας την πολυπλοκότητα του μηχανισμού που οδήγησε στα τελικά προϊόντα.

Στο *Σχήμα 24* παρουσιάζονται οι σχετικές κατανομές των πειραματικών δεδομένων μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI (γαλάζια γραμμή) με την επιλογή της ελάττωσης της ενέργειας διεγέρσεως ($E^* * 0.6$), ενώ στο *Σχήμα 25* παρουσιάζονται οι σχετικές κατανομές, όπου παρατίθενται τα πειραματικά δεδομένα μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή).

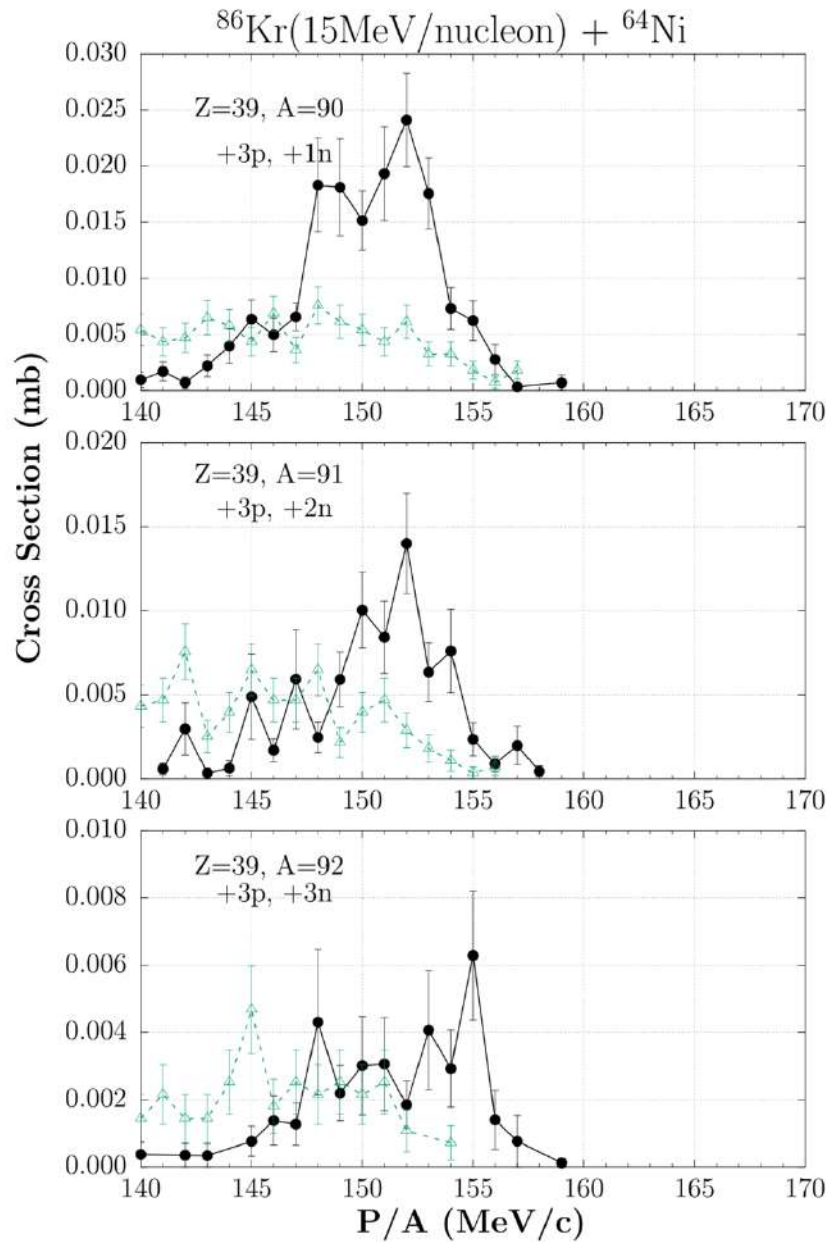
Το CoMD περιγράφει σε καλό βαθμό και τα τρία κανάλια, με τα κεντροειδή των υπολογισμών να βρίσκονται σε συμφωνία με αυτά των πειραματικών δεδομένων.

Στο DIT φαίνεται η αδυναμία του κανονικού κώδικα να περιγράψει τα απομακρυσμένα αυτά κανάλια. Βέβαια, η επιλογή ($E^* * 0.6$), φαίνεται να περιγράφει σχετικά ικανοποιητικά τα κανάλια $+3p/+1n$ και $+3p/+3n$. Όλοι οι υπολογισμοί του DIT έχουν ενισχυθεί κατά παράγοντα 5.



Σχήμα 24: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{89}Y (Z=39).

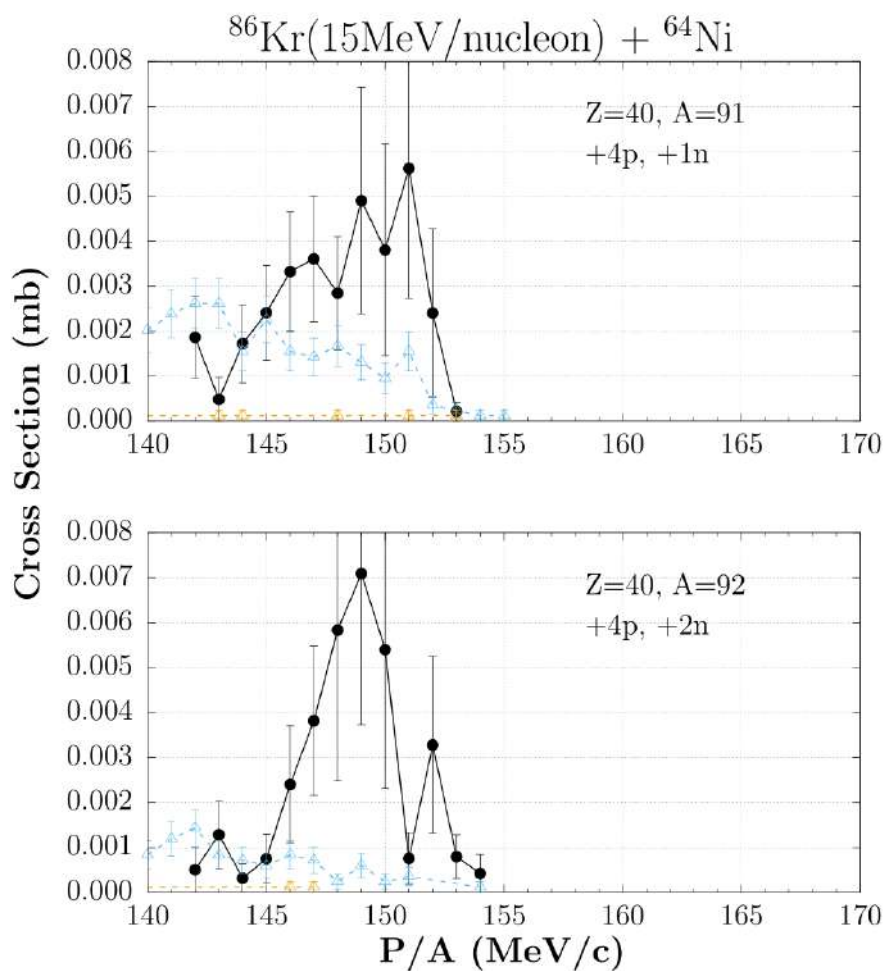
Σε όλα τα κανάλια έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά 5



Σχήμα 25: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{89}Y ($Z=39$)

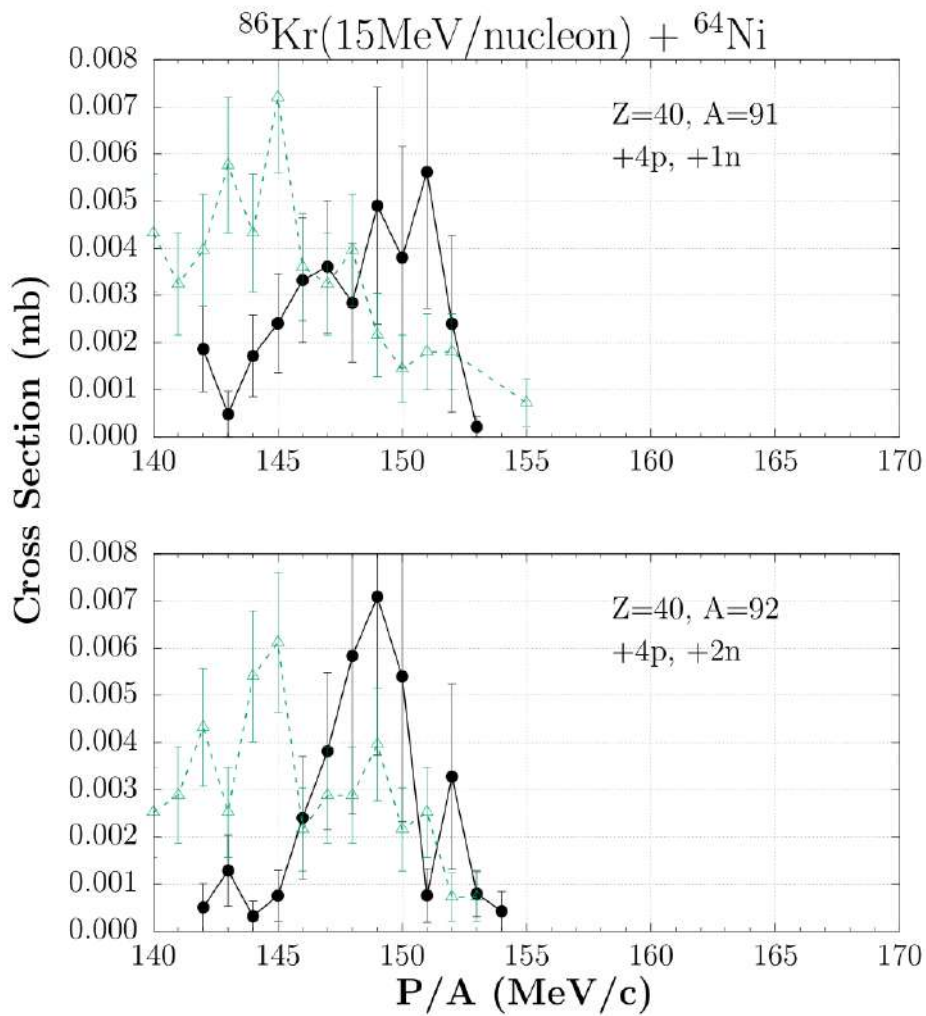
Τα τελευταία θραύσματα βαρύτερα του βλήματος (trans-projectile residues) που θα εξεταστούν στην ενότητα αυτή είναι τα πλούσια σε νετρόνια ισότοπα των πυρήνων ^{90}Zr ($Z=40$). Συγκεκριμένα, θα εξεταστεί η σύλληψη ενός και δύο νετρονίων. Θα ήταν επιθυμητή και η μελέτη των καναλιών $+4p/+3n$ και $+4p/+4n$, ωστόσο δεν μπόρεσαν να συλλεχθούν αποτελεσματικά κατά τη διεξαγωγή του πειράματος. Όπως φαίνεται στα επόμενα δύο Σχήματα, τα πειραματικά δεδομένα έχουν υψηλά σχετικά σφάλματα για κάθε σημείο της κατανομής. Παρατίθενται όμως, έτσι ώστε να φανεί η συμπεριφορά των μοντέλων σε τόσο απομακρυσμένα κανάλια. Στο Σχήμα 26 παρουσιάζονται οι σχετικές κατανομές των πειραματικών δεδομένων μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI (γαλάζια γραμμή) με την επιλογή της ελάττωσης της ενέργειας διεγέρσεως ($E^* * 0.6$), ενώ στο Σχήμα 27 παρουσιάζονται οι σχετικές κατανομές, όπου παρατίθενται τα πειραματικά δεδομένα μαζί με υπολογισμούς των μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή).

Το CoMD περιγράφει ικανοποιητικά τα δύο αυτά κανάλια, γεγονός που είναι άξιο υπογράμμισης. Μάλιστα, υπογραμμίζεται ότι περιγράφει καλύτερα τα κανάλια αυτά σε σχέση με τα αντίστοιχα του Σχήματος 25 ($+3p/+1n$, $+3p/+2n$). Το DIT αδυνατεί να παραστήσει αποτελεσματικά τα πειραματικά δεδομένα. Οι υπολογισμοί του DIT έχουν ενισχυθεί κατά παράγοντα 5.



Σχήμα 26: Υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI [$E^* * 0.6$] (γαλάζια γραμμή), συγκρινόμενοι με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{90}Zr (Z=40).

Σε όλα τα κανάλια έχει γίνει πολλαπλασιασμός των υπολογισμών κατά 5



Σχήμα 27: Υπολογισμός μοντέλων CoMD/GEMINI (πράσινη γραμμή), συγκρινόμενος με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κλειστοί κύκλοι) εξετάζοντας τα κανάλια σύλληψης νετρονίων σε πυρήνες ^{90}Zr (Z=40)

4.4 Κατανομές Παραμέτρου Κρούσης

Στη παρούσα ενότητα αναλύονται υπολογιζόμενες κατανομές παραμέτρου κρούσης (impact parameter, b). Μέσα από τις κατανομές αυτές, γίνεται αντιληπτό σε ποιες τιμές της παραμέτρου κρούσης κυριαρχεί η παραγωγή των διαφόρων υπό εξέταση προϊόντων της αντιδράσεως.

Οι κατανομές παραμέτρου κρούσης αφορούν την αντίδραση $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$, εξετάζοντας τα κανάλια που παρουσιάστηκαν στην Ενότητα 4.3. Στα δύο πρώτα σχήματα που θα ακολουθήσουν (28, 29) τα αποτελέσματα που παρατίθενται είναι αποκλειστικά από τον υπολογισμό CoMD/GEMINI, ενώ στο τελευταίο (30) απεικονίζονται αυτά του υπολογισμού DIT/GEMINI με ελάττωση της ενέργειας διεγέρσεως ($E^* * 0.6$).

Όπως φαίνεται στα παρακάτω σχήματα, υπάρχουν σε κάθε πλαίσιο τέσσερις γραμμές, με την κάθε μία να είναι διαφορετικού χρώματος. Κάθε γραμμή αντιπροσωπεύει ένα διαφορετικό κανάλι της αντιδράσεως. Πιο συγκεκριμένα για το *Σχήμα 28* είναι:

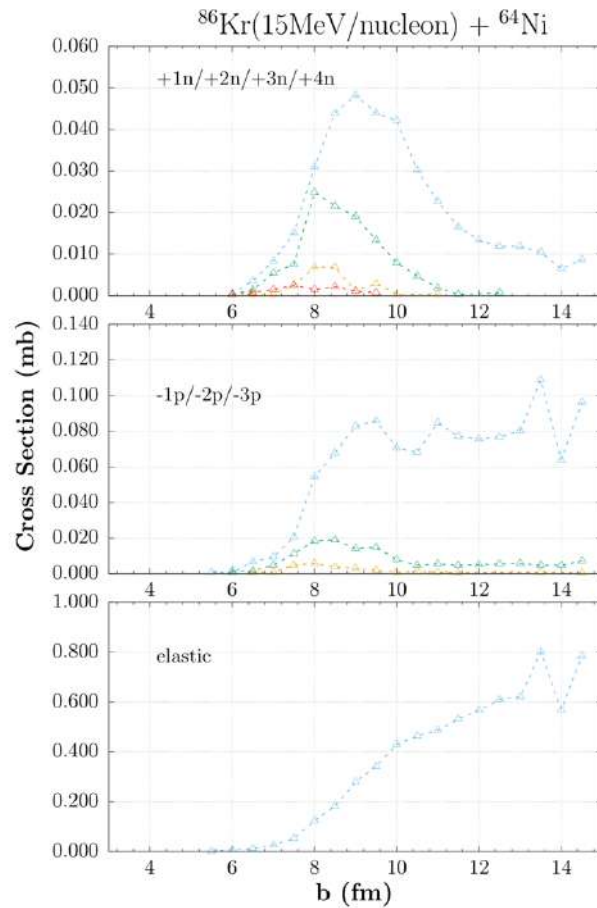
Πλαίσιο 1 (Σύλληψη νετρονίου) : +1n (γαλάζια γραμμή), +2n (πράσινη γραμμή), +3n (κίτρινη γραμμή), +4n (κόκκινη γραμμή)

Πλαίσιο 2 (Αφαίρεση πρωτονίου) : -1p (^{85}Br) (γαλάζια γραμμή), -2p (^{84}Se) (πράσινη γραμμή), -3p (^{83}As) (κίτρινη γραμμή)

Πλαίσιο 3 ^{86}Kr : (γαλάζια γραμμή)

Ξεκινώντας από τη σύλληψη νετρονίων, παρατηρείται πως το κεντροειδές των τεσσάρων καναλιών βρίσκεται στην περιοχή των 8-9 fm. Ωστόσο, στο +1n, η κατανομή είναι ιδιαίτερα διευρυμένη, αναδεικνύοντας πως η σύλληψη ενός νετρονίου μπορεί να λάβει χώρα σε ένα μεγάλο εύρος τιμών της παραμέτρου κρούσης. Συνεπώς, η σύλληψη ενός νετρονίου είναι κύριος πρωταγωνιστής στις περιφερειακές αντιδράσεις στην περιοχή ενεργειών Fermi.

Προχωρώντας στην αφαίρεση πρωτονίων, φαίνεται πως οι κατανομές είναι τόσο διευρυμένες που χάνουν το γκαουσιανό τους χαρακτήρα, συμπεριφορά που παρατηρείται εξίσου και στο ελαστικό κανάλι (^{86}Kr).



Σχήμα 28: Κατανομές παραμέτρου κρούσης για προϊόντα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο

$^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ όπου απεικονίζονται υπολογισμοί μοντέλων CoMD/GEMINI

Πρόκειται λοιπόν για προϊόντα, τα οποία μπορούν να προέλθουν από μια διευρυμένη περιοχή τιμών παραμέτρου κρούσης.

Στα *Σχήματα 29* και *30* παρουσιάζονται τα εξής για κάθε πλαίσιο:

Πλαίσιο 1 (Σύλληψη Πρωτονίου) : +1p (^{87}Rb) (γαλάζια γραμμή), +2p (^{88}Sr) (πράσινη γραμμή), +3p (^{89}Y) (κίτρινη γραμμή), +4p (^{90}Zr) (κόκκινη γραμμή)

Πλαίσιο 2 (Σύλληψη ενός νετρονίου στους παραπάνω πυρήνες) : ^{88}Rb (γαλάζια γραμμή), ^{89}Sr (πράσινη γραμμή), ^{90}Y (κίτρινη γραμμή), ^{91}Zr (κόκκινη γραμμή)

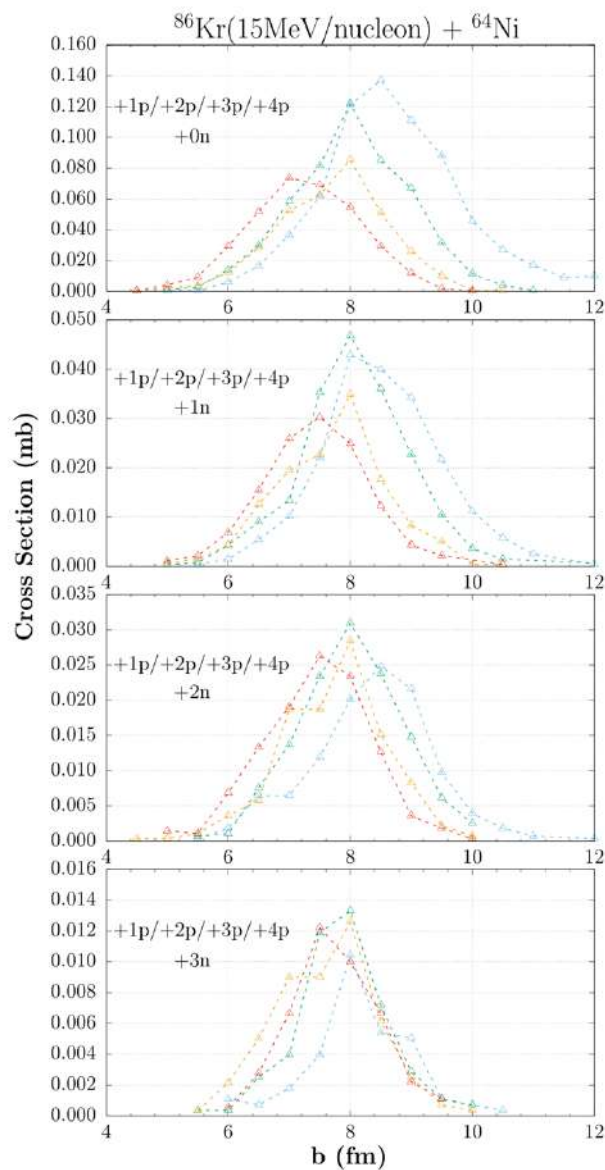
Πλαίσιο 3 (Σύλληψη δύο νετρονίων) : ^{89}Rb (γαλάζια γραμμή), ^{90}Sr (πράσινη γραμμή), ^{91}Y (κίτρινη γραμμή), ^{92}Zr (κόκκινη γραμμή)

Πλαίσιο 4 (Σύλληψη τριών νετρονίων) : ^{90}Rb (γαλάζια γραμμή), ^{91}Sr (πράσινη γραμμή), ^{92}Y (κίτρινη γραμμή), ^{93}Zr (κόκκινη γραμμή)

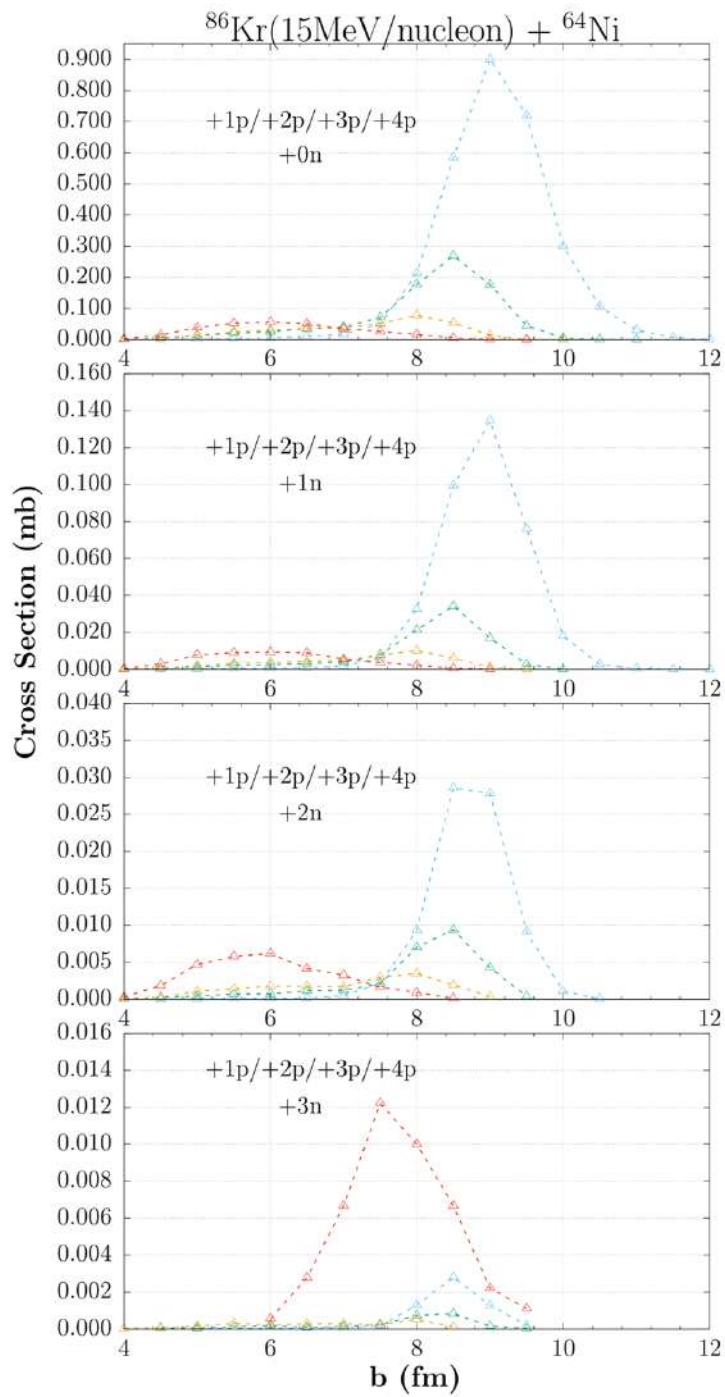
Και στα δύο *Σχήματα* φαίνεται ότι τα μοντέλα είναι σε θέση να δώσουν κατανομές ικανοποιητικές συμπεριφορές που προσομοιάζουν με γκαουσιανές, σε αντίθεση με το προηγούμενο. Και τα δύο μοντέλα, φαίνεται να μην έρχονται σε συμφωνία ως προς το ποια τιμή της παραμέτρου κρούσης αντιστοιχεί στην μεγαλύτερη πιθανότητα παραγωγής των νουκλιδίων βαρύτερων του βλήματος (trans-projectile residues). Για το CoMD/GEMINI (*Σχήμα 29*) αυτή η τιμή είναι τα 8 fm και φαίνεται να ικανοποιείται και για τα 16 διαφορετικά κανάλια που παρουσιάζονται στο *Σχήμα* αυτό.

Εντύπωση προκαλεί μάλιστα στο CoMD/GEMINI, ότι το Sr (πράσινη γραμμή) δίνει μεγαλύτερη τιμή ενεργού διατομής για τη σύλληψη 1 έως 3 νετρονίων συγκριτικά με τα άλλα τρία υπό εξέταση χημικά στοιχεία. Ενώ, στο πρώτο Πλαίσιο, φαίνεται πως στα 8 fm παράγεται με μεγαλύτερη πιθανότητα το Rb, όπως αναμενόταν, που είναι προϊόν της σύλληψης ενός πρωτονίου. Στο *Σχήμα 30* με τους υπολογισμούς του DIT/GEMINI, φαίνεται σε γενικές γραμμές πως τα κανάλια των τριών πρώτων *Πλαισίων*, κυμαίνονται σε τιμές παραμέτρου κρούσης μεταξύ 8 και 10 fm, με το Rb να είναι κυρίαρχο τόσο στη παραγωγή του, όσο και στη σύλληψη ενός και δύο νετρονίων.

Ωστόσο στη σύλληψη τριών νετρονίων, φαίνεται πως το Zr λαμβάνει πολύ ευκολότερα 4 νετρόνια έναντι των υπολοίπων χημικών στοιχείων. Τέλος, εντύπωση προκαλεί πως στη σύλληψη 2 νετρονίων (Πλαίσιο 3), φαίνεται πως το ισότοπο του Zr με δύο επιπλέον νετρόνια παράγεται για τιμές παραμέτρου κρούσης της τάξης των 6 fm. Παράγεται δηλαδή σε πιο κεντρικές αλληλεπιδράσεις μεταξύ βλήματος και στόχου.



Σχήμα 29: Κατανομές παραμέτρου κρούσης για προϊόντα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ όπου απεικονίζονται υπολογισμοί μοντέλων CoMD/GEMINI



Σχήμα 30: Κατανομές παραμέτρου κρούσης για προϊόντα της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ όπου απεικονίζονται υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΑΝΑΚΕΦΑΛΑΙΩΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκε σειρά υπολογισμών ενεργών διατομών καθώς και κατανομών ορμών για προϊόντα με μάζα κοντά σε αυτή του χρησιμοποιούμενου βλήματος (projectile-like fragments), τα οποία προήλθαν από περιφερειακές αντιδράσεις βαρέων ιόντων με ενέργεια δέσμης 15 MeV/νουκλεόνιο. Για τους υπολογισμούς χρησιμοποιήθηκαν οι δυναμικοί κώδικες DIT, CoMD, καθώς και οι στατιστικοί κώδικες SMM και GEMINI. Λόγω συμφωνίας των αποτελεσμάτων μεταξύ των δύο στατιστικών κωδίκων (SMM και GEMINI) και ταχύτερης εκτέλεσης των υπολογισμών συγκριτικά με τον τελευταίο, παρουσιάστηκαν αποτελέσματα αποκλειστικά με το GEMINI. Οι υπολογισμοί που έγιναν για τις ενεργές διατομές ήταν οι αντιδράσεις $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$, $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$, ενώ για τις κατανομές ορμών μελετήθηκε αποκλειστικά η πρώτη αντίδραση.

Ξεκινώντας την ανάλυση από τις κατανομές μαζών, φάνηκε αμέσως πως η χρήση στόχου ^{64}Ni οδηγούσε σε καλύτερη περιγραφή των πλούσιων σε νετρόνια ισοτόπων των πυρήνων με μάζα κοντά σε αυτή του βλήματος έναντι του στόχου ^{58}Ni , γεγονός που οφείλεται στο μεγαλύτερο λόγο N/Z του πρώτου. Μάλιστα η τάση αυτή, παρατηρήθηκε στους υπολογισμούς τόσο στη περίπτωση του DIT, όσο και του CoMD.

Σε γενικές γραμμές τα αποτελέσματα των υπολογισμών για ορισμένα κανάλια της αντίδρασης δίδουν επί του παρόντος μια ποιοτική περιγραφή των πειραματικών δεδομένων καθώς ήταν απαραίτητος ο πολλαπλασιασμός τους με κατάλληλο αριθμητικό παράγοντα ώστε να είναι ευκρινής η συμπεριφορά τους σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα.

Όπως φάνηκε από τα αποτελέσματα των υπολογισμών, ο μακροσκοπικός κώδικας DIT δεν ήταν σε θέση να περιγράψει ικανοποιητικά τα πειραματικά δεδομένα αρκετών καναλιών της αντίδρασης.

Έγιναν πολλές προσπάθειες βελτίωσης του κώδικα στα πλαίσια της πόνησης της εργασίας αυτής, εξετάζοντας αλλαγές πάνω σε παραμέτρους που αφορούσαν το διαπυρηνικό δυναμικό και την πυκνότητα της πυρηνικής ύλης. Ωστόσο δεν παρατηρήθηκε κάποια βελτίωση. Η τελευταία τροποποίηση που έλαβε χώρα ήταν η επιλογή της μείωσης της ενέργειας διεγέρσεως, η οποία κατάφερε να βελτιώσει σχετικά την συμπεριφορά του κώδικα, ωστόσο δε μπορούσε να περιγράψει απομακρυσμένα ισότοπα όπως τα πλούσια σε νετρόνια θραύσματα βαρύτερα του βλήματος. Το τελικό συμπέρασμα είναι πως το DIT δεν επιδέχεται περαιτέρω βελτιστοποιήσεις.

Η ικανοποιητική συμπεριφορά του μικροσκοπικού κώδικα CoMD σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα, σε συνδυασμό με τη κατεύθυνση της έρευνας της πυρηνικής φυσικής προς την παραγωγή βαρυτέρων χημικών στοιχείων με πλεόνασμα νετρονίων [57-62], έστρεψε το ενδιαφέρον της παρούσας εργασίας προς τα λεγόμενα θραύσματα βαρύτερα του βλήματος (trans-projectile isotopes). Η μελέτη των κατανομών ορμής των θραυσμάτων και η μετέπειτα σύγκρισή τους με υπολογισμούς γίνεται πρώτη φορά στα πλαίσια της συνολικής ερευνητικής ενασχόλησης της ομάδας στις περιφερειακές αντιδράσεις κοντά στην ενέργεια Fermi. Αποτελεί μια πρωτότυπη δραστηριότητα καθώς υπάρχει περιορισμένη ερευνητική δραστηριότητα παγκοσμίως για τη μελέτη της κινηματικής των αντιδράσεων στη περιοχή ενέργειας Fermi μέσω του μετρούμενου μεγέθους της ορμής. Κύριος στόχος ήταν η προσπάθεια 'αποκρυπτογράφησης' των μηχανισμών που κυριαρχούν στην παραγωγή των υπό εξέταση προϊόντων της αντιδράσεως. Φαίνεται πλέον πως οι κατανομές ορμών αποτελούν ένα πολύ ενδιαφέρον πεδίο μελέτης, το οποίο μπορεί να δώσει απαντήσεις για τη φύση των πυρηνικών αντιδράσεων βαρέων ιόντων.

Επιπροσθέτως, μέσα από την παράλληλη κινηματική εξέταση της αντίδρασης, με τη χρήση απλού κώδικα που είναι ανεξάρτητος των χρησιμοποιούμενων μοντέλων, έγινε υπολογισμός των ενεργειών διεγέρσεως των προϊόντων και αναδείχθηκε ο τρόπος που κατανέμεται αυτή μεταξύ τους, ενισχύοντας εν γένει τις υποθέσεις που έγιναν πρωτογενώς μέσα από τη μελέτη και παρατήρηση των κατανομών ορμής.

Με τα αποτελέσματα που προέκυψαν από το παρόν πόνημα ανοίγει ο δρόμος για μια εκτεταμένη μελέτη των κατανομών ορμής με τη χρήση των μοντέλων και ιδίως με το μικροσκοπικό κώδικα CoMD που λαμβάνει υπόψιν του την πυρηνική αλληλεπίδραση νουκλεονίου-νουκλεονίου. Η συνεχής βελτιστοποίηση των διαφόρων παραμέτρων του κώδικα αποτελεί κύριο μέλημα της ερευνητικής ομάδας, ευελπιστώντας πως οι υπολογισμοί θα οδηγηθούν σε πολύ πιο ικανοποιητική περιγραφή των πειραματικών δεδομένων. Παράλληλα, μέσα από τις βελτιστοποιήσεις αυτές, θα διαλευκανθεί η επίδρασή της αλληλεπιδράσεως νουκλεονίου-νουκλεονίου στη συμφωνία μεταξύ υπολογισμών και πειράματος.

Σε επόμενο στάδιο αναμένεται από την ερευνητική ομάδα η ανάλυση πειραματικών δεδομένων που ελήφθησαν κατά τη διεξαγωγή πειράματος στο φασματογράφο MAGNEX του ινστιτούτου LNS-INFN που βρίσκεται στη Κατάνια της Ιταλίας.

ΣΥΝΤΜΗΣΕΙΣ-ΑΡΚΤΙΚΟΛΕΞΑ

DIT	Deep Inelastic Transfer
CoMD	Constrained Molecular Dynamics
SMM	Statistical Multifragmentation Model
PPAC	Parallel Plate Avalanche Counter
TOF	Time Of Flight
SCE	Single Charge Exchange
FPD	Focal Plane Detector

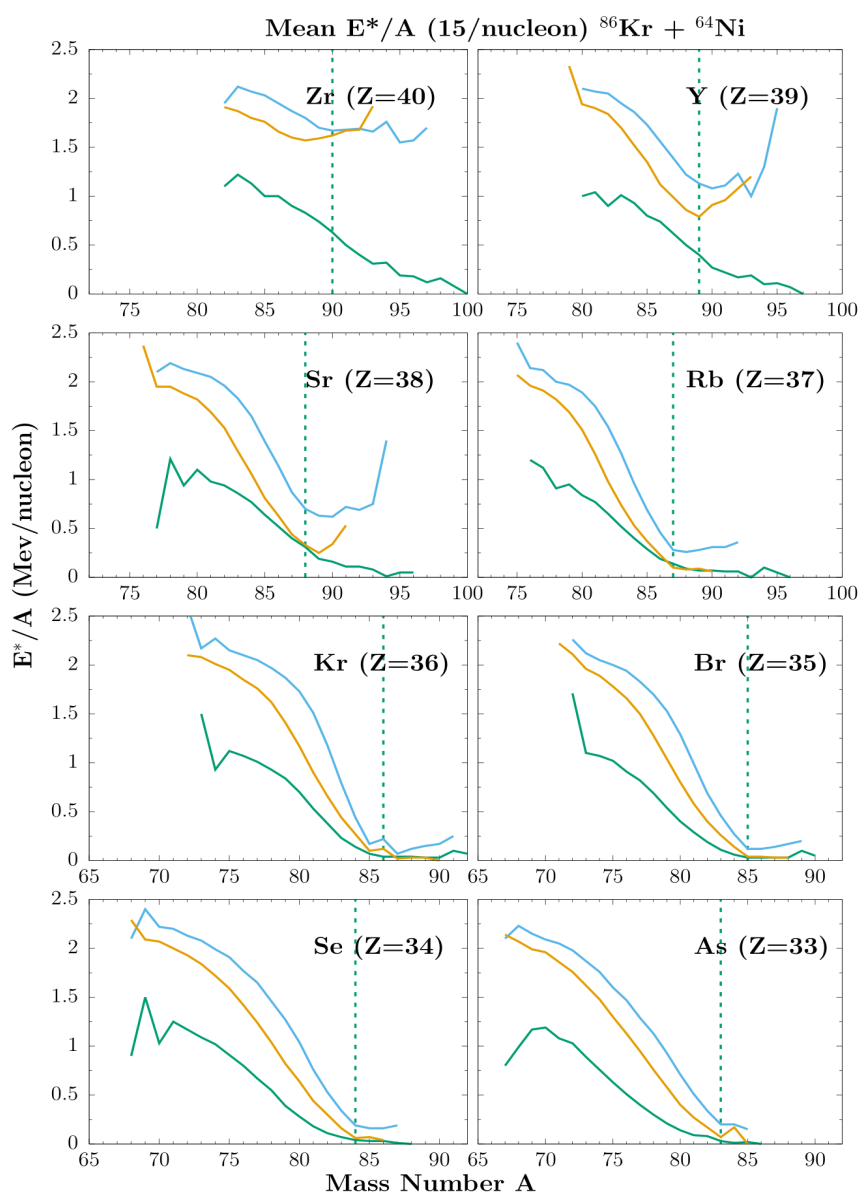
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι: ΜΕΣΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΔΙΕΓΕΡΣΕΩΣ ΑΝΑ ΝΟΥΚΛΕΟΝΙΟ

Στο Παράρτημα Ι παρουσιάζονται οι ενέργειες διεγέρσεως ανά νουκλεόνιο (excitation energy per nucleon) των πρωτογενών θραυσμάτων της αντίδρασης $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο τα οποία οδηγούνται σε αποδιέγερση καταλήγοντας στο νουκλίδιο που παρουσιάζεται σε κάθε πλαίσιο του σχήματος.

Η αποδιέγερση των παραγόμενων θερμών θραυσμάτων υπολογίστηκε σε όλες τις περιπτώσεις με το μοντέλο GEMINI.

Στο *Σχήμα Π.1* που ακολουθεί, απεικονίζονται οι υπολογισμοί των μοντέλων DIT/GEMINI (κίτρινη γραμμή) και DIT/GEMINI (γαλάζια γραμμή) με την επιλογή της ελάττωσης της ενέργειας διεγέρσεως των θραυσμάτων κατά 40% ($E^* * 0.6$), καθώς και ο υπολογισμός με το CoMD (πράσινη γραμμή).

Επιβεβαιώνεται αμέσως το γεγονός ότι οι ενέργειες διεγέρσεως στο μοντέλο CoMD παρατηρούνται χαμηλότερες αυτών του μοντέλου DIT. Σε επόμενο στάδιο, παρατηρείται πως για τα ισότοπα του Zr, υπάρχει μια ασυμφωνία στη κατανομή της μέσης ενέργειας διεγέρσεως μεταξύ των δύο μοντέλων. Συγκεκριμένα, το DIT αναδεικνύει πως τα διάφορα παραγόμενα ισότοπα του Zr προήλθαν από προγεννήτορες, με μέση ενέργεια διεγέρσεως ανά νουκλεόνιο της τάξεως των 1.5-2 MeV/νουκλεόνιο. Ωστόσο, στο CoMD παρατηρείται ότι με αύξηση του αριθμού νετρονίων στα δευτερογενή προϊόντα, οι αντίστοιχοι προγεννήτορες από τα οποία προήλθαν, είχαν ολοένα και μικρότερη ενέργεια διεγέρσεως, αγγίζοντας σχεδόν μηδενικές τιμές στα πολύ πλούσια σε νετρόνια ισότοπα. Μάλιστα η συμπεριφορά αυτή παρατηρείται για το CoMD και σε όλα τα υπόλοιπα πλαίσια. Είναι μια δικαιολογημένη συμπεριφορά, καθώς για να μπορέσει να ανιχνευτεί ένα τόσο πλούσιο σε νετρόνια προϊόν θα πρέπει να είναι αρκετά 'κρύο', ώστε να φτάσει στον ανιχνευτή χωρίς να έχει χάσει τα συλληφθέντα νετρόνια.



Σχήμα Π.1: Ενέργεια διεγέρσεως ανά νουκλεόνιο πρωτογενών θραυσμάτων της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ συναρτήσει του μαζικού αριθμού του παραγόμενου πυρήνα στην περιοχή $Z=33-40$.

Με κίτρινο χρώμα απεικονίζεται το κανονικό DIT, με γαλάζιο το DIT με την επιλογή ελάττωσης της ενέργειας διεγέρσεως, ενώ με πράσινο ο υπολογισμός με το CoMD

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙ: ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΔΙΕΓΕΡΣΕΩΣ ΚΑΙ ΟΡΜΗ

Στο Παράρτημα ΙΙ παρουσιάζονται κατανομές ενέργειας διεγέρσεως του πρωτογενούς θραύσματος (quasi-projectile) καθώς και της ολικής του δυαδικού συστήματος συναρτήσει της ορμής ανά νουκλεόνιο, για την αντίδραση $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο.

Στα Σχήματα Π.2 και Π.3 που ακολουθούν, απεικονίζονται αποκλειστικά οι υπολογισμοί των μοντέλων DIT/GEMINI με την επιλογή της ελάττωσης της ενέργειας διεγέρσεως των θραυσμάτων ($E^* * 0.6$) και CoMD/GEMINI αντίστοιχα. Όπως φαίνεται στα παρακάτω σχήματα, υπάρχουν σε κάθε πλαίσιο δύο διαφορετικά σετ γραμμών, που αποτελούνται από τέσσερις γραμμές διαφορετικών χρωμάτων. Τονίζεται ότι οι άδειες γραμμές αντιπροσωπεύουν τη συνολική ενέργεια διεγέρσεως του συστήματος βλήμα-στόχος μετά την αντίδραση, ενώ οι γεμάτες αντιπροσωπεύουν την ενέργεια διεγέρσεως του πρωτογενούς θραύσματος βλήματος. Όσον αφορά τα χρώματα, κάθε ένα από αυτά αντιπροσωπεύει ένα διαφορετικό κανάλι. Πιο συγκεκριμένα, είναι:

Πλαίσιο 1 [Σύλληψη νετρονίου (Neutron Capture) ξεκινώντας από ^{86}Kr] : +1n (γαλάζια γραμμή), +2n (πράσινη γραμμή), +3n (κίτρινη γραμμή), +4n (κόκκινη γραμμή)

Πλαίσιο 2 [Αφαίρεση νετρονίου (Neutron Removal) ξεκινώντας από ^{86}Kr] : -1n (γαλάζια γραμμή), -2n (πράσινη γραμμή), -3n (κίτρινη γραμμή), -4n (κόκκινη γραμμή)

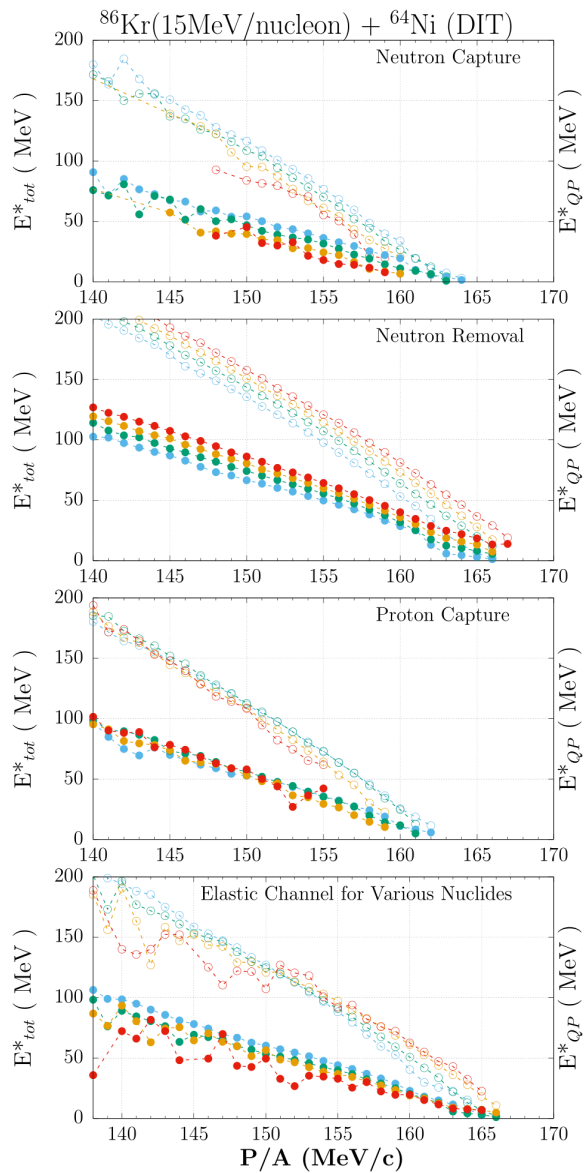
Πλαίσιο 3 [Σύλληψη πρωτονίου (Proton Capture) ξεκινώντας από ^{86}Kr] : +1p (γαλάζια γραμμή), +2p (πράσινη γραμμή), +3p (κίτρινη γραμμή), +4p (κόκκινη γραμμή)

Πλαίσιο 4 [Διάφορα Ελαστικά Κανάλια (Elastic Channels for Various Nuclides)] : ^{86}Kr (γαλάζια γραμμή), ^{85}Br (πράσινη γραμμή), ^{84}Se (κίτρινη γραμμή), ^{83}As (κόκκινη γραμμή)

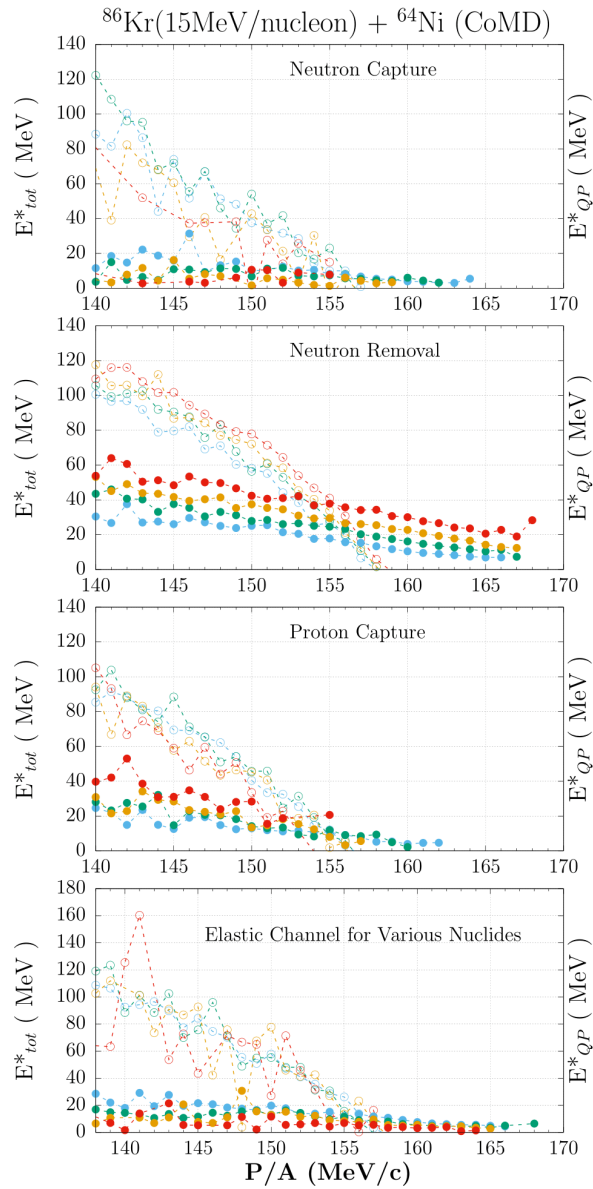
Επιβεβαιώνεται αμέσως το γεγονός ότι ο κώδικας DIT ακολουθεί ως επί το πλείστον ισοκατανομή (equal sharing) της ενέργειας διεγέρσεως μεταξύ του βλήματος και του στόχου μετά την αντίδραση, όπως αναφέρθηκε στο 2^ο κεφάλαιο. Η παρατήρηση αυτή φαίνεται να ισχύει σε όλα τα πλαίσια και μάλιστα και για όλα τα υπό εξέταση κανάλια που παρουσιάζονται στο σχήμα Π.2. Αντιθέτως στο CoMD δεν ακολουθείται αυτή η συμπεριφορά, υποδεικνύοντας πως το CoMD λαμβάνει υπόψιν τη μάζα των πρωτογενών θραυσμάτων για τη κατανομή της ενέργειας διεγέρσεως μεταξύ στόχου και βλήματος.

Επιπλέον, παρατηρείται πως η ελάττωση της ορμής του παραγόμενου θραύσματος συνοδεύεται από σημαντική αύξηση της ενέργειας διεγέρσεως, γεγονός που επιβεβαιώνει την ανάλυση που πραγματοποιήθηκε στην ενότητα 4.3 με τις κατανομές ορμής.

Τέλος, στους υπολογισμούς του DIT, φαίνεται πως η διέγερση των θραυσμάτων φτάνει για όλα τα κανάλια μέχρι και τα 200 MeV, ενώ στο CoMD φαίνεται ως πιο υψηλής ενέργειας η παραγωγή του ^{83}As που φτάνει τα 160 MeV για τιμές ορμής στα 142 MeV/c.



Σχήμα Π.2: Κατανομές ενέργειας διεγέρσεως συναρτήσει ορμής πρωτογενών θραυσμάτων της αντίδρασης 15 MeV/νουκλεόνιο $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ όπου απεικονίζονται υπολογισμοί μοντέλων DIT/GEMINI



Σχήμα Π.3: Κατανομές ενέργειας διεγέρσεως συναρτήσει ορμής πρωτογενών θραυσμάτων της αντίδρασης $^{86}\text{Kr} + ^{64}\text{Ni}$ στα 15 MeV/νουκλεόνιο όπου απεικονίζονται υπολογισμοί μοντέλων CoMD/GEMINI

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΙΙΙ: ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΤΙΚΟΣ ΠΙΝΑΚΑΣ

Στο Παράρτημα ΙΙΙ παρουσιάζεται συγκεντρωτικός πίνακας υπολογισμών που έγιναν με κώδικα κινηματικής. Ο συγκεκριμένος κώδικας, γραμμένος σε γλώσσα προγραμματισμού Fortran, βασίζεται στο φορμαλισμό της κινηματικής που παρουσιάστηκε εκτεταμένα στο Κεφάλαιο 3 της εργασίας αυτής. Πρόκειται για ένα κώδικα που είναι ανεξάρτητος των μοντέλων και βασίζεται πλήρως στη θεώρηση της Κλασικής Μηχανικής για τη κινηματική δύο σωμάτων.

Όπως φαίνεται και στο *Σχήμα Π.4* που ακολουθεί, μελετώνται τα ίδια κανάλια που εξετάστηκαν ενδελεχώς στο Κεφάλαιο 4. Σε αυτά, για δεδομένες τιμές ορμής, πραγματοποιήθηκαν υπολογισμοί με τον κώδικα ώστε να εξαχθούν τιμές της ολικής ενέργειας διεγέρσεως των προϊόντων, των ενεργειών διεγέρσεως των θραυσμάτων βλήματος (projectile-like fragments) λαμβάνοντας υπόψιν το ενδεχόμενο της ίσης διαμοίρασης της ολικής ενέργειας διεγέρσεως ανάμεσα σε βλήμα και στόχο (Equal Sharing of the Excitation Energy), καθώς επίσης και της διαμοίρασης με βάση τη μάζα των πρωτογενών θραυσμάτων (Thermal Sharing of the Excitation Energy).

Projectile Fragment (Z,A)	P/A (MeV/c)	Total E* (MeV)	Quasi-projectile E* (MeV) [Equal Sharing]	Quasi-projectile E* (MeV) [Thermal Sharing]	Channel
36, 86	166.0	8.5	4.2	4.8	ELASTIC
36, 86	163.0	53.2	26.6	30.5	
36, 86	157.0	136.9	68.4	78.5	
36, 87	163.0	34.9	17.4	20.2	+ 1n
36, 87	160.0	78.8	39.4	45.7	
36, 87	155.0	147.7	73.9	85.7	
36, 88	161.0	51.6	25.8	30.3	+ 2n
36, 88	158.0	95.5	47.7	56.0	
36, 88	154.0	150.7	75.3	88.4	
36, 89	164.0	-15.2	-7.6	-9.0	+ 3n
36, 89	160.0	47.2	23.6	28.0	
35, 85	163.0	61.5	30.7	34.8	-1p
35, 85	159.0	116.6	58.3	66.1	
35, 85	154.0	180.8	90.4	102.4	
34, 84	164.0	60.3	30.2	33.8	-2p
34, 84	161.0	101.5	50.7	56.8	
34, 84	156.0	166.0	83.0	92.9	
33, 83	162.0	91.7	45.8	50.7	-3p
33, 83	158.0	143.1	71.6	79.2	
33, 83	153.0	202.9	101.4	112.3	
32, 82	164.0	74.0	37.0	40.4	-4p
32, 82	159.0	138.0	69.0	75.4	
32, 82	152.0	219.4	109.7	120.0	
37, 87	164.0	20.0	10.0	11.6	+ 1p
37, 87	159.0	93.3	46.7	54.1	
37, 87	155.0	148.0	74.0	85.8	
37, 87	145.0	269.0	134.5	156.0	
38, 88	156.0	125.0	62.5	73.3	+ 2p
38, 88	153.0	165.4	82.7	97.0	
38, 88	143.0	285.2	142.6	167.3	
39, 89	151.0	173.5	86.8	103.0	+ 3p
39, 89	146.0	235.7	117.8	139.8	
40, 90	151.0	161.3	80.6	96.8	+ 4p
40, 90	147.0	212.9	106.4	127.7	
37, 88	161.0	48.3	24.1	28.3	+ 1p, + 1n
37, 88	158.0	92.1	46.1	54.0	
37, 89	159.0	65.7	32.9	39.0	+ 1p, + 2n
37, 89	156.0	109.4	54.7	64.9	
37, 89	151.0	177.4	88.7	105.3	
37, 89	146.0	239.6	119.8	142.2	
37, 90	158.0	63.1	31.6	37.9	+ 1p, + 3n
37, 90	155.0	107.3	53.6	64.4	
37, 90	149.0	189.0	94.5	113.4	
37, 91	159.0	34.0	17.0	20.6	+ 1p, + 4n
37, 91	152.0	138.2	69.1	83.8	
38, 89	159.0	66.7	33.3	39.6	+ 2p, + 1n
38, 89	155.0	124.4	62.2	73.8	
38, 89	151.0	178.4	89.2	105.8	
38, 89	146.0	240.5	120.3	142.7	

38, 90	157.0	85.8	42.9	51.5	
38, 90	154.0	129.2	64.6	77.5	+ 2 <i>p</i> , + 2 <i>n</i>
38, 90	147.0	222.1	111.1	133.3	
38, 91	156.0	83.7	41.8	50.8	+ 2 <i>p</i> , + 3 <i>n</i>
38, 92	159.0	24.5	12.3	15.0	
38, 92	155.0	87.3	43.6	53.5	+ 2 <i>p</i> , + 4 <i>n</i>
39, 90	155.0	106.5	53.3	63.9	
39, 90	152.0	148.5	74.3	89.1	+ 3 <i>p</i> , + 1 <i>n</i>
39, 90	148.0	201.1	100.6	120.7	
39, 91	152.0	140.2	70.1	85.0	+ 3 <i>p</i> , + 2 <i>n</i>
39, 92	155.0	82.0	41.0	50.3	+ 3 <i>p</i> , + 3 <i>n</i>
40, 91	151.0	149.2	74.6	90.5	+ 4 <i>p</i> , + 1 <i>n</i>
40, 92	152.0	128.7	64.4	78.9	
40, 92	149.0	170.8	85.4	104.8	+ 4 <i>p</i> , + 2 <i>n</i>

Σχήμα Π.4: Πίνακας Υπολογισμών με Κώδικα Κινηματικής

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. T.L. Lang, B.P. Kay, C.R. Hoffman, J.P. Schiffer, D.K. Sharp, L.P. Gaffney, S.J. Freeman, M.R. Mumpower, A. Arokiaraj, E.F. Baader, P.A. Butler, W.N. Catford, G. de Angelis, F. Flavigny, M.D. Gott, E.T. Gregor, J. Konki, M. Labiche, I.H. Lazarus, P.T. MacGregor, I. Martel, R.D. Page, Zs. Podolyák, O. Poleshchuk, R. Raabe, F. Recchia, J.F. Smith, S.V. Szewc, J. Yang, First Exploration of Neutron Shell Structure below Lead and beyond $N = 126$, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 062502 (2020)
2. J.L. Basdevant, J. Rich, M. Spiro, *Fundamentals in Nuclear Physics*, Springer-Verlag (2005).
3. R.F. Casten, B.M. Sherrill, The Study of Exotic Nuclei, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **45**, 171 (2000).
4. J. Meng, P. Ring, Giant Halo at the Neutron Drip Line, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 460 (1998).
5. K. Langanke, M. Wiescher, Nuclear Reactions and Stellar Processes, *Rep. Prog. Phys.* **64**, 1657 (2001).
6. H.T. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martinez-Pinedo, B. Müller, Theory of Core-Collapse Supernovae, *Phys. Rep.* **442**, 38 (2007).
7. P. Seeger, W. Fowler, D. Clayton, Nucleosynthesis of Heavy Elements by Neutron Capture, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **11**, 121 (1965).
8. M. Arnould, S. Goriely, Astronuclear Physics: A Tale of the Atomic Nuclei in the Skies, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **112**, 103766 (2020).
9. T. Ericson, The Statistical Model and Nuclear Level Densities, *Advances in Physics*, **9**:36, 425-511 (1960).
10. P. Danielewicz, R. Lacey and W.G. Lynch, Determination of the Equation of State of Dense Matter, *Science* **298**, 1592 (2002).
11. B. -A. Li, L.W. Chen and C.M. Ko, Recent Progress and New Challenges in Isospin Physics with Heavy ion Reaction, *Phys. Rep.* **464**, 113 (2008).

12. D.V. Shetty, S.J. Yenello 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).
13. Y. Blumenfeld, T. Nilsson, P. Van Duppen, Facilities and Methods for Radioactive Beam Production, *Phys. Scr.* **T152**, 014023 (2013).
14. H. Geissel, G. Münzenberg, K. Riisager, Secondary Exotic Nuclear Beams, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1995. 45:163-203.
15. W. Loveland, D.J. Morrissey, G.T. Seaborg, *Modern Nuclear Chemistry*, Wiley & Sons (2006).
16. G.A Souliotis, *Study of Projectile Fragmentation Reactions at Intermediate Energies*, Διδακτορική Διατριβή, Department of Chemistry, Michigan State University (1992).
17. J. Toke, W.U. Schröder, Excitation Energy Division in Dissipative Heavy-ion Collisions, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1992. 42:401-446.
18. V.E. Viola, *Nuclear reactions, Nuclear Chemistry - Vol. 1*, Ch. 3, 137-189 (2003).
19. J. Liley, *Nuclear Physics: Principles and Applications*, Wiley & Sons (2001).
20. L. Corradi *et al.*, The Many Facets of Heavy-ion Transfer Reactions, *Nucl. Phys. A* **701**, 109c (2002).
21. C.H. Dasso, G. Pollaro, A. Winther, Systematics of Isotope Production with Radioactive Beams, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1907 (1994).
22. W. Loveland, Synthesis of Transactinide Nuclei Using Radioactive Beams, *Phys. Rev. C* **76**, 069801 (2007).
23. W. Loveland, Comment on 'Possibility of Synthesizing a Magic Superheavy Nucleus', *Phys. Rev. C* **75**, 069801 (2007).
24. J. Gosset, H. Gutbrod, W.G. Meyer, A.M. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock, G.D. Westfall, Central Collisions of Relativistic Heavy Ions, *Phys. Rev. C* **16**, 629 (1977).
25. J.R. Huizenga, R.T. De Souza, W.U. Schröder, R. Planeta, K.K. Kwiatkowski, V.E. Viola, H. Breuer, Third International Conference on Nucleus Nucleus Collisions, **C.18**, Saint Malo, p.132 (1988).

26. G.A. Souliotis, M. Veselsky, G. Chubarian, L. Trache, A. Keksis, E. Martin, A. Ruangma, E. Winchester, S.J. Yennello, Enhanced Production of Neutron-Rich Rare Isotopes in the Reaction of 25 MeV/nucleon ^{86}Kr on ^{64}Ni , Phys. Lett. B **543**, 163-172 (2002).
27. A. Papageorgiou, G. A. Souliotis *et al.*, Neutron-rich Rare Isotope Production with Stable and Radioactive Beams in the Mass Range $A \sim 40-60$ at Beam Energy Around 15 MeV/nucleon, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **45**, 095105 (2018).
28. M. Veselsky, G.A Souliotis, Production of Exotic Nuclei in Peripheral Nucleus-Nucleus Collisions below 10 AMeV, Nucl. Phys. A **872**, 1-12 (2011).
29. B. Borderie, M.F. Rivet, L. Tassan-Got, Heavy-ion Peripheral Collisions in the Fermi Energy Domain: Fragmentation Processes or Dissipative Collisions?, Ann. Phys. Fr. N°4 , Vol. 15, pp. 287-390 (1990).
30. P.N Fountas, G.A. Souliotis, M. Veselsky, A. Bonasera, Systematic Study of Neutron-Rich Rare Isotope Production in Peripheral Heavy-ion Collisions Below the Fermi Energy, Phys. Rev. C **90**, 064613 (2014).
31. L. Tassan-Got, C. Stéphan, Deep Inelastic Transfers: A Way to Dissipate Energy and Angular Momentum for Reactions in the Fermi Energy Domain, Nucl. Phys. A **524**, 121-140 (1991).
32. M. Veselsky, G.A. Souliotis, Effect of Nuclear Periphery on Nucleon Transfer in Peripheral Collisions, Nucl. Phys. A **765**, 252-261 (2006).
33. M. Papa, T. Maruyama, A. Bonasera, Constrained Molecular Dynamics Approach to Fermionic Systems, Phys. Rev. C **64**, 024612 (2001).
34. M. Papa, G. Giuliani, A. Bonasera, Constrained Molecular Dynamics II: An N-body Approach to Nuclear Systems, Journal of Computational Physics **208**, 403-415 (2005).
35. M. Papa, Many-body correlations in semiclassical molecular dynamics and Skyrme interaction, Phys. Rev. C **87**, 014001 (2013).
36. H. Zheng, G. Giuliani, A. Bonasera, Coulomb corrections to the extraction of the density and temperature in non-relativistic heavy ion collisions, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **41**, 095105 (2014).

37. N. Vonta, G.A. Souliotis, M. Veselsky, A. Bonasera, Microscopic Dynamical Description of Proton-Induced Fission with the Constrained Molecular Dynamics Model, *Phys. Rev. C* **92**, 024616 (2015).
38. G.A. Souliotis, P.N. Fountas, M. Veselsky, S. Galanopoulos, Z. Kohley, A. McIntosh, S.J. Yennello, A. Bonasera, Isoscaling of Heavy-Projectile Residues and N/Z Equilibration in Peripheral Heavy-Ion Collisions Below the Fermi Energy, *Phys. Rev. C* **90**, 064612 (2014).
39. J. P Bondorf *et al.*, Statistical Multifragmentation of Nuclei, *Phys. Rep.* **257**, 133 (1995).
40. A.S. Botvina, I.N. Mishustin, Statistical Evolution of Isotope Composition of Nuclear Fragments, *Phys. Rev. C* **63**, 061601 (2001).
41. D.V. Shetty, S.J. Yennello, G.A. Souliotis, Density Dependence of the Symmetry Energy and the Equation of State of Isospin Asymmetric Nuclear Matter, *Phys. Rev. C* **75**, 034602 (2007).
42. G.A. Souliotis, A.L. Keksis, B.C. Stein, M. Veselsky, M. Jandel, D.V. Shetty, S.N. Poisson, S. Wuenschel, S.J. Yennello, Rare Isotope Production in the Fermi Energy Regime and Application to the Texas A&M RIB Upgrade, *Nucl. Instrum. Methods B* **261**, 1094 (2007).
43. R.J. Charity, Systematic Description of Evaporation Spectra for Light and Heavy Compound Nuclei, *Phys. Rev. C* **82**, 014610 (2010).
44. R.J. Charity, M.A. McMahan, G.J. Wozniak, R.J. McDonald, L.G. Moretto, Systematics of Complex Fragment Emission in Niobium-Induced Reactions, *Nucl. Phys. A* **483**, 371-405 (1988).
45. L. Tassan-Got, Étude des transferts dissipatifs pour des énergies de 8 MeV/A à 40 MeV/A, Διδακτορική Διατριβή, Faculty of Science, University of Orsay (1988).
46. J. Randrup, R. Vandenbosch, Pre-equilibrium Neutron Emission in the Nucleon Exchange Transport Model, *Nucl. Phys. A* **474**, 219 (1987).
47. 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.* N°5-6, Vol. 202 pp. 233-390 (1990).

48. E. Kwan, Production of Nuclei Near the Neutron Drip-Line By Projectile Fragmentation, Διδακτορική Διατριβή, Department of Physics and Astronomy, Michigan State University (2006).
49. E. Kwan, D.J. Morrissey, D.A. Davies, M. Steiner, C.S. Sumithrarachchi, L. Weissman, Systematic Studies of Light Neutron-Rich Nuclei Produced Via the Fragmentation of ^{40}Ar , Phys. Rev. C **86**, 014612 (2012).
50. R.E. Tribble, R.H. Burch and C.A. Gagliardi, MARS: A Momentum Achromat Recoil Spectrometer, Nucl. Instr. Methods A **285**, 441 (1989).
51. G.A. Souliotis, M. Veselsky, S. Galanopoulos, M. Jandel, Z. Kohley, L.W. May, D.V. Shetty, B.C. Stein, S.J. Yennello, Approaching Neutron-Rich Nuclei Toward the R-Process Path in Peripheral Heavy-Ion Collisions at 15 MeV/nucleon, Phys. Rev. C **84**, 064607 (2011).
52. Α. Πάκου, *Πειραματικές Μέθοδοι στην Πυρηνική Φυσική*, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων (1999).
53. G.A. Souliotis, K. Hanold, W. Loveland, I. Lhenry, D.J. Morrissey, A.C. Veeck, 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 N°6 , Vol. 57 (1998).
54. Α. Παπαγεωργίου, *Παραγωγή σπανίων ισοτόπων πλούσιων σε νετρόνια με σταθερές και ραδιενεργές δέσμες ενέργειας 15 MeV/A*, Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Χημείας, Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών (2018).
55. Ο. Φασουλά, *Μελέτη ενεργών διατομών και γωνιακών κατανομών ισοτόπων πλούσιων σε νετρόνια από αντιδράσεις σε ενέργεια 15 MeV/νουκλεόνιο*, Τμήμα Χημείας, Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών (2019).
56. G.A. Souliotis, Personal Notes on Two-Body Kinematics
57. V. Zagrebaev, W. Greiner, Production of New Heavy Isotopes in Low-Energy Multinucleon Transfer Reactions, Phys. Rev. Lett. **101**, 122701 (2008).
58. V. Zagrebaev, W. Greiner, Production of Heavy and Superheavy Neutron-Rich Nuclei in Transfer Reactions, Phys. Rev. C **83**, 044618 (2011).
59. C. Iliadis, *Nuclear Physics of Stars*, 2nd Edition, Wiley-VCH (2015).

60. Y.X. Watanabe, Y.H. Kim, S.C. Jeong, Y. Hirayama, N. Imai, H. Ishiyama *et al.*, Pathway for the Production of Neutron-Rich Isotopes Around the N = 126 Shell Closure, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 172503 (2015).
61. X. Jiang, N. Wang, Predictions of New Neutron-Rich Isotopes at N = 126 in the Multinucleon Transfer Reaction $^{136}\text{Xe} + ^{194}\text{Ir}$, *Front. Phys.* 8:38 (2020).
62. W.D. Loveland, The Synthesis of New Neutron-Rich Heavy Nuclei, *Front. Phys.* 7:23 (2019).
63. R. Pfaff, Projectile Fragmentation of Krypton Isotopes at Intermediate Energies, Διδακτορική Διατριβή, Department of Physics, Michigan State University (1996).

