



**ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ**

**ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**

**ΤΜΗΜΑ ΧΗΜΕΙΑΣ**

**ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΣΠΟΥΔΩΝ «ΧΗΜΕΙΑΣ»**

**ΕΙΔΙΚΕΥΣΗ «ΦΥΣΙΚΟΧΗΜΕΙΑΣ»**

**ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ**

**ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΥ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ  
ΘΡΑΥΣΜΑΤΩΝ ΒΛΗΜΑΤΟΣ ΤΗΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ  
ΑΝΤΙΔΡΑΣΗΣ  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/νουκλεόνιο)  
ΜΕ  $^{64}\text{Ni}$**

**ΙΩΑΝΝΗΣ ΔΗΜΗΤΡΟΠΟΥΛΟΣ  
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟΣ**

**ΑΘΗΝΑ**

**ΙΟΥΝΙΟΣ 2020**



## **ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ**

**ΜΕΛΕΤΗ ΤΟΥ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΥ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΘΡΑΥΣΜΑΤΩΝ ΒΛΗΜΑΤΟΣ  
ΤΗΣ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗΣ  $^{40}\text{Ar}$  (15 MeV/νουκλεόνιο)  
ΜΕ  $^{64}\text{Ni}$**

### **ΟΝΟΜΑΤΕΠΩΝΥΜΟ**

**ΙΩΑΝΝΗΣ ΔΗΜΗΤΡΟΠΟΥΛΟΣ**

**A.M.: 181902**

### **ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ:**

Γεώργιος Α. Σουλιώτης, Καθηγητής ΕΚΠΑ

### **ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ**

- 1) Γεώργιος Α. Σουλιώτης, (Καθηγητής Τμήματος Χημείας ΕΚΠΑ)
- 2) Αθανάσιος Τσεκούρας, (Επίκουρος Καθηγητής Τμήματος Χημείας ΕΚΠΑ)
- 3) Νικόλαος Νικολής, (Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής Πανεπιστημίου Ιωαννίνων)



## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα εργασία έγινε προσπάθεια μελέτης και κατανόησης του μηχανισμού παραγωγής θραυσμάτων βλήματος της περιφερειακής αντίδρασης  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  με ενέργεια δέσμης 15 MeV/νουκλεόνιο. Το κυρίως μέρος της εργασίας επικεντρώθηκε στην μελέτη των κατανομών των ορμών με μαζικό αριθμό των θραυσμάτων κοντά σε αυτόν του βλήματος. Μία πρώτη αξιολόγηση των πειραματικών δεδομένων έγινε με την χρήση κώδικα κινηματικής, λαμβάνοντας έτσι χρήσιμες πληροφορίες για τις ιδιότητες των κορυφών που παρουσιάζονται. Για την προσομοίωση του δυναμικού μέρους της πυρηνικής αντίδρασης έγινε χρήση του μοντέλου πλήρως ανελαστικής σκέδασης DIT και του μικροσκοπικού μοντέλου CoMD. Για την αποδιέγερσης των πρωτογενών θραυσμάτων χρησιμοποιήθηκε ο στατιστικός κώδικας Gemini. Το μοντέλο πλήρως ανελαστικής σκέδασης DIT δεν κατάφερε να περιγράψει την αντίδραση παρά μόνο για λίγα κανάλια όπως π.χ. την προσθήκη ενός νετρονίου. Το μικροσκοπικό μοντέλο μοριακής δυναμικής CoMD είχε πολύ καλύτερα αποτελέσματα στην περιγραφή των δεδομένων αν και υπάρχουν αρκετά περιθώρια βελτίωσης. Η έρευνα της ομάδας μας συνεχίζεται για την βελτιστοποίηση του κώδικα CoMD καθώς πιστεύουμε ότι υπάρχουν περαιτέρω ιδιότητες που θα μπορούν να περιγραφούν. Ορισμένες από αυτές είναι 1) η δυνατότητα περιγραφής θραυσμάτων τα οποία έχουν χάσει νουκλεόνια κατά την αποδιέγερση, 2) η ιδιότητα του pair transfer, δηλαδή η δυνατότητα μεταφοράς δύο συζευγμένων νουκλεονίων ταυτόχρονα και 2) η ιδιότητα charge exchange, δηλαδή η δυνατότητα ανταλλαγής της ταυτότητας δύο νουκλεονίων, ένα από το βλήμα και ένα από το στόχο, με ανταλλαγή πιονίων.

**ΘΕΜΑΤΙΚΗ ΠΕΡΙΟΧΗ:** Πυρηνικές αντιδράσεις, κινηματική των θραυσμάτων.

**ΛΕΞΕΙΣ ΚΛΕΙΔΙΑ:** Πυρηνικές αντιδράσεις, ενεργός διατομή, κατανομές ορμών, περιορισμένη μοριακή δυναμική, πλήρως ανελαστική σκέδαση, κινηματική.

## ABSTRACT

In this thesis we study the mechanism of production projectile fragments of the peripheral reaction  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  with energy beam 15 MeV/A. The main subject of the thesis is the study of the momentum distributions with atomic masses of the fragments near that of the beam. A first check of the experimental data was made with the use of a kinematic code, and useful results were extracted for the properties of the tops presented. For the simulation of the dynamic part of the reaction we used the deep inelastic transfer (DIT) model and the constrained molecular dynamic model (CoMD). The deexcitation of the prefragments was performed with the statistical code Gemini. The DIT model has limited ability to describe this reaction, only a few channels e.g. pick up of a neutron are described rather well. The CoMD model gave better results for the description of the data with the opportunity of optimization. Our research is progressing with the optimization of the CoMD code. We believe that there are more properties that we can describe. Some of them are 1) description of fragments that have lost nucleons during deexcitation, 2) pair transfer, that is the ability of simultaneous transfer of two nucleons and 3) charge exchange, that is the ability to exchange the identity two nucleons, one from the projectile and one from the target, by pion exchange.

**SUBJECT AREA:** Nuclear reactions, kinematics of the fragments

**KEYWORDS:** Nuclear reactions, cross section, momentum distributions, constrained molecular dynamic, deep inelastic collision, kinematics.



## ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Για την συγγραφή αυτής της εργασίας και την συμπαράστασή τους καθ'όλη την διάρκεια της προσπάθειάς μου για την απόκτηση του διπλώματος ειδίκευσης θα ήθελα να ευχαριστήσω πρώτα τους γονείς μου Ανδρέα και Αφίφα. Η κατανόηση, προσευχή και οι συμβουλές τους πάντα μου δίνουν κουράγιο να προχωράω.

Ευχαριστίες πολλές θέλω να προσφέρω στον επιβλέποντα καθηγητή μου κ.Γεώργιο Σουλιώτη, αφού δεν με δίδαξε μόνο την φυσική επιστήμη, αλλά και το πώς οφείλει να στέκεται ένας άνθρωπος απέναντι στο κοινωνικό σύνολο.

Ευχαριστώ όλα τα παιδιά που έχουν περάσει από την ομάδα της πυρηνικής χημείας. Οι παλαιότεροι φοιτητές άφησαν ένα πρόσφορο έδαφος, βελτιώνοντας το εργαστήριο και παράγοντας ερευνητικό υπόβαθρο ώστε να μπορέσουμε να το αξιοποιήσουμε εμείς οι νεότεροι. Τους φοιτητές που εργαστήκαν αυτό τον καιρό στο εργαστήριο και συνεχίζουν η Όλγα, ο Στέργιος, η Κωνσταντίνα και ο Θοδωρής, καθώς με βοήθησαν με τις γνώσεις τους, μοιραστήκαμε την αγάπη μας για την επιστήμη και προχωρήσαμε παρέα τα δύσβατα και γεμάτα περιπέτεια μονοπάτια της.

Τέλος να προσφέρω ένα μεγάλο ευχαριστώ και στα υπόλοιπα μέλη της οικογένειάς μου και τους φίλους μου, καθώς με τις συζητήσεις που είχαμε, τις συμβουλές τους και την συνεχή συμπαράστασή τους μου έδιναν ώθηση να συνεχίζω.



## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

<b>ΠΡΟΛΟΓΟΣ</b> .....	-22-
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ</b> .....	-23-
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: ΠΥΡΗΝΙΚΕΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΣΤΗΝ ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΣΠΑΝΙΩΝ ΙΣΟΤΟΠΩΝ</b> .....	-26-
2.1: Εισαγωγή.....	-26-
2.2: Βασικά μεγέθη των πυρηνικών αντιδράσεων.....	-26-
2.2.1: Υπολογισμός της ποσότητας Q και της ενέργειας διεγέρσεως.....	-27-
2.2.2: Ενεργός διατομή (cross section).....	-28-
2.2.3: Γωνία επαφής (grazing angle).....	-30-
2.3: Μορφές πυρηνικών αντιδράσεων και οι μηχανισμοί τους.....	-31-
2.3.1: Ελαστική σκέδαση (elastic scattering).....	-33-
2.3.2: Άμεσες αντιδράσεις (direct reactions).....	-34-
2.3.3: Πολλαπλή μεταφορά νουκλεονίων (multinucleon transfer).....	-35-
2.3.4: Πλήρως ανελαστική σκέδαση (deep inelastic collision).....	-36-
2.3.5: Θρυμματισμός βλήματος (projectile fragmentation).....	-36-
2.4: Εφαρμογή στην παραγωγή ραδιενεργών δεσμών RIB.....	-37-
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΩΝ ΘΕΩΡΗΤΙΚΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ</b> .....	-39-
3.1: Εισαγωγή.....	-39-
3.2: Το φαινόμενο θρυμματισμού βλήματος και το μοντέλο Goldhaber.....	-40-
3.2.1: Περιγραφή του μοντέλου Goldhaber.....	-40-
3.3: Μοντέλο πλήρους ανελαστικής μεταφοράς DIT.....	-43-

3.3.1: Βασικές αρχές του μοντέλου.....	-43-
3.3.2: Ανάλυση βασικών μεγεθών.....	-45-
3.3.3: Η γεωμετρία του μοντέλου και οι παράμετροι μεταφοράς....	-47-
3.3.4: Πιθανότητα μεταφοράς.....	-50-
3.3.5: Υπολογισμός της ενεργού διατομής.....	-53-
3.4: Το μοντέλο περιορισμένης μοριακής δυναμικής CoMD.....	-57-
3.4.1: Θεωρητική ανάλυση του μοντέλου.....	-58-
3.4.2: Το ενεργό δυναμικό $V_{\text{eff}}$ .....	-59-
3.4.3: Αριθμητικές μέθοδοι για την προσέγγιση της φερμιονικής φύσης του προβλήματος.....	-61-
3.5: Ο κώδικας αποδιέγερσης Gemini.....	-64-
3.5.1: Γενική περιγραφή της θεωρίας αποδιέγερσης.....	-64-
3.5.2: Περιγραφή του μοντέλου Gemini.....	-65-
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: Ο ΦΑΣΜΑΤΟΓΡΑΦΟΣ ΜΑΖΑΣ MARS ΚΑΙ Η ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ.....</b>	<b>-66-</b>
4.1: Εισαγωγή.....	-66-
4.2: Περιγραφή του φασματογράφου μάζας MARS και οι πειραματικές συνθήκες.....	-67-
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΩΝ.....</b>	<b>-73-</b>
5.1: Εισαγωγή.....	-73-
5.2: Παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων.....	-74-
5.3: Υπολογισμοί με το μοντέλο Dit.....	-81-

5.3.1: Υπολογισμοί με το μοντέλο DIT μειώνοντας την ενέργεια διεγέρσεως των πρωτογενών θραυσμάτων.....	-87-
5.4: Υπολογισμοί με το μοντέλο CoMD.....	-93-
5.5: Σύγκριση των δύο μοντέλων DIT & CoMD.....	-100-
<b>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: ΑΝΑΚΕΦΑΛΑΙΩΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....</b>	<b>-107-</b>
<b>ΠΙΝΑΚΑΣ ΟΡΟΛΟΓΙΑΣ.....</b>	<b>-109-</b>
<b>ΣΥΝΤΜΗΣΕΙΣ – ΑΡΚΤΙΚΟΛΕΞΑ.....</b>	<b>-110-</b>
<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι.....</b>	<b>-111-</b>
<b>ΑΝΑΦΟΡΕΣ.....</b>	<b>-122-</b>

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 1.1: Πίνακας νουκλιδίων.....	-24-
Σχήμα 2.1: Κινηματική μίας πυρηνικής αντίδρασης.....	-27-
Σχήμα 2.2: Δέσμη διεισδύει σε στόχο πάχους $\chi$ .....	-29-
Σχήμα 2.3: Ορισμός της γεωμετρικής ενεργού διατομής $\sigma = \pi R^2$ , εντός των διακεκομμένων γραμμών [40].....	-30-
Σχήμα 2.4: Ελάχιστη απόσταση $r_{\min}$ δύο πυρήνων κατά την σύγκρουση τους.....	-31-
Σχήμα 2.5: Προσδιορισμός πυρηνικής αντίδρασης ως προς την παράμετρο κρούσης $b$ [36].....	-32-
Σχήμα 2.6: BUU προσομοίωση της σύγκρουσης $^{40}\text{Ar} + ^{108}\text{Ag}$ με ενέργεια 27 MeV/A. Ο υπολογισμός πραγματοποιήθηκε βασιζόμενος σε εξισώσεις Boltzmann. Ο κάθετος άξονας αντιπροσωπεύει τον άξονα της αντίδρασης παραθέτονται διάφορα στιγμιότυπα για την εξέλιξη αυτής (ο χρόνος υπολογίζεται σε fm/c) ενώ ο οριζόντιος άξονας υπολογίζει την σχετική θέσης στο επίπεδο xz για διάφορες τιμές την παραμέτρους κρούσης $b$ [3].....	-33-
Σχήμα 2.7: Ενεργειακό φάσμα αντιδράσεως μεταφοράς δύο νετρονίων. Οι κορυφές αντιπροσωπεύουν τα ενεργειακά επίπεδα του $^{16}\text{O}$ [34].....	-34-
Σχήμα 2.8: Αντίδραση αφαίρεσης νετρονίου. Σε αντίστροφη κινηματική στο ίδιο παράδειγμα θα είχαμε την περίπτωση της πρόσληψης νετρονίου [36].	-35-
Σχήμα 2.9: Στιγμιότυπα σε μία πλήρως ανελαστική σκέδαση [40].....	-36-
Σχήμα 2.10: Σχηματική απεικόνιση της αντιδράσεως θρυμματισμού βλήματος [50].....	-37-
Σχήμα 3.1 : Κατανομές ορμών σε θραύσματα των αντιδράσεων $^{18}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ , $^{181}\text{Ta}$ με ενέργεια 80 MeV/A και $0^\circ$ μοίρες γωνία.....	-41-
Σχήμα 3.2: Διαγράμματα κατανομής ενέργειας για τα ισότοπα $^{35}\text{S}$ και $^{32}\text{P}$ ανιχνευμένα σε γωνία $4^\circ$ από την αντίδραση $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ με ενέργεια 26.5 MeV/A. Τα πειραματικά δεδομένα αναπαρίστανται με συνεχόμενες ευθείες γραμμές, υπολογισμός με το μοντέλο DIT εμφανίζεται με μαύρες τελείες και οι γκαουσιανές υποδηλώνουν την διαδικασία θρυμματισμού βλήματος ως προς το μοντέλο Goldhaber [4].....	-42-
Σχήμα 3.3: Απεικόνιση των δυναμικών και των σχετικών μεγεθών για τον πυρήνα δότη-1 και δέκτη-2 [5].....	-47-

Σχήμα 3.4: Καθορισμός των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του συστήματος.....	-48-
Σχήμα 3.5: Το παράθυρο στο δυναμικό στο οποίο εκτελείται η μεταφορά...	-49-
Σχήμα 3.6: Σχηματικό διάγραμμα γεωμετρικής ενεργού διατομής.....	-53-
Σχήμα 3.7: Ορισμός δακτυλίων κρούσης, μέσω του κβαντικού αριθμού της στροφορμής $\ell$ .....	-56-
Σχήμα 3.8: Ιστόγραμμα δύο διαστάσεων στο οποίο αναπαριστάται η πιθανότητα κατάληψης $\bar{f}_i$ συναρτήσει του νουκλεονίου $i$ και της χρονικής εξέλιξης του συστήματος. Το διάγραμμα α) αναφέρεται σε υπολογισμούς με το QMD ενώ το β) σε αντίστοιχους με το μοντέλο CoMD.....	-63-
Σχήμα 4.1: Σχηματική απεικόνιση της πειραματικής διάταξης του φασματογράφου μάζας MARS.....	-68-
Σχήμα 4.2: Σύγκρουση βλήματος(projectile)-στόχου(target) και ανίχνευση σε γωνία $\theta = 4^\circ$ , όπου αντιστοιχεί σε ανιχνευτικό παράθυρο $\Delta\Omega = 4msr$ .....	-69-
Σχήμα 4.3: Κατανομή του πεδίου στο εσωτερικό του μαγνητικού τετραπόλου.....	-70-
Σχήμα 4.4: Διάγραμμα ΔΕ-Ε όπου εμφανίζονται οι διάφορες ελλείψεις οι οποίες αντιπροσωπεύουν διάφορες τιμές του Z [34].....	-72-
Σχήμα 5.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών – μαζικού αριθμού A ισοτόπων με ατομικό αριθμό Z = 13 -20. Τα καταγεγραμμένα τελικά προϊόντα προέρχονται από αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης 15 MeV / A και βλήμα $^{40}\text{Ar}$ με στόχους $^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κύκλοι) και $^{58}\text{Ni}$ (κόκκινα x). ....	-76-
Σχήμα 5.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών – ορμής ανά νουκλεόνιο, διαδικασιών προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια. Τα καταγεγραμμένα τελικά προϊόντα προέρχονται από αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης 15 MeV / A και βλήμα $^{40}\text{Ar}$ με στόχους $^{64}\text{Ni}$ (μαύροι γραμμή-κύκλοι) και $^{58}\text{Ni}$ (κόκκινη γραμμή-x).....	-77-
Σχήμα 5.3: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών – ορμής ανά νουκλεόνιο, διαδικασιών αφαίρεσης από ένα έως και τέσσερα πρωτόνια. Τα καταγεγραμμένα τελικά προϊόντα προέρχονται από αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης 15 MeV / A και βλήμα $^{40}\text{Ar}$ με στόχους $^{64}\text{Ni}$ (μαύροι γραμμή-κύκλοι) και $^{58}\text{Ni}$ (κόκκινη γραμμή-x).....	-78-

Σχήμα 5.4: Πειραματικών κατανομές ενεργών διατομών – ορμής ανά νουκλεόνιο, διαδικασιών αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια. Τα καταγεγραμμένα τελικά προϊόντα προέρχονται από αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης 15 MeV / A και βλήμα $^{40}\text{Ar}$ με στόχους $^{64}\text{Ni}$ (μαύροι γραμμή-κύκλοι) και $^{58}\text{Ni}$ (κόκκινη γραμμή-x). .....	-79-
Σχήμα 5.5: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών – ορμής ανά νουκλεόνιο, διαδικασιών αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και δύο νετρόνια. Τα καταγεγραμμένα τελικά προϊόντα προέρχονται από αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης 15 MeV / A και βλήμα $^{40}\text{Ar}$ με στόχους $^{64}\text{Ni}$ (μαύροι γραμμή-κύκλοι) και $^{58}\text{Ni}$ (κόκκινη γραμμή-x).....	-80-
Σχήμα 5.6: Υπολογισμοί ισοτόπων με τα μοντέλα DIT/Gemini (μπλε γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A $^{40}\text{Ar}$ + $^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κύκλοι) στην περιοχή Z=13-20.....	-82-
Σχήμα 5.7: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini (μπλε γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A $^{40}\text{Ar}$ + $^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια.....	-83-
Σχήμα 5.8: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini (μπλε γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A $^{40}\text{Ar}$ + $^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης από ένα έως και τέσσερα πρωτόνια.....	-84-
Σχήμα 5.9: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini (μπλε γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A $^{40}\text{Ar}$ + $^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.....	-85-
Σχήμα 5.10: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini (μπλε γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A $^{40}\text{Ar}$ + $^{64}\text{Ni}$ (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και δύο νετρόνια.....	-86-

Σχήμα 5.11: Υπολογισμοί ισοτόπων με τα μοντέλα DIT/Gemini, με τις κλασικές τιμές των παραμέτρων (μπλε γραμμή), με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι) στην περιοχή  $Z=13-20$ .....-88-

Σχήμα 5.12: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini, με τις κλασικές τιμές των παραμέτρων (μπλε γραμμή), με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια.....-89-

Σχήμα 5.13: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini, με τις κλασικές τιμές των παραμέτρων (μπλε γραμμή), με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης από ένα έως και τέσσερα πρωτόνια.....-90-

Σχήμα 5.14: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini, με τις κλασικές τιμές των παραμέτρων (μπλε γραμμή), με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.....-91-

Σχήμα 5.15: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini, με τις κλασικές τιμές των παραμέτρων (μπλε γραμμή), με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και δύο νετρόνια.....-92-

Σχήμα 5.16: Υπολογισμοί ισοτόπων με τα μοντέλα CoMD/Gemini, γεγονότα τύπου A με παράμετρο κρούσης [4,14] (μαύρη γραμμή), γεγονότα τύπου B με παράμετρο κρούσης [4,14] (κίτρινη γραμμή), γεγονότα τύπου B με παράμετρο κρούσης [8.5,12](μωβ γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι) στην περιοχή  $Z=13-20$ ..-95-

Σχήμα 5.17: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα CoMD/Gemini, γεγονότα τύπου B με παράμετρο κρούσης [8.5,12] (μωβ γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια.....-96-

Σχήμα 5.18: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα CoMD/Gemini, γεγονότα τύπου B με παράμετρο κρούσης [8.5,12] (μωβ γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης από ένα έως και τέσσερα πρωτόνια.....-97-

Σχήμα 5.19: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα CoMD/Gemini, γεγονότα τύπου B με παράμετρο κρούσης [8.5,12] (μωβ γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.....-98-

Σχήμα 5.20: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα CoMD/Gemini, γεγονότα τύπου B με παράμετρο κρούσης [8.5,12] (μωβ γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και δύο νετρόνια.....-99-

Σχήμα 5.21: Υπολογισμοί ισοτόπων με τα μοντέλα DIT/Gemini με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή) και με το μοντέλο CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12]. Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι) στην περιοχή Z=13-20.....-102-

Σχήμα 5.22: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή) και με το μοντέλο CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12]. Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια.....-103-



Σχήμα 5.23: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή) και με το μοντέλο CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12]. Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης από ένα έως και τέσσερα πρωτόνια.....-104-

Σχήμα 5.24: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή) και με το μοντέλο CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12]. Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.....-105-

Σχήμα 5.25: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή) και με το μοντέλο CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12]. Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και δύο νετρόνια.....-106-

Σχήμα 26: Υπολογισμοί με τα μοντέλα CoMD/Gemini για τα B γεγονότα. Όλα τα γεγονότα του υπολογισμού με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,14] (κίτρινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,6] (κόκκινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [6,8] (μωβ γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8,10] (πράσινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [10,12] (μπλε γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [12,14] (μαύρη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια.....-112-

Σχήμα 27: Υπολογισμοί με τα μοντέλα CoMD/Gemini για τα B γεγονότα. Όλα τα γεγονότα του υπολογισμού με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,14] (κίτρινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο

κρούσης στο διάστημα [4,6] (κόκκινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [6,8] (μωβ γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8,10] (πράσινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [10,12] (μπλε γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [12,14] (μαύρη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης από ένα έως και τέσσερα πρωτόνια.....-113-

Σχήμα 28: Υπολογισμοί με τα μοντέλα CoMD/Gemini για τα B γεγονότα. Όλα τα γεγονότα του υπολογισμού με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,14] (κίτρινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,6] (κόκκινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [6,8] (μωβ γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8,10] (πράσινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [10,12] (μπλε γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [12,14] (μαύρη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.....-114-

Σχήμα 29: Υπολογισμοί με τα μοντέλα CoMD/Gemini για τα B γεγονότα. Όλα τα γεγονότα του υπολογισμού με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,14] (κίτρινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,6] (κόκκινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [6,8] (μωβ γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8,10] (πράσινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [10,12] (μπλε γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [12,14] (μαύρη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι).

Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και δύο νετρόνια.....-115-

Σχήμα 30: Υπολογισμοί μέσης ενέργειας διεγέρσεως πρωτογενών θραυσμάτων ως προς τον μαζικό αριθμό των αναφερόμενων ισότοπων με τα μοντέλα CoMD/Gemini για τα A γεγονότα με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,14] (μαύρη γραμμή) και με παράμετρο κρούσης [8.5,12]. Δεξιά από την μπλε διακεκομμένη γραμμή ξεκινά η διαδικασία πρόσληψης νετρονίων για το κάθε ισότοπο.....-117-

Σχήμα 31: Υπολογισμοί μέσης τιμής μαζικού αριθμού A προγεννητόρων ως προς την ορμή των τελικών θραυσμάτων με τα μοντέλα CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12] για τα A γεγονότα (μαύρη γραμμή) και τα B γεγονότα (κίτρινη γραμμή). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια.-118-

Σχήμα 32: Υπολογισμοί μέσης τιμής μαζικού αριθμού A προγεννητόρων ως προς την ορμή των τελικών θραυσμάτων με τα μοντέλα CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12] για τα A γεγονότα (μαύρη γραμμή) και τα B γεγονότα (κίτρινη γραμμή). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός έως και τεσσάρων πρωτονίων.-119-

Σχήμα 33: Υπολογισμοί μέσης τιμής μαζικού αριθμού A προγεννητόρων ως προς την ορμή των τελικών θραυσμάτων με τα μοντέλα CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12] για τα A γεγονότα (μαύρη γραμμή) και τα B γεγονότα (κίτρινη γραμμή). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.....-120-

Σχήμα 34: Υπολογισμοί μέσης τιμής μαζικού αριθμού A προγεννητόρων ως προς την ορμή των τελικών θραυσμάτων με τα μοντέλα CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12] για τα A γεγονότα (μαύρη γραμμή) και τα B γεγονότα (κίτρινη γραμμή). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.....-121-



## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

Πίνακας 1: Πίνακας ορολογίας με τις αντιστοιχίσεις των ελληνικών και ξενόγλωσσων όρων.....-109-

## **ΠΡΟΛΟΓΟΣ**

Στο παρόν πόνημα, τα πειραματικά δεδομένα που παρουσιάζονται έχουν ληφθεί από προηγούμενη εργασία της 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 έμφυτη επιθυμία του ανθρώπου να γνωρίσει κατά το δυνατόν τον κόσμο που τον περιβάλλει, η ανάγκη εξέλιξης και εύρεσης εφαρμογών με στόχο την ικανοποίηση ανθρωπίνων αναγκών έχει προσφέρει μεγάλη ανάπτυξη στον κόσμο της επιστήμης. Τα χημικά στοιχεία αποτελούν ένα θεμελιακό κομμάτι έρευνας του επιστημονικού κόσμου και μία από τις κύριες ενασχολήσεις της Χημείας και της Φυσικής. Ο τρόπος δημιουργίας τους και οι ιδιότητες τους έχουν κεντρίσει εδώ και πολλά χρόνια το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας.

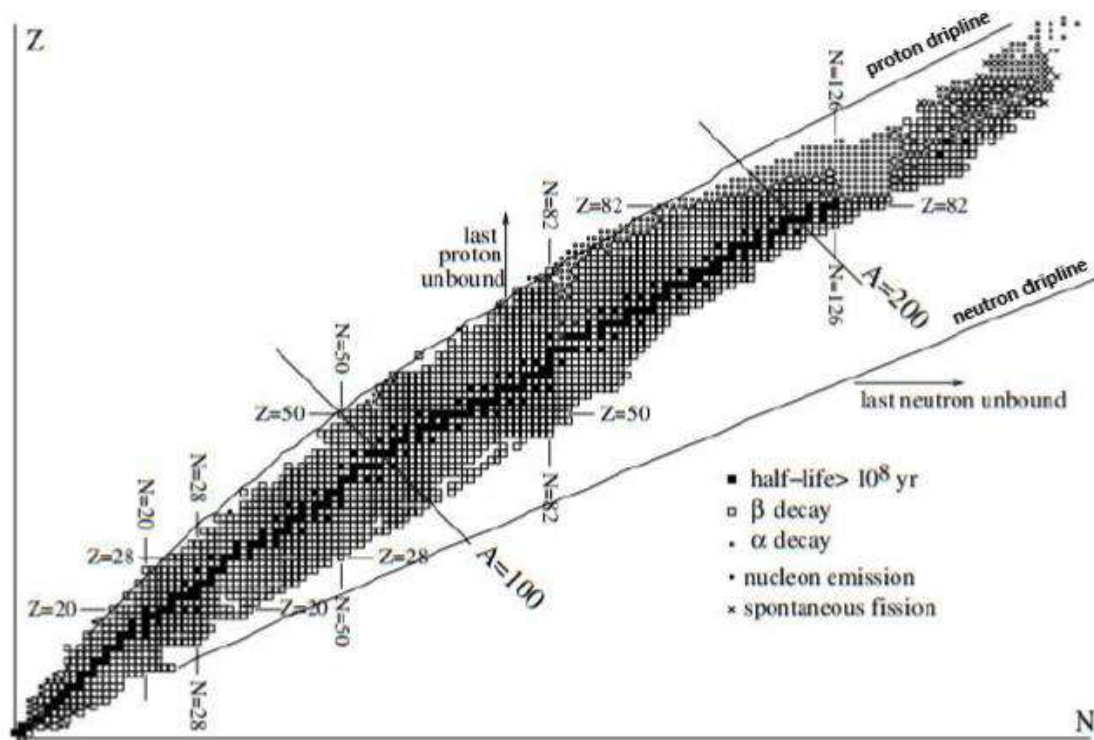
Ατέρμονη πηγή πληροφοριών για πολλά χαρακτηριστικά των χημικών στοιχείων αποτελούν οι πυρηνικές αντιδράσεις. Η χρήση των πυρηνικών αντιδράσεων μας έχει δώσει απαντήσεις σε καίρια προβλήματα που απασχολούν την πυρηνοσύνθεση καθώς επίσης και σε ιδιότητες των πυρήνων που μόνο αν τους «σπάσεις» σε κομμάτια μπορείς να δεις.

Η κεντρική ενασχόληση της παρούσας εργασίας είναι η μελέτη της κινηματικής των θραυσμάτων από πυρηνικές αντιδράσεις. Η μελέτη αυτή μπορεί να μας δώσει περαιτέρω πληροφορίες για τους ήδη υπάρχοντες μηχανισμούς που εμφανίζονται σε μία πυρηνική αντίδραση καθώς επίσης και την εύρεση νέων. Επίσης, μπορεί να βοηθήσει στον κύριο στόχο της ερευνητικής μας ομάδας, ο οποίος είναι η παραγωγή νουκλιδίων πλούσιων σε νετρόνια.

Ο πίνακας νουκλιδίων (σχήμα 1.1) μας προσφέρει μία εικόνα των πυρήνων που έχουν ανακαλυφθεί καθώς επίσης και τα θεωρητικά όρια σύνθεσης πυρήνων, τα οποία καθορίζονται από τις γραμμές κόρου πρωτονίων και νετρονίων (neutron-proton drip lines). Όπως φαίνεται και στο σχήμα έχουμε πολύ «δρόμο» ακόμα ώστε να προσεγγίσουμε την γραμμή κόρου νετρονίων. Η διαδικασία της έρευνας για την προσέγγισή της θα μας δώσει χρήσιμες πληροφορίες για την πυρηνοσύνθεση καθώς επίσης και για τις ιδιότητες των πυρήνων. Βασική διαδικασία πυρηνοσύνθεσης με άμεσο αστροφυσικό ενδιαφέρον είναι η ταχεία σύλληψη νετρονίων (r-process) η οποία μελετάται

και από την ομάδα μας [29]. Απ' ό,τι φαίνεται διαδραματίζεται κοντά στη γραμμή κόρου νετρονίων έτσι λοιπόν οι πυρήνες πλούσιοι σε νετρόνια μπορούν να μας δώσουν πληροφορίες για αυτήν.

Η παρούσα ερευνητική προσπάθεια επικεντρώθηκε σε περιφερειακές συγκρούσεις της αντιδράσεως  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$ , με ενέργεια δέσμης 15 MeV/A η οποία βρίσκεται υψηλότερα του δυναμικού φράγματος Coulomb αλλά χαρακτηρίζεται ως χαμηλότερη της ενεργειακής περιοχής Fermi. Πιστεύουμε ότι σε τέτοιου είδους πυρηνικές αντιδράσεις ευνοείται ο μηχανισμός πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων (multinucleon transfer), ο οποίος θεωρούμε ότι μπορεί να οδηγήσει σε πυρήνες πολύ πλούσιους σε νετρόνια.



Σχήμα 1.1: Πίνακας νουκλιδίων

Λάβαμε τα πειραματικά δεδομένα της εργασίας μας από προηγούμενη ερευνητική προσπάθεια της ομάδας μας [25]. Αυτή διεξήχθη στον φασματογράφο μάζας MARS του πανεπιστημίου Texas A&M, χαρακτηριστικά



του οποίου θα αναλύσουμε στην συνέχεια καθώς επίσης και ορισμένες τεχνικές για την εξαγωγή των δεδομένων μας.

Η θεωρητική προσέγγιση και επαλήθευση μηχανισμών και παρατηρήσεων επιβεβαιώνεται με την χρήση υπολογιστικών μοντέλων. Για το δυναμικό κομμάτι της αντίδρασης χρησιμοποιήσαμε τα μοντέλα DIT [4] και CoMD [1] τα οποία θα αναλύσουμε. Τέλος θα παρουσιάσουμε και τον κώδικα αποδιέγερσης Gemini [17] στον οποίο εισήχθησαν τα πρωτογενή θραύσματα της αντίδρασης.

Η εργασία θα ολοκληρωθεί με την παρουσίαση και ανάλυση των αποτελεσμάτων. Θεωρούμε ότι η παρούσα προσπάθεια οδήγησε σε ενδιαφέροντα αποτελέσματα, βελτίωσε ορισμένες ερευνητικές μας προσεγγίσεις και μας έδωσε ώθηση και ιδέες για μελλοντικά πλάνα εργασίας.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

### ΠΥΡΗΝΙΚΕΣ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΙΣ ΚΑΙ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΣΤΗΝ ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΣΠΑΝΙΩΝ ΙΣΟΤΟΠΩΝ

#### 2.1 Εισαγωγή

Η μελέτη των πυρηνικών αντιδράσεων είναι σημαντική για μία σειρά από αρκετούς λόγους. Η κατανόηση των μηχανισμών πέρα από την αξιοθαύμαστη πληροφορία για τον τρόπο λειτουργίας της φύσης, όπου αρκετές φορές μπορεί να μας παραδειγματίσει, έχει την δυνατότητα να σταθεί αντιμέτωπη και να δώσει απαντήσεις σε σύγχρονα προβλήματα φυσικής [38]. Επίσης μπορεί να ωθήσει σε μία σειρά εφαρμογών ωφέλιμες για την ανθρωπότητα, όπως είναι για παράδειγμα οι δέσμες σπανίων ισωτόπων (rare isotope beams, RIB) στις οποίες θα αναφερθούμε στην συνέχεια.

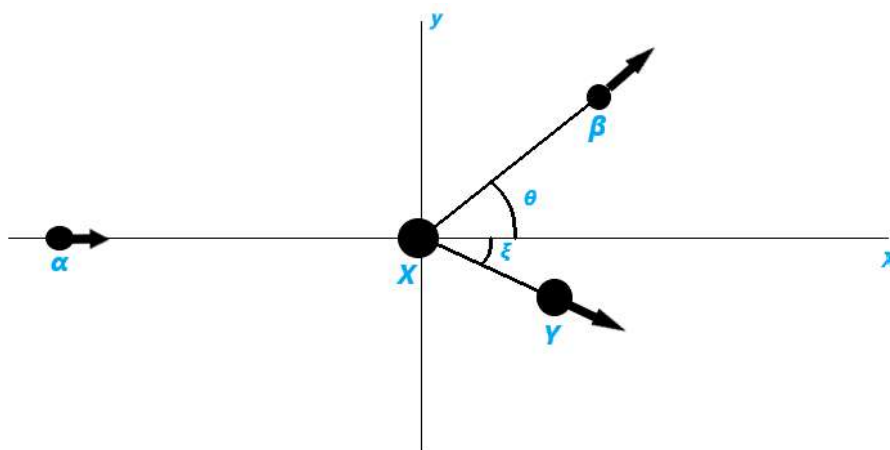
Υπάρχουν αρκετοί τύποι πυρηνικών αντιδράσεων και ανάλογα με τις παραμέτρους με τις οποίες συμβαίνουν μπορούν να λάβουν διαφορετικές μορφές. Η αναλυτική περιγραφή αυτών μπορεί να βρεθεί σε διάφορα συγγράμματα [36,37,40]: στην παρούσα εργασία θα αναφερθούμε στις πυρηνικές αντιδράσεις που κυρίως λαμβάνουν χώρα στο πείραμα μας [25] σύμφωνα με τις συνθήκες που πραγματοποιήθηκε. Θα ακολουθήσει σύντομη αναφορά σε εφαρμογές για την παραγωγή RIB. Θεωρούμε όμως απαραίτητο να ξεκινήσουμε με την περιγραφή βασικών μεγεθών που χρησιμοποιούνται για την ανάλυση οποιασδήποτε πυρηνικής αντίδρασης.

#### 2.2 Βασικά μεγέθη των πυρηνικών αντιδράσεων

Η θεωρητική περιγραφή μίας πυρηνικής αντίδρασης είναι η εναρκτήριοις κατεύθυνση που ακολουθούμε στη συνέχεια. Ορίζοντας τα κατάλληλα μεγέθη και εξάγοντας στη συνέχεια τις ιδιότητες τους καθώς και τις σχέσεις που τα συνδέουν, μας προσφέρεται η δυνατότητα να αναλύσουμε τα πειραματικά μας δεδομένα και κατ' επέκταση να κάνουμε προβλέψεις και υποθέσεις για μελλοντικά πειράματα.

## 2.2.1 Υπολογισμός της Q-value και της ενέργειας διεγέρσεως

Θεωρούμε την πυρηνική αντίδραση  $\alpha + X \rightarrow Y + \beta$  όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.1. Το βλήμα  $\alpha$  (projectile) κατευθύνεται προς τον στόχο  $X$  (target). Μετά την σύγκρουση το εξερχόμενο θραύσμα  $\beta$  (quasiprojectile, ejectile, projectile-like) εκτρέπεται σε γωνία  $\theta$  ενώ το εναπομείναν κομμάτι του στόχου  $Y$  (quasitarget, target-like, residual) διαφεύγει κατά γωνία  $\xi$ .



Σχήμα 2.1: Κινηματική μίας πυρηνικής αντίδρασης

Λόγω της αρχής διατήρησης της ενέργειας έχουμε

$$(m_{\alpha}c^2 + T_{\alpha}) + (m_Xc^2 + T_X) = (m_Yc^2 + T_Y) + (m_{\beta}c^2 + T_{\beta}) \quad (2.1)$$

όπου  $m$  οι μάζες των αντιδρώντων και προϊόντων,  $T$  οι αντίστοιχες κινητικές τους ενέργειες και  $c$  η ταχύτητα του φωτός.

Το πρώτο σημαντικό μέγεθος που θα ορίσουμε είναι η ποσότητα  $Q$  της αντίδρασης, η οποία δίνεται από την σχέση

$$Q = (m_{initial} - m_{final})c^2 \quad (2.2)$$

όπου  $m_{initial}$  και  $m_{final}$  η συνολική μάζα των αντιδρώντων και των προϊόντων της αντιδράσεως αντίστοιχα.

Χρησιμοποιώντας την σχέση 2.1 λαμβάνουμε την εξίσου σημαντική σχέση για την Q-value

$$Q = T_{final} - T_{initial} \quad (2.3)$$

από την οποία καταλαβαίνουμε ότι η Q-value εκφράζει το πλεόνασμα κινητικής ενέργειας μίας αντιδράσεως. Οπότε μπορούμε να συμπεράνουμε ότι οι εξώθερμες αντιδράσεις ισοδυναμούν με  $Q > 0$  ενώ οι ενδόθερμες με  $Q < 0$ . Εφοδιαζόμενοι με τις εξισώσεις που μας προσφέρει η αρχή διατήρησης της ορμής και σε συνδυασμό με τις παραπάνω σχέσεις για την Q-value μπορούμε να οδηγηθούμε στην σχέση 2.4 γνωστή ως εξίσωση Q (Q-equation)

$$Q = T_{\beta} \left( 1 + \frac{m_{\beta}}{m_{\gamma}} \right) - T_{\alpha} \left( 1 - \frac{m_{\alpha}}{m_{\gamma}} \right) - 2 \sqrt{\frac{m_{\alpha} m_{\beta}}{m_{\gamma} m_{\gamma}}} T_{\alpha} T_{\beta} \cos \theta \quad (2.4)$$

η οποία μας επιτρέπει να υπολογίσουμε την Q-value μίας αντίδρασης. Κατά την αντίδραση είναι δυνατόν οι δύο πυρήνες να διεγερθούν και η ενέργεια διεγέρσεως  $E^*$  στην παραπάνω σχέση συνυπολογίζεται στις μάζες των προϊόντων. Για να την εξαγάγουμε είναι απαραίτητο να υπολογίσουμε πρώτα την θεωρητική τιμή  $Q_{gg}$  η οποία ισούται με την Q-value της ίδιας αντιδράσεως με μάζες των προϊόντων αυτές που θα είχαν αν βρισκόντουσαν στην θεμελιώδη τους κατάσταση. Εν τέλει η συνολική ενέργεια διεγέρσεως της αντίδρασης υπολογίζεται ως

$$E^* = Q_{gg} - Q \quad (2.5)$$

το μοίρασμα της συνολικής ενέργειας διεγέρσεως στα προϊόντα της αντίδρασης στο είδος των πυρηνικών αντιδράσεων που μελετάμε μπορεί να γίνει με δύο τρόπου. Πρώτων, με την ισόποση διαίρεση της συνολικής ενέργειας διεγέρσεως και στα δύο προϊόντα, δηλαδή  $E_{\beta}^* = E^* / 2$ . Δεύτερον, με τον κανόνα θερμικής ισορροπίας, όπου το θραύσμα του βλήματος λαμβάνει την ενέργεια διεγέρσεως σε εξάρτηση με τις μάζες των θραυσμάτων, δηλαδή  $E_{\beta}^* = E^* A_{\beta} / (A_{\beta} + A_{\gamma})$  [39].

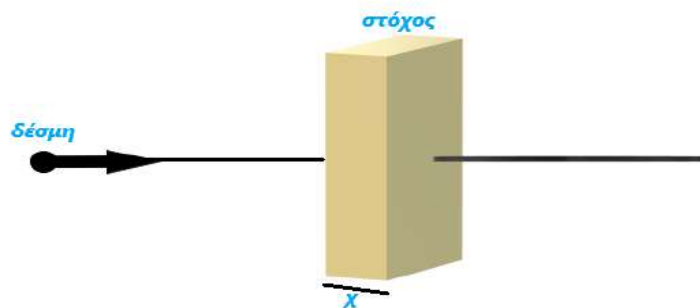
### 2.2.2 Ενεργός διατομή (cross section)

Η ενεργός διατομή αποτελεί βασικό μέγεθος για μία αντίδραση. Ορίζεται μέσα από την σχέση

$$P = \sigma \cdot n \cdot x \quad (2.6)$$

όπου  $P$  η πιθανότητα αντιδράσεως,  $\sigma$  η ενεργός διατομή,  $n$  πλήθος πυρήνων ανά μονάδα όγκου στο στόχο και  $x$  το πάχος του στόχου (σχήμα 2.2).

Σύμφωνα με τη σχέση 2.6 και με την επιπλέον υπόθεση ότι  $n \cdot x = 1$  συμπεραίνουμε ότι η ενεργός διατομή εκφράζει την πιθανότητα αντιδράσεως όταν η επιφανειακή πυκνότητα είναι ένας πυρήνα. Συνήθως μονάδα ενεργού διατομής είναι το 1 barn (= 100 fm<sup>2</sup>).



Σχήμα 2.2: Δέσμη διεισδύει σε στόχο πάχους  $x$

Ο παραπάνω ορισμός αναφέρεται στην συνολική ενεργό διατομή μίας αντίδρασης. Συνήθως λόγω περιορισμών από την πειραματική διάταξη, η ανίχνευση θραυσμάτων γίνεται σε συγκεκριμένη γωνία ως προς τον άξονα της δέσμης. Ο περιορισμός αυτός μας οδηγεί στη θεώρηση της διαφορικής ενεργού διατομής, όπου στην περίπτωση που το ανιχνευτικό μας παράθυρο καταλαμβάνει στερεά γωνία  $d\Omega$  ορίζεται ως

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dP}{d\Omega} \cdot \frac{1}{nx} \quad (2.7)$$

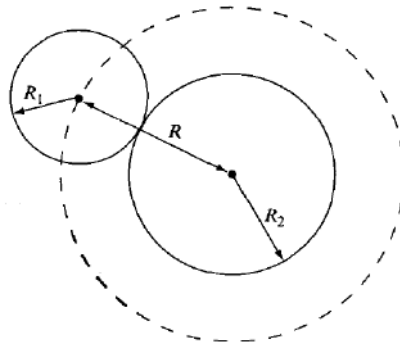
στην περίπτωση που θέλουμε να διακρίνουμε και ενεργειακά τα θραύσματα ορίζουμε την διπλά διαφορική ενεργό διατομή ως

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{d^2P}{d\Omega dE} \cdot \frac{1}{nx} \quad (2.8)$$

Για αρκετά μεγάλες τιμές της ενέργειας του βλήματος, ώστε η τροχιά του να μένει σχεδόν ανεπηρέαστη από τις απώσεις Coulomb του στόχου, μπορούμε να υπολογίσουμε την πιθανότητα σύγκρουσης των δύο πυρήνων μέσω της γεωμετρικής ενεργού διατομής, η οποία δίνεται από την σχέση

$$\sigma = \pi R^2$$

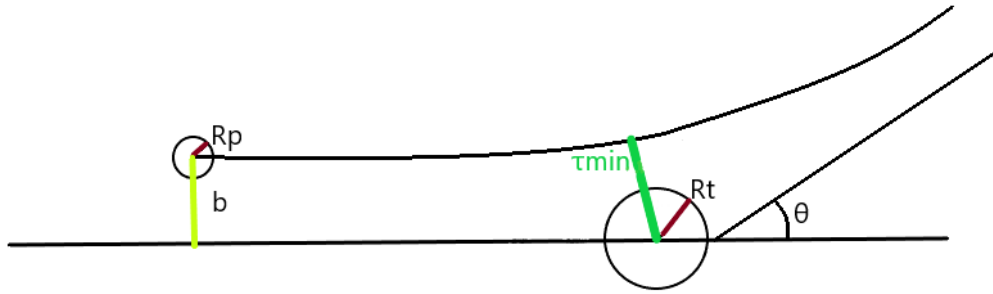
όπου το  $R$  ισούται με το άθροισμα των ακτίνων των αντιδρώντων  $R_1 + R_2$ , όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.3.



**Σχήμα 2.3: Ορισμός της γεωμετρικής ενεργού διατομής  $\sigma = \pi R^2$ , εντός των διακεκομμένων γραμμών. [40]**

### 2.2.3 Γωνία επαφής (grazing angle)

Ανάλογα το ανιχνευτικό σύστημα που διαθέτει ο εκάστοτε φασματογράφος είναι απαραίτητο να γίνουν οι κατάλληλες ρυθμίσεις ώστε τα θραύσματα τα οποία εν δυνάμει προέρχονται από πυρηνικές συγκρούσεις του ενδιαφέροντος μας να ανιχνευτούν. Στην δική μας περίπτωση το ενδιαφέρον μας εστιάζεται σε περιφερειακές συγκρούσεις. Τα θραύσματα αυτών θα εκτραπούν κυρίως σε γωνία ίση με την γωνία επαφής (grazing angle). Η γωνία επαφής ορίζεται μέσω της ελάχιστης απόστασης  $r_{min}$  που λαμβάνουν δύο πυρήνες κατά την αλληλεπίδραση τους (σχήμα 2.4).



Σχήμα 2.4 : Ελάχιστη απόσταση  $\tau_{min}$  δύο πυρήνων κατά την σύγκρουση τους.

Θεωρώντας την αλληλεπίδραση βλήματος και στόχου μέσω της άπωσης Coulomb και εφαρμόζοντας τις αρχές διατήρησης ενέργειας και στροφορμής μπορούμε να οδηγηθούμε στην παρακάτω σχέση για την ελάχιστη απόσταση  $\tau_{min}$

$$\tau_{min} = \frac{e^2 Z_1 Z_2}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{2T} \cdot \left[ 1 + \frac{1}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \right] \quad (2.9)$$

όπου  $e$  το φορτίο του ηλεκτρονίου,  $Z_1$  και  $Z_2$  οι ατομικοί αριθμοί βλήματος και στόχου αντίστοιχα,  $\epsilon_0$  η διηλεκτρική σταθερά του κενού,  $T$  η αρχική ενέργεια του βλήματος και  $\theta$  η γωνία σκεδάσεως της αντίδρασης. Η γωνία  $\theta$  της αντίδρασης ταυτίζεται με την γωνία επαφής υπό την συνθήκη

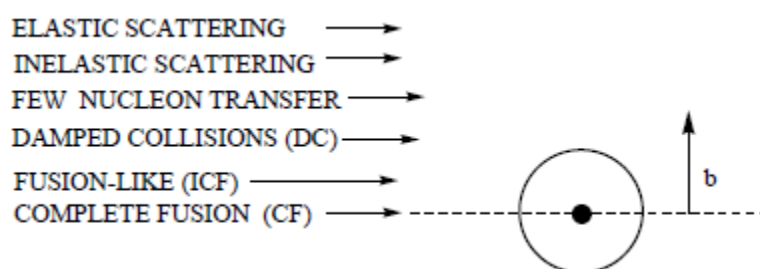
$$\tau_{min} = R_p + R_t$$

όπου  $R_p$ ,  $R_t$  οι ακτίνες του βλήματος και του στόχου αντίστοιχα.

### 2.3 Μορφές πυρηνικών αντιδράσεων και οι μηχανισμοί τους

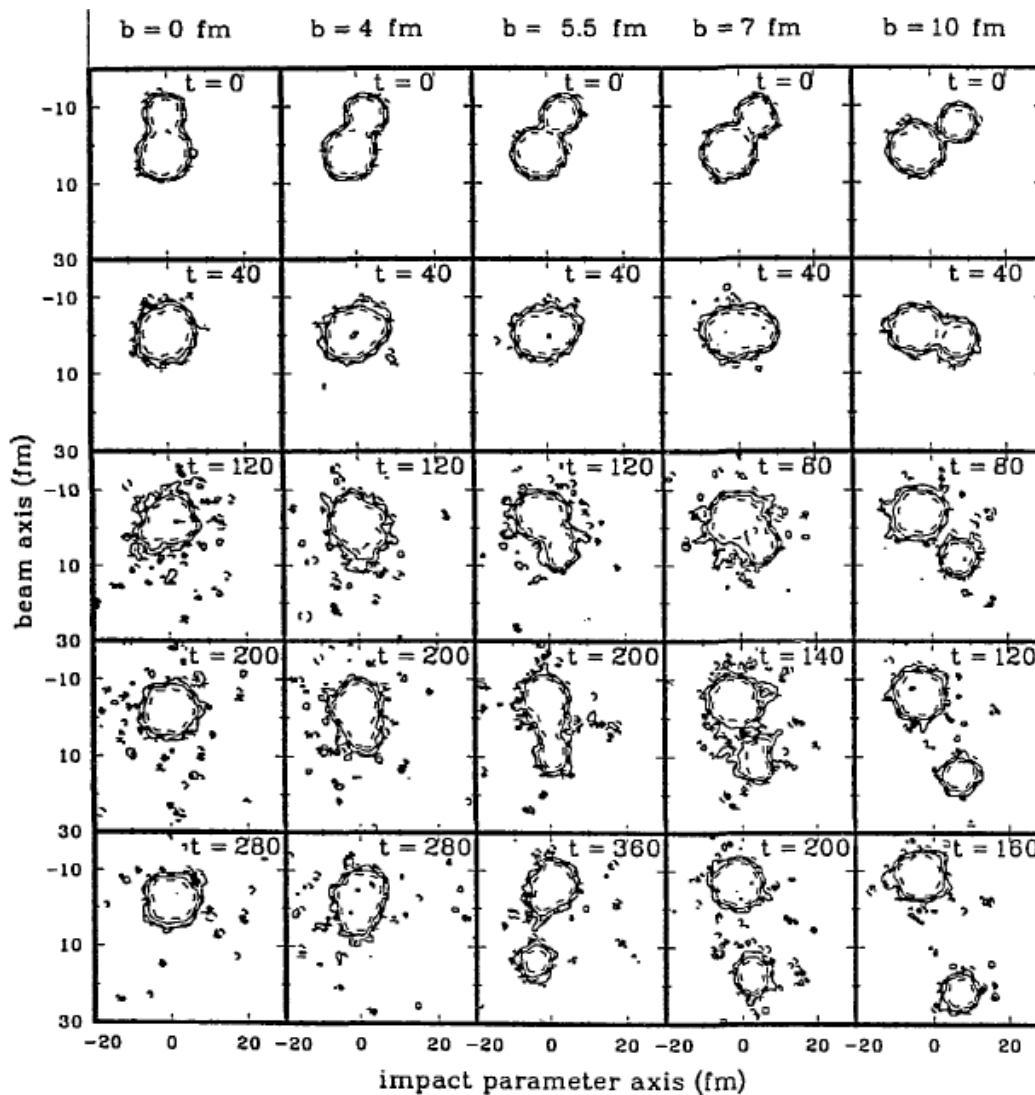
Βασικό στοιχείο της αντίδρασης που μελετάται είναι το μέγεθος των πυρήνων που συγκρούονται. Η αντίδραση  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  θεωρείται ως αντίδραση βαρέων ιόντων (heavy-ion reaction). Ένας δεύτερος διαχωρισμός που μπορεί να γίνει στο είδος των πυρηνικών αντιδράσεων είναι ως προς την ενέργεια της

δέσμης. Δέσμες χαμηλών, ενδιάμεσων και υψηλών ενεργειών είναι ένας αρχικός διαχωρισμός που μπορούμε να κάνουμε. Στην παρούσα εργασία μελετάμε ενέργεια δέσμης 15 MeV/A, η οποία βρίσκεται λίγο πιο πάνω από αυτές των χαμηλών ενεργειών και στην αρχή της περιοχής των ενδιάμεσων. Αφού έχουν καθοριστεί οι προηγούμενοι παράγοντες που αναφέραμε, σπουδαίο ρόλο στην αντίδραση καταλαμβάνει και η παράμετρος κρούσης  $b$  (impact parameter) από την οποία εξαρτάται εν τέλει και η πιθανότητα πραγματοποίησης ενός συγκεκριμένου είδους κρούσης (σχήμα 2.5, σχήμα 2.6). Η παράμετρος κρούσης  $b$  ισούται με την απόσταση των κέντρων βλήματος-στόχου ως προς τον κάθετο άξονα της αντίδρασης (σχήμα 2.4). Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι οι δύο πρώτοι παράγοντες (επιλογή ιόντων, ενέργεια δέσμης) καθορίζονται άμεσα από την πειραματική ομάδα σε αντίθεση με την παράμετρο κρούσης. Επιλέγοντας συγκεκριμένη γωνία ανίχνευσης (στην περίπτωση μας είναι  $4^\circ$ ) δίνεται η δυνατότητα να προσδιοριστούν οι δυνατές τιμές που μπορεί να λάβει και ο προσδιορισμός των μηχανισμών αντιδράσεων οι οποίοι θα υπερισχύουν. Στη συνέχεια θα παρουσιάσουμε τις μορφές των αντιδράσεων οι οποίες εμφανίζονται για τις δικές μας τιμές των παραμέτρων.



**Σχήμα 2.5<sup>[36]</sup> : Προσδιορισμός πυρηνικής αντίδρασης ως προς την παράμετρο κρούσης  $b$ .**





Σχήμα 2.6<sup>[3]</sup> : BUU προσομοίωση της σύγκρουσης  $^{40}\text{Ar} + ^{108}\text{Ag}$  με ενέργεια 27 MeV/A. Ο υπολογισμός πραγματοποιήθηκε βασιζόμενος σε εξισώσεις Boltzmann. Ο κάθετος άξονας αντιπροσωπεύει τον άξονα της αντίδρασης παραθέτονται διάφορα στιγμιότυπα για την εξέλιξη αυτής (ο χρόνος υπολογίζεται σε fm/c) ενώ ο οριζόντιος άξονας προσδιορίζει την σχετική θέση στο επίπεδο xz για διάφορες τιμές την παραμέτρους κρούσης b.

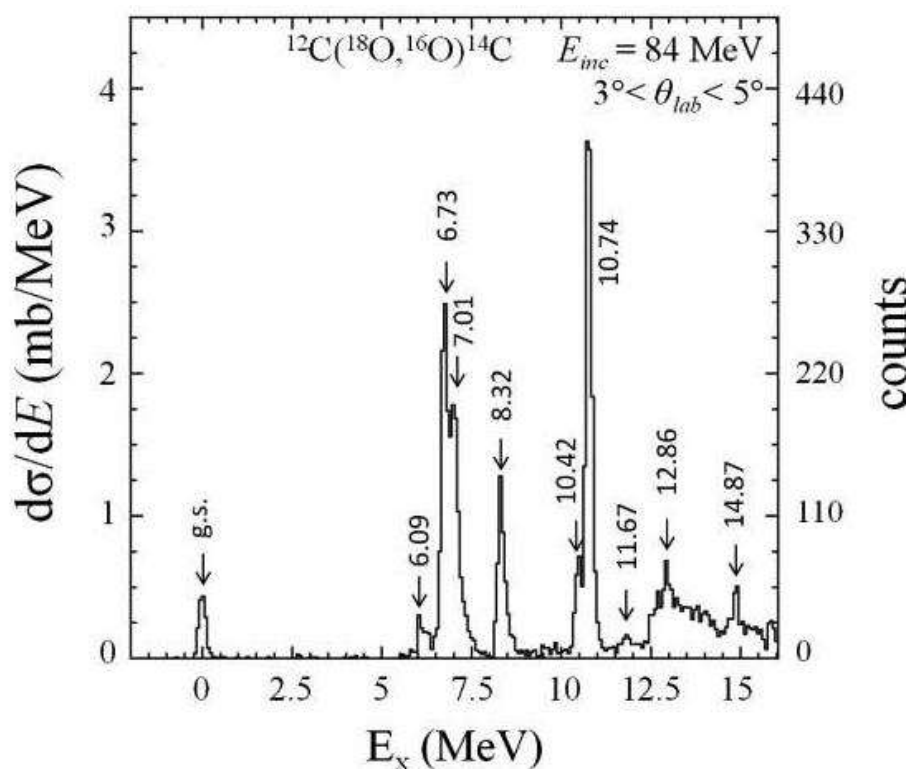
### 2.3.1 Ελαστική σκέδαση (elastic scattering)

Η ελαστική σκέδαση εμφανίζεται σε πολύ περιφερειακές συγκρούσεις, διατηρώντας την κινητική ενέργεια των ιόντων και χωρίς να μεταβάλλει τον ατομικό ή μαζικό αριθμό αυτών. Επίσης οι ενεργειακές καταστάσεις των νουκλεονίων διατηρούνται χωρίς να προκαλούνται φαινόμενα διέγερσης. Είναι

δυνατόν να παρατηρηθεί αλλαγή στη γωνία του βλήματος η οποία εξαρτάται από την άπωση Coulomb από τον στόχο.

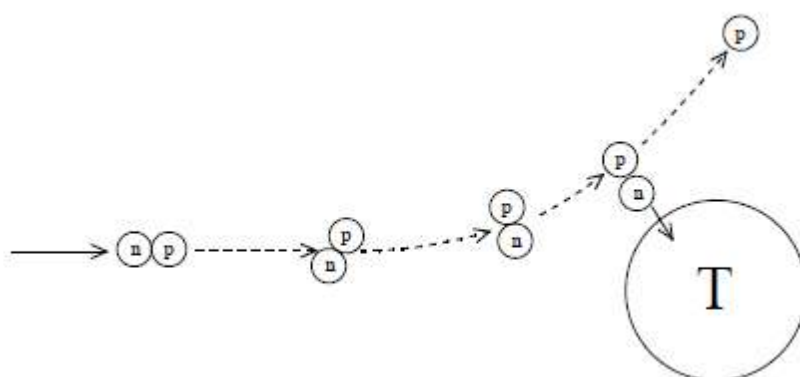
### 2.3.2 Άμεσες αντιδράσεις (direct reactions)<sup>[36]</sup>

Οι άμεσες αντιδράσεις λαμβάνουν χώρα όταν οι δύο πυρήνες αλληλεπιδρούν μέσω των επιφανειών τους. Ο χρόνος που απαιτείται για να διαμορφωθούν τα τελικά προϊόντα ταυτίζεται με τον χρόνο που χρειάζεται το βλήμα να προσπεράσει τον στόχο. Στην περίπτωση των βαρέων ιόντων οι αντιδράσεις αυτές αναφέρονται ως σχεδόν ελαστικές (quasielastic) και τα τελικά προϊόντα εμφανίζονται με χαμηλή ενέργεια διεγέρσεως. Οι σχεδόν ελαστικές αντιδράσεις μπορούν να μας δώσουν πολλές πληροφορίες για την πυρηνική δομή. Μπορούμε να τις αναγνωρίσουμε μέσα από δύο κύρια χαρακτηριστικά: (1) οι γωνιακές κατανομές των θραυσμάτων έχουν μέγιστο σε σχεδόν μηδενικές γωνίες ή κοντά στη γωνία επαφής, και (2) στο ενεργειακό διάγραμμα εμφανίζουν ευδιάκριτες κορυφές οι οποίες αντιπροσωπεύουν τα ενεργειακά επίπεδα των πυρήνων (σχήμα 2.7).



Σχήμα 2.7<sup>[34]</sup>: Ενεργειακό φάσμα αντιδράσεως μεταφοράς δύο νετρονίων. Οι κορυφές αντιπροσωπεύουν τα ενεργειακά επίπεδα του  $^{16}\text{O}$ .

Είναι δυνατόν να τις διαχωρίσουμε σε δύο υποκατηγορίες. Πρώτον, στις ανελαστικές αντιδράσεις όπου σε αυτή την περίπτωση δεν γίνεται μεταφορά νουκλεονίων όμως τα τελικά προϊόντα είναι διεγερμένα. Δεύτερον, καθώς η παράμετρος κρούσης μειώνεται και τα δυναμικά των δύο πυρήνων αλληλεπικαλύπτονται γίνεται δυνατή η μεταφορά νουκλεονίου (nucleon transfer). Αφαίρεση (stripping) είναι η μεταφορά ενός νουκλεονίου από το βλήμα στον στόχο, ενώ πρόσληψη (pick up) είναι η αντίστροφη διαδικασία, δηλαδή η πρόσληψη ενός νουκλεονίου από τον στόχο (σχήμα 2.8).



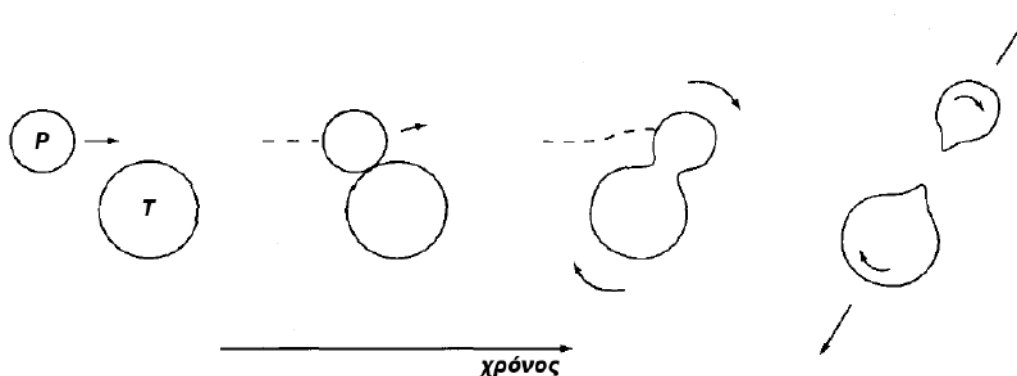
**Σχήμα 2.8<sup>[36]</sup>: Αντίδραση αφαίρεσης νετρονίου. Σε αντίστροφη κινηματική στο ίδιο παράδειγμα θα είχαμε την περίπτωση της πρόσληψης νετρονίου.**

### 2.3.3 Πολλαπλή μεταφορά νουκλεονίων (multinucleon transfer)

Μειώνοντας την παράμετρο κρούσης ανάμεσα σε αυτή των άμεσων αντιδράσεων και αυτή της πλήρους ανελαστικής σκέδασης, γίνεται επιτρεπτή η μεταφορά ακόμα περισσότερων νουκλεονίων οδηγώντας προς την παραγωγή ισοτόπων αρκετά μακριά από την κοιλάδα την β-σταθερότητας. Αυτού του είδους οι αντιδράσεις μας επιτρέπουν την παραγωγή εξωτικών πυρήνων προς την γραμμή κόρου νετρονίων (neutron drip line) και αποτελούν τον βασικό μηχανισμό για την παραγωγή ραδιενεργών βλημάτων (radioactive ion beam).

### 2.3.4 Πλήρως ανελαστική σκέδαση (deep inelastic collision)

Προχωρώντας ακόμα πιο βαθιά στην διεύδυση του ενός πυρήνα με τον άλλο κατά την διάρκεια της κρούσης, εμφανίζονται και φαινόμενα πλήρως ανελαστικής σκέδασης. Σε αυτή την περίπτωση μεγάλο μέρος της κινητικής ενέργειας του βλήματος μετατρέπεται σε απωστική δυναμική ενέργεια Coulomb επιβραδύνοντας το, ο χρόνος αλληλεπίδρασης αυξάνεται και δίνεται η δυνατότητα μεταφοράς νουκλεονίων με στοχαστικό τρόπο διαμέσου ενός λαιμού στο πυρηνικό δυναμικό (σχήμα 2.9). Κατά την δημιουργία του λαιμού τα ιόντα περιστρέφονται ως μία οντότητα, η στροφορμή είναι αρκετά μεγάλη που παρεμποδίζεται η σύντηξη, έτσι λοιπόν διαχωρίζονται με κινητική ενέργεια που εξαρτάται από την στροφορμή τους, αποκτώντας επιπλέον κινητική ενέργεια λόγω της άπωσης Coulomb. Μεγάλο μέρος της κινητικής ενέργειας μετατρέπεται σε ενέργεια διεγέρσεως μέσω των συγκρούσεων νουκλεονίων και τη μεταφορά μάζας. Εν τέλει τα θραύσματα εμφανίζονται με αρκετή μείωση στην ενέργεια τους.

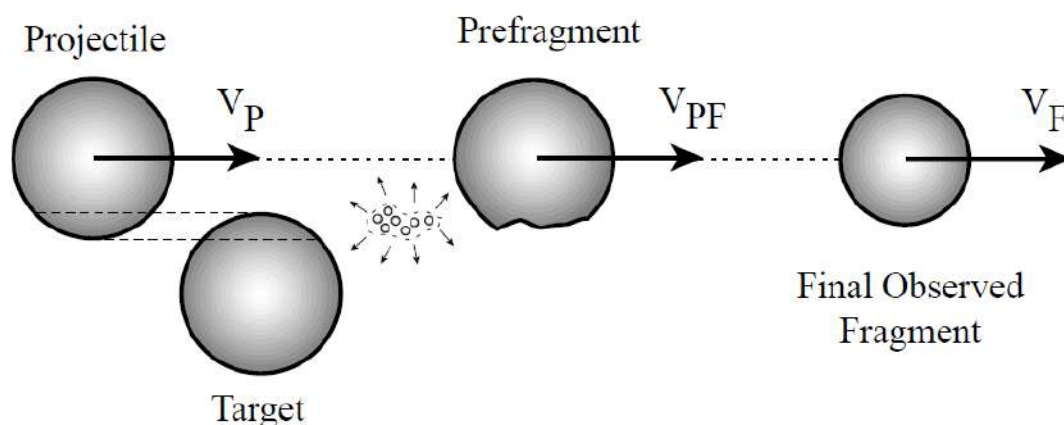


Σχήμα 2.9<sup>[40]</sup>: Στιγμιότυπα σε μία πλήρως ανελαστική σκέδαση.

### 2.3.5 Θρυμματισμός βλήματος (projectile fragmentation)<sup>[50]</sup>

Το φαινόμενο του θρυμματισμού βλήματος παρατηρείται σε περιφερειακές συγκρούσεις υψηλών ενεργειών. Μπορεί να αναλυθεί σε δύο στάδια τα οποία συμβαίνουν σε ξεχωριστά χρονικά διαστήματα. Το πρώτο στάδιο εμπεριέχει την σύντομη σύγκρουση βλήματος-στόχου και η διάρκειά του είναι της τάξεως  $10^{-23}$  δευτερόλεπτα. Στο συγκεκριμένο στάδιο παράγονται πρωτογενή θραύσματα με υψηλή ενέργεια διεγέρσεως τα οποία κατά το δεύτερο στάδιο

αποδιεγείρονται με στατιστικό τρόπο, εκπέμποντας σωματίδια (νετρόνια, πρωτόνια, μικρά θραύσματα) και ακτίνες-γ. Το δεύτερο στάδιο συμβαίνει σε χρόνο τάξεως  $10^{-6}$  έως  $10^{-8}$  δευτερόλεπτα και εξαρτάται από το πρωτογενές θραύσμα. Σχετική απεικόνιση της διαδικασίας παρατίθεται στο σχήμα 2.10.



Σχήμα 2.10<sup>[50]</sup>: Σχηματική απεικόνιση της αντιδράσεως θρυμματισμού βλήματος

## 2.4 Εφαρμογή στην παραγωγή ραδιενεργών δεσμών RIB

Μεγάλη έρευνα έχει πραγματοποιηθεί τα τελευταία χρόνια σε πυρηνικές αντιδράσεις με ραδιενεργά βλήματα. Για την παραγωγή αυτών των βλημάτων πρέπει πρώτα να προηγηθεί μία πυρηνική αντίδραση μέσω της οποίας θα δημιουργηθούν νέα βλήματα με τον χαρακτηριστικό λόγο  $N/Z$  πολύ διαφορετικό από αυτόν των σταθερών ισοτόπων. Στην συνέχεια τα θραύσματα πρέπει να διαχωριστούν. Βασικές μέθοδοι διαχωρισμού αποτελούν η ISOL (isotope separation on line) και η in-flight [41,42]. Στο επόμενο βήμα θα επιταχυνθούν ξανά και εν τέλει να κατευθυνθούν προς τον επιθυμητό στόχο για την τελική σύγκρουση.

Τέτοιου είδους πυρηνικές αντιδράσεις μπορούν να μας οδηγήσουν κοντά στην γραμμή κόρου νετρονίων, δίνοντας παράλληλα πληροφορίες για την πυρηνική δομή και διεργασίες που συνεισφέρουν στην πυρηνοσύνθεση [43]. Μία από τις διεργασίες που έχει άμεσο αστροφυσικό ενδιαφέρον είναι αυτή της γρήγορης σύλληψης νετρονίων (rapid neutron process) r-process [46].

Σύμφωνα με πρόσφατες έρευνες μπορούμε να συναντήσουμε αυτή την διαδικασία σε ακραία περιβάλλοντα όπως είναι οι υπερκαινοφανείς αστέρες (supernovae) [44] καθώς επίσης και σε συγκρούσεις αστέρων νετρονίων [45].

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

### ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΩΝ ΘΕΩΡΗΤΙΚΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ

#### 3.1 Εισαγωγή

Στην παρούσα εργασία έγινε ανάλυση και χρήση τεσσάρων μοντέλων. Αρχικά του μοντέλου Goldhaber το οποίο αποσκοπεί στην ανάλυση των πειραματικών δεδομένων ως προς τις κατανομές των ορμών των θραυσμάτων και προσπαθεί ουσιαστικά να δώσει μία ερμηνεία κατά πόσο αυτά τα θραύσματα προέρχονται από πυρηνικές αντιδράσεις διαδικασίας θρυμματισμού βλήματος (projectile Fragmentation). Για την προσομοίωση του δυναμικού μέρους πυρηνικών αντιδράσεων έγινε χρήση των δύο κωδίκων CoMD και DIT. Ο κώδικας CoMD αντιπροσωπεύει ένα μικροσκοπικό μοντέλο προσομοίωσης πυρηνικών αντιδράσεων. Αντιμετωπίζοντας τα νουκλεόνια ως ξεχωριστές υποστάσεις και αφήνοντας στον χρήστη την επιλογή αρκετών αρχικών παραμέτρων τον καθιστά αυτομάτως έναν πολύπλοκο κώδικα και πολύ απαιτητικό στην χρήση του. Σωστή χρήση όμως όλων αυτών των χαρακτηριστικών προσφέρουν μεγάλες υπολογιστικές δυνατότητες και μπορούν να μας προσφέρουν χρήσιμες πληροφορίες για την ανάλυση των πυρηνικών αντιδράσεων. Ο κώδικας DIT είναι ένας φαινομενολογικός κώδικας και διαθέτει πιο περιορισμένη ευελιξία στην επιλογή των παραμέτρων του προβλήματος. Κύριος προσανατολισμός του είναι η παραγωγή θραυσμάτων από διαδικασίες πλήρους ανελαστικής σκεδάσεως και έχει προσφέρει πληθώρα επιτυχημένων επιστημονικών ερευνών προς αυτήν την κατεύθυνση. Τέλος για το κομμάτι της αποδιέγερσης των πρωτογενών θραυσμάτων επιλέχθηκε ο κώδικας Gemini, ένας στατιστικός κώδικας ο οποίος έχει χρησιμοποιηθεί πολλές φορές από την επιστημονική κοινότητα.

## 3.2 Το φαινόμενο θρυμματισμού βλήματος και το μοντέλο Goldhaber<sup>[23]</sup>

Η φαινόμενο θρυμματισμού βλήματος (projectile fragmentation), ουσιαστικά αντικατοπτρίζει την σύγκρουση βλήματος και στόχου, κατά την οποία παρατηρείται αποβολή νουκλεονίων στην σύντομη περίοδο αλληλεπίδραση των δύο πυρήνων και την στατιστική αποδιέγερση του προϊόντος-βλήματος στη συνέχεια. Το μοντέλο Goldhaber [22] είναι μία προσπάθεια περιγραφής των κατανομών των ορμών του προϊόντος-βλήματος, προσεγγίζοντας τις με γκαουσιανές κατανομές.

### 3.2.1 Περιγραφή του μοντέλου Goldhaber

Στο μοντέλο Goldhaber, θεωρούμε ένα σφαιρικό πυρηνικό δυναμικό, μέσα στο οποίο τα νουκλεόνια κινούνται ανεξάρτητα. Η συσχέτιση μεταξύ των νουκλεονίων μέσα στον πυρήνα προέρχεται από την αρχή διατήρησης της ορμής. Επομένως σε κατάσταση ηρεμίας του συστήματος, οι κατανομές των ορμών των νουκλεονίων για οποιαδήποτε χρονική στιγμή υποβάλλονται στον περιορισμό η συνολική ορμή να είναι μηδέν. Επίσης αν κατά την σύγκρουση βλήματος-στόχου, διαφύγουν ορισμένα νουκλεόνια με αντίστοιχη σχετική ορμή, το θραύσμα θα ανακρουστεί και λόγω της διατήρησης της ορμής θα λάβει την αντίθετη ορμή. Υποθέτοντας ότι η ορμή ανάκρουσης κατανέμεται ισότροπα στα νουκλεόνια του θραύσματος, αυτό θα έχει ως συνέπεια, μία γκαουσιανή κατανομή των ορμών για το εν λόγω θραύσμα.

Σχετικά αποτελέσματα παραθέτονται στο σχήμα 3.1, το οποίο αναφέρεται σε αντιδράσεις  $^{18}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  με ενέργεια 80 MeV/A και 0° μοίρες γωνία, οι οποίες διαχωρίστηκαν με την συσκευή A1200 στο εργαστήριο υπεραγωγίου κύκlotρου στο Michigan State University [21].

Η σχέση που συνδέει το εύρος της γκαουσιανής με την μάζα του θραύσματος δίνεται από τη σχέση

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{A_F(A_P - A_F)}{A_P - 1} \quad (3.1)$$



όπου η παράμετρος  $\sigma_0$  ονομάζεται ανηγμένο εύρος και σχετίζεται με την μέση τετραγωνική ορμή των νουκλεονίων του βλήματος ως

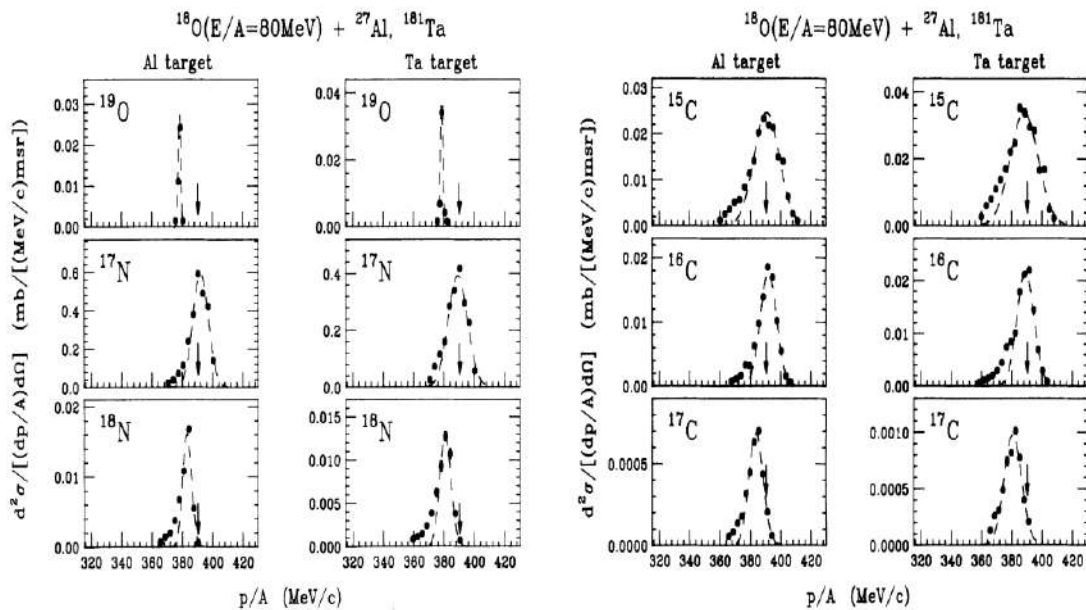
$$\sigma_0^2 = \frac{\langle p_n^2 \rangle}{3} \quad (3.2)$$

Με χρήση της υπόθεσης ότι ο πυρήνας ισοδυναμεί με ένα αέριο Fermi, οδηγούμαστε στη σχέση

$$\langle p_n^2 \rangle = \frac{3}{5} p_{Fermi}^2 \quad (3.3)$$

όπου  $p_{Fermi}$  είναι η ορμή Fermi. Επομένως, συσχετίζοντας τις σχέσεις (3.2) και (3.3) καταλήγουμε για τον υπολογισμό του ανηγμένου εύρους

$$\sigma_0^2 = \frac{p_{Fermi}^2}{5} \quad (3.4)$$



**Σχήμα 3.1 :** Κατανομές ορμών σε θραύσματα των αντιδράσεων  $^{18}\text{O} + ^{27}\text{Al}, ^{181}\text{Ta}$  με ενέργεια 80 MeV/A και  $0^\circ$  μοίρες γωνία.

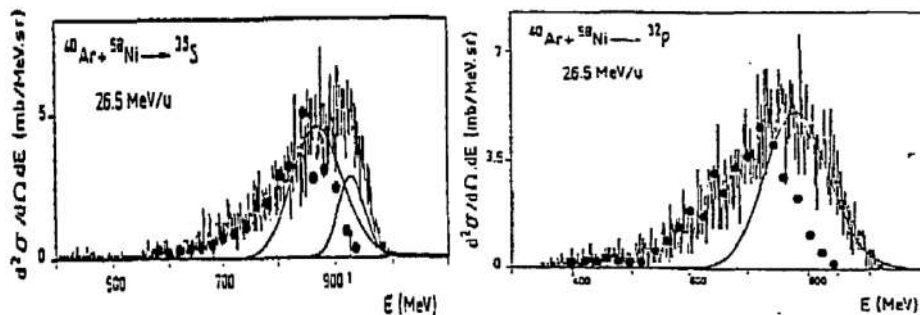
Όπως φαίνεται και στα δεδομένα του πειράματος (σχήμα 3.1) που αναφέρθηκε νωρίτερα [21], παρατηρήθηκαν και ισότοπα που οφείλονται σε μηχανισμούς προσθήκης νετρονίων όπως είναι  $^{19}\text{O}, ^{18}\text{N}$  και  $^{17}\text{C}$ . Σύμφωνα με την ανάλυση του πειράματος μία πρώτη προσέγγιση στο εύρος των

κατανομών των ορμών στα συγκεκριμένα ισότοπα μπορεί να γίνει με την υπόθεση ότι πρώτα συμβαίνει μία τυχαία αποβολή νουκλεονίων από το βλήμα και ύστερα μία τυχαία σύλληψη νουκλεονίων από το στόχο στο βλήμα. Η κατανομή ορμής του τελικού προϊόντος θα είναι μία συνεισφορά των κατανομών ορμών, πρώτον από το κομμάτι του προϊόντος το οποίο προέρχεται από το βλήμα και δεύτερον αυτής των προσληφθέντων νουκλεονίων (οι κατανομές αυτών θεωρείται ότι ακολουθούν γκαουσιανή κατανομή με εύρος αυτό που δίνεται από την σχέση (3.1) ). Το τελικό εύρος σχετίζεται με το εύρος των δύο επιμέρους κατανομών ως εξής

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 \frac{A_{PF}(A_P - A_{PF})}{A_P - 1} + \sigma_0^2 \frac{\Delta A_t(A_T - \Delta A_t)}{A_T - 1} \quad (3.5)$$

όπου  $A_{PF} = A_F - \Delta A_t$  είναι η μάζα από το κομμάτι βλήματος του τελικού προϊόντος,  $\Delta A_t$  είναι ο αριθμός νουκλεονίων όπου το τελικό προϊόν έλαβε από το στόχο και  $A_T$  η μάζα του στόχου.

Στο σχήμα 3.2, το οποίο αποτελεί υπολογισμούς από το PhD thesis του Tassan-Got [4], παρατηρούμε την προσπάθεια περιγραφής του μεγίστου των πειραματικών δεδομένων τοποθετώντας γκαουσιανές σύμφωνα με το μοντέλο Goldhaber. Με αυτό τον τρόπο υποδηλώνει την εμφάνιση της διαδικασία θρυμματισμού βλήματος για την περιγραφή της κορυφής. Το μοντέλο DIT αδυνατεί να περιγράψει το μέγιστο παρουσιάζοντας καλύτερη συμπεριφορά στα γεγονότα μειωμένης ενέργειας (dissipative events)



Σχήμα 3.2<sup>[4]</sup>: Διαγράμματα κατανομής ενέργειας για τα ισότοπα  $^{35}\text{S}$  και  $^{32}\text{P}$  ανιχνευμένα σε γωνία  $4^\circ$  από την αντίδραση  $^{40}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$  με ενέργεια  $26.5 \text{ MeV/u}$ . Τα πειραματικά δεδομένα αναπαρίστανται ως ιστόγραμμα, ο υπολογισμός με το μοντέλο DIT εμφανίζεται με μαύρες τελείες και οι γκαουσιανές υποδηλώνουν την διαδικασία θρυμματισμού βλήματος ως προς το μοντέλο Goldhaber.

### 3.3 Μοντέλο πλήρως ανελαστικής μεταφοράς DIT

Η ανάγκη αναλυτικής περιγραφής συγκρούσεων πλήρους ανελαστικής σκέδασης σε περιφερειακές και ημιπεριφερειακές συγκρούσεις οδήγησε στην κατασκευή αυτού του μοντέλου, στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής του L. Tassan-Got [4]. Το μοντέλο αυτό αποτελεί μία φαινομενολογική προσέγγιση στο δυναμικό κομμάτι αντιδράσεων περιγράφοντας στοχαστικές μεταφορές νουκλεονίων σύμφωνα με την μέθοδο Monte Carlo [47]. Έχει χρησιμοποιηθεί για μία πληθώρα ερευνών στην περιγραφή του λόγου  $N/Z$ , της ενέργειας διεγέρσεως και των κινηματικών ιδιοτήτων των διεγερμένων θραυσμάτων αντιδράσεων, με μεγάλη επιτυχία [4,5,27,28]. Ένα μειονέκτημα του μοντέλου σύμφωνα με τον συγγραφέα του [5], είναι το γεγονός ότι αφού τα θραύσματα της αντίδρασης σταματήσουν την αλληλεπίδραση τους, μέχρι και την στιγμή που θα λάβουμε το τελικό προϊόν του δυναμικού μέρους της αντίδρασης, δεν του δίνεται η δυνατότητα της πρόωρης αποδιέγερσης (pre-equilibrium stage). Για το λόγο αυτό το τελικό προϊόν της αντίδρασης διαθέτει μεγάλο ποσό ενέργειας διεγέρσεως το οποίο έχει ως συνέπεια την αποβολή αρκετών νουκλεονίων κατά την φάση της αποδιέγερσης.

#### 3.3.1 Βασικές αρχές του μοντέλου

Στην προσέγγιση του συγκεκριμένου μοντέλου υπάρχουν 4 βασικές υποθέσεις:

- i) Το συνολικό σύστημα μπορεί να περιγραφεί ως ένα διπλό σύστημα ανεξάρτητων σωματιδίων, όπου το καθένα διαθέτει ένα πηγάδι δυναμικού το οποίο περιέχει έναν ορισμένο αριθμό νουκλεονίων.
- ii) Κάθε ομάδα νουκλεονίων που σχετίζεται με κάθε πηγάδι δυναμικού έχει καθορισμένες ιδιότητες (ενέργεια, στροφορμή, θερμοκρασία).
- iii) Η επεξεργασία των νουκλεονίων γίνεται με ημικλασική θεώρηση σε καθέναν από του πυρήνες, με βάση την ενεργειακή κατάστασή τους και την πιθανότητα μεταφοράς τους.
- iv) Μόνο οι ανταλλαγές νουκλεονίων έχουν την δυνατότητα να διεγείρουν τους πυρήνες.

Η πρώτη υπόθεση βρίσκεται στον καθαυτό σχεδιασμό του μοντέλου και δεν πρέπει να παραλλαχθεί. Οι υπόλοιπες τρεις υποθέσεις έχουν επιλεχθεί για λόγους διευκόλυνσης και απλούστευσης.

Ποιο συγκεκριμένα, στην πρώτη υπόθεση είναι βέβαιο ότι σε μία βαθιά ανελαστική σκέδαση είναι δύσκολο να ξεχωρίσεις τους δύο πυρήνες ως αυτόνομα συστήματα. Στηριζόμενοι σε υπολογισμούς με την μέθοδο TDHF (time dependent Hartee Fock) που έκανα οι Köhler και Flocard [6] εξάγεται ως συμπέρασμα ότι σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα είναι δυνατό να παρατηρήσουμε τομή ανάμεσα στα δύο συστήματα και έτσι να δικαιολογήσουμε την πρώτη υπόθεση.

Η δεύτερη υπόθεση βοηθάει στην διαδικασία παραγωγής θραυσμάτων. Το γεγονός ότι η μεταβολή αυτών των ιδιοτήτων στην περίπτωση μας εξαρτάται μόνο από τα ανταλλάξιμα νουκλεόνια πιστεύεται ότι θα οδηγήσει σε μία καλή πρόβλεψη.

Η τρίτη υπόθεση έχει ως αποτέλεσμα να μην λαμβάνονται επαρκώς υπόψη οι μεταφορές νουκλεονίων ανάμεσα σε συγκεκριμένες καταστάσεις των πυρήνων. Συνεπώς οδηγεί σε παραμέληση ορισμένων χαρακτηριστικών της πυρηνικής δομής και κατ' επέκταση τον περιορισμό του πεδίου εγκυρότητας του υπολογισμού. Κύριο πρόβλημα αποτελούν οι ενέργειες διέγερσης των θραυσμάτων που αντιστοιχούν σε υψηλές πυκνότητες. Παρόλο αυτά, έχει το πλεονέκτημα ότι είναι σε θέση να περιγράψει καλά τις καταστάσεις μεμονωμένων σωματιδίων με όρους κινητικής ενέργειας όπως εξηγείται και παρακάτω.

Όσο για την τέταρτη υπόθεση, όμοια με εκείνη του *Randrup* [7], τίποτα δεν δείχνει a priori ότι είναι έγκυρη και μόνο μια σύγκριση με τα αποτελέσματα του πειράματος μπορεί να την επαληθεύσει. Έχει όμως το πλεονέκτημα (εάν αντιστοιχεί στην πραγματικότητα) να κάνει τον υπολογισμό σχετικά μη ευαίσθητο στην επιλογή ορισμένων παραμετροποιήσεων.

Μία γενική περιγραφή του τρόπου λειτουργίας του μοντέλου μπορεί να συνοψιστεί ως εξής: ο πυρήνας βλήμα προσεγγίζει τον πυρήνα στόχο κατά μήκος μιας τροχιάς Coulomb που περιγράφεται με αναλυτικούς τύπους και

αντιστοιχεί σε μία σταθερή τροχιακή στροφορμή (και επομένως μια συγκεκριμένη παράμετρο κρούσης όπως θα δείξουμε παρακάτω). Από την στιγμή που οι πυρήνες βρεθούν σε κατάλληλη απόσταση και αρχίσουν να αλληλεπιδρούν δια μέσου του πυρηνικού δυναμικού τους, αυτό αθροίζεται στο συνολικό δυναμικό και η σχετική κίνηση αναλύεται αριθμητικά. Ταυτόχρονα, σε κάθε στάδιο της τροχιάς υπολογίζονται τα φράγματα διέλευσης για τα πρωτόνια και τα νετρόνια και οι τέσσερις πιθανότητες μεταφοράς: μεταφορά πρωτονίων ή νετρονίων, από το βλήμα προς το στόχο και αντίστροφα. Στη συνέχεια με τυχαία διαδικασία λαμβάνεται η απόφαση της διεξαγωγής μιας μεταφοράς και ποιος θα είναι ο τύπος της. Η μεταφορά μεταβάλλει όλα τα χαρακτηριστικά των πυρήνων: μάζα, ατομικό αριθμό, στροφορμή, ενέργεια διεγέρσεως και της σχετικής κίνησης: τροχιακή στροφορμή, κινητική ενέργεια. Με αυτό τον τρόπο μεταβάλλονται οι σταθερές και οι αρχικές συνθήκες της σχετικής κίνησης. Οποιοσδήποτε νέος υπολογισμός επιλύεται σε αυτό το νέο πλαίσιο. Κατά την μεταφορά νουκλεονίων οι δυνάμεις είναι συντηρητικές (χωρίς τριβή ή διέγερση) και μόνο οι μεταφορές δημιουργούν ενεργειακό έλλειμμα ή διέγερση. Όταν τα θραύσματα από την κρούση απομακρυνθούν και το πυρηνικό πεδίο γίνει αμελητέο, η τροχιά συνδέεται ξανά σε ένα κλάδο εξόδου Coulomb που περιγράφεται αναλυτικά. Το αποτέλεσμα του εξεταζόμενου συμβάντος αποθηκεύεται και στη συνέχεια παράγονται άλλα γεγονότα, ενδεχομένως με την επιλογή άλλων παραμέτρων κρούσης.

### 3.3.2 Ανάλυση βασικών μεγεθών

Τα εξεταζόμενα συστήματα λειτουργούν ως δύο αέρια Fermi τα οποία χαρακτηρίζονται από συγκεκριμένα μεγέθη. Θα κάνουμε την σύμβαση να συμβολίζουμε με δείκτη 1 τα μεγέθη του πυρήνα δότη και με δείκτη 2 τα μεγέθη του πυρήνα δέκτη. Τα υπό εξέταση μεγέθη είναι τα εξής: το βάθος των δυναμικών των δύο πυρήνων  $U_1$  και  $U_2$ , τον αριθμό των νουκλεονίων τους  $A_1$  και  $A_2$ , τις ενέργειες Fermi  $\varepsilon_{F1}$ ,  $\varepsilon_{F2}$ , την περίσσεια μάζας στην θεμελιώδη κατάσταση  $\delta_1$  και  $\delta_2$ , και τέλος τις ενέργειες διέγερσης  $E_1^*$  και  $E_2^*$ . Για να δώσουμε ένα παράδειγμα μεταφοράς θεωρούμε ότι ένα νουκλεόνιο ενέργειας  $\varepsilon_1$  μεταφέρεται από τον πυρήνα 1 δότη προς τον πυρήνα 2 δέκτη

Δύο ακόμα συμβάσεις στον συμβολισμό μας είναι ότι τα σύμβολα των μεγεθών τα οποία θα περιέχουν τόνο π.χ.  $\delta'$ , θα αναφέρονται στη τιμή του μεγέθους μετά την πραγματοποίηση της μεταφοράς και το πρόθεμα  $\Delta$  θα εκχωρείται σε οποιαδήποτε μεταβολή του μεγέθους π.χ.  $\Delta\delta_1 = \delta_1' - \delta_1$ .

Θέτοντας  $E_K$  και  $E_{int}$  την σχετική κινητική ενέργεια και το δυναμικό αλληλεπίδρασης αντίστοιχα, από την διατήρηση της συνολικής ενέργειας λαμβάνουμε την σχέση:

$$\Delta\delta_1 + \Delta\delta_2 + \Delta E_1^* + \Delta E_2^* + \Delta E_K + \Delta E_{int} = 0 \quad (3.6)$$

Σύμφωνα με την υπόθεση ότι η διέγερση στους πυρήνες προκαλείται μόνο από τα μεταφερόμενα νουκλεόνια έχουμε τις εξής σχέσεις:

$$\Delta E_1^* = E_1^{*'} - E_1^* = \varepsilon_{F1} - \varepsilon_1 \quad (3.7)$$

$$\Delta E_2^* = E_2^{*'} - E_2^* = \varepsilon_2 - \varepsilon_{F2}' \quad (3.8)$$

Συνδέοντας τις ενέργειες διαχωρισμού ενός νουκλεονίου με την περίσσεια μάζας με την σχέση:  $S = \delta' + \delta_\alpha - \delta$  όπου  $\delta_\alpha$  η περίσσεια μάζας του νουκλεονίου μεταφοράς καταλήγουμε στις εξής σχέσεις:

$$\Delta\delta_1 = \delta_1' - \delta_1 = S_1 - \delta_\alpha \quad (3.9)$$

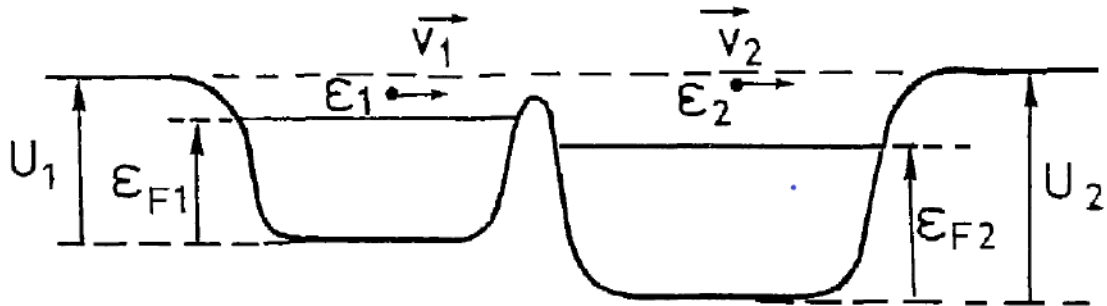
$$\Delta\delta_2 = \delta_2' - \delta_2 = -(S_2' - \delta_\alpha) \quad (3.10)$$

Λαμβάνοντας υπόψη ότι η ενέργεια διαχωρισμού και η ενέργεια Fermi σχετίζονται με τα βάθη των δυναμικών στο άπειρο από την σχέση:  $S_i + \varepsilon_{Fi} = U_{i\infty}$  για  $i = 1, 2$  η εξίσωση (3.6) δίνει τελικά

$$\Delta E_K = -\Delta U_{int} - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) + (U_{2\infty}' - U_{1\infty}) \quad (3.11)$$

Η διαφορά στο βάθος των δυναμικών  $U_{2\infty}'$  και  $U_{1\infty}$  όταν οι πυρήνες βρίσκονται σε μεγάλη απόσταση μεταξύ τους δεν έχει κάποια επίδραση στην σχέση διατήρησης της ενέργειας. Όποτε επιβάλουμε οποιαδήποτε αύξηση στο δυναμικό  $U_{2\infty}'$ , κατά την προσέγγιση των πυρήνων την ίδια αύξηση υφίσταται και η ενέργεια  $\varepsilon_2$  του εκάστοτε νουκλεονίου το οποίο συμμετέχει στην μεταφορά. Όπως φαίνεται και στην εξίσωση (3.11) η συνεισφορά της

διαφοράς  $U'_{2\infty} - \varepsilon_2$  δεν επηρεάζεται από την αύξηση αυτή. Για τους παραπάνω λόγους και για ευκολία στους υπολογισμούς θα θεωρήσουμε τα δυναμικά με το ίδιο βάθος ( $U'_{2\infty} - U_{1\infty} = 0$ ) και οποιαδήποτε μεταβολή θα συνυπολογίζεται στην ενέργεια  $\varepsilon_2$ .



**Σχήμα 3.3<sup>[5]</sup>: Απεικόνιση των δυναμικών και των σχετικών μεγεθών για τον πυρήνα δότη-1 και δέκτη-2**

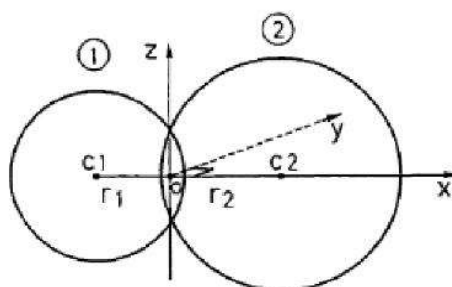
Όπως αναφέραμε στη σύντομη περιγραφή μίας σκέδασης στο εισαγωγικό κεφάλαιο για το μοντέλο DIT τα νουκλεόνια κατά την μεταφορά τους επιβάλλεται να ξεπεράσουν ένα φράγμα δυναμικού το οποίο θα αναλύσουμε και σε επόμενο κεφάλαιο. Κατά την μεταφορά είναι λογικό να επέλθει μείωση στην ταχύτητα των νουκλεονίων παρόλα αυτά και σύμφωνα πάλι με τους υπολογισμούς TDHF των Kohler και Flocard [6] φαίνεται να διατηρείται σταθερή. Σύμφωνα με τις συμβάσεις στην γεωμετρία του μοντέλου οι οποίες θα εξηγηθούν στο επόμενο κεφάλαιο και λαμβάνοντας υπόψη την σχετική ταχύτητα  $\vec{V}$  του δέκτη ως προς τον δότη πυρήνα, η σχέση του μεταφερόμενου νουκλεονίου ως προς τους δύο πυρήνες είναι [3]:

$$\vec{v}_2 = \vec{v}_1 - \vec{V} \quad (3.12)$$

### 3.3.3 Η γεωμετρία του μοντέλου και οι παράμετροι μεταφοράς

Στο παρόν κεφάλαιο θα ακολουθήσουμε τον ίδιο συμβολισμό με το προηγούμενο για τα μεγέθη του πυρήνα δέκτη και δότη (1→δότη, 2→δέκτη). Το επίπεδο της αντίδρασης ορίζεται να είναι το  $yOx$  με τον άξονα  $y$  να είναι ο άξονας στον οποίο πραγματοποιείται η αντίδραση και ο  $x$  αυτός που ενώνει τα κέντρα των δύο πυρήνων. Τέλος ο άξονας  $Oz$  είναι κάθετος στο επίπεδο

αντίδρασης και η αρχή  $O$  των αξόνων βρίσκεται στο μέσον των πυρηνικών επιφανειών. Αν χαρακτηρίσουμε ως  $C_1$  και  $C_2$  τα κέντρα των δύο πυρήνων τότε οι αποστάσεις  $OC_1$ ,  $OC_2$  θα συμβολίζονται με  $r_1$  και  $r_2$  αντίστοιχα.



**Σχήμα 3.4:** Καθορισμός των γεωμετρικών χαρακτηριστικών του συστήματος.

Η μεταφορά κάθε νουκλεονίου χαρακτηρίζεται από το παρακάτω σύστημα των 5 παραμέτρων [5]:

$$\sigma = (\varepsilon_1, \lambda, \mu, \rho, \theta)$$

όπως θα αναλύσουμε και στην συνέχεια, οι τρεις πρώτες παράμετροι περιγράφουν την σχετική ταχύτητα του νουκλεονίου και οι δύο τελευταίες την σχετική θέση στην οποία πραγματοποιείται η μεταφορά.

Με  $\varepsilon_1$  συμβολίζουμε την κινητική ενέργεια του μεταφερόμενου νουκλεονίου. Για την επόμενη παράμετρο ισχύει ότι  $\lambda = \frac{v_{1x}}{v_1}$ , όπου  $v_{1x}$  το μέτρο της προβολής της ταχύτητας στον άξονα  $x$ . Η παράμετρος  $\lambda$  εκφράζει το συνημίτονο της γωνίας μεταξύ  $v_1$  και  $v_{1x}$ . Επίσης  $\mu = \frac{l_1}{r_1 \sqrt{2m_0 \varepsilon_1}}$ , όπου  $l_1$  συμβολίζουμε την στροφορμή του νουκλεονίου στον άξονα  $Oz$  (στο μοντέλο εξετάζεται μόνο αυτή η προβολή για το λόγο ότι η πιθανότητα μετάβασης επηρεάζεται κυρίως από αυτήν καθώς στις άλλες δύο προβολές παρατηρούνται διακυμάνσεις μηδενικής μέσης τιμής),  $m_0$  είναι η μάζα του και  $r_1 \sqrt{2m_0 \varepsilon_1} = r_1 m_0 v_1$  είναι η μέγιστη τιμή της στροφορμής που μπορεί να λάβει το νουκλεόνιο.



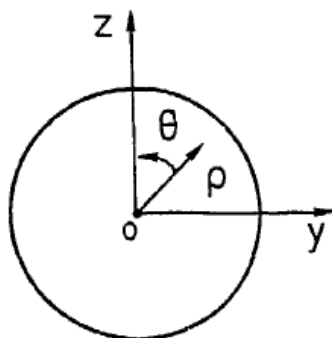
Με τα παραπάνω συμπεράσματα καταλήγουμε ότι οι δυνατές τιμές για  $\lambda$  είναι:

$$0 \leq \lambda \leq 1$$

δεν συμπεριλαμβάνουμε τις αρνητικές τιμές αφού τότε δεν θα πραγματοποιούνταν μεταφορά. Οι δυνατές τιμές για το  $\mu$  είναι:

$$-1 \leq \mu \leq 1$$

Κατά την αλληλεπίδραση των δύο πυρήνων, από την οποία μπορούμε να έχουμε μεταφορά νουκλεονίων, θεωρείται ότι ανοίγει ένα «παραθύρο» στο δυναμικό (σχήμα 3.5) από το οποίο εκτελείται η μεταφορά. Το παράθυρο βρίσκεται στην αρχή των αξόνων  $O$  και πάνω στο επίπεδο  $zOy$ . Το σημείο του παραθύρου στο οποίο θα συμβεί η μεταφορά μπορεί να προσδιοριστεί από τις δύο μεταβλητές  $\theta, \rho$  όπου  $\theta$  η γωνία και  $\rho$  η ακτίνα του σημείου.



**Σχήμα 3.5:** Το παράθυρο στο δυναμικό στο οποίο εκτελείται η μεταφορά.

Σύμφωνα με τους ορισμούς που δώσαμε παραπάνω και την γεωμετρία του μοντέλου, είναι χρήσιμο να παραθέσουμε ορισμένους υπολογισμούς για την καλύτερη κατανόηση των εξισώσεων των φυσικών μεγεθών που θα δοθούν στην συνέχεια. Για το διάνυσμα θέσεις  $\vec{r}_1$  του πυρήνα 1 έχουμε:

$$\vec{r}_1 = (r_1, \rho \sin \theta, \rho \cos \theta) \quad (3.13)$$

η στροφορμή ορίζεται ως το εξωτερικό γινόμενο:

$$\vec{l}_1 = m_0 \vec{r}_1 \otimes \vec{v}_1$$

και η προβολή της στον άξονα z σύμφωνα με τις παραμέτρους που έχουμε καθορίσει είναι:

$$l_1 = m_0(r_1 v_{x1} - \rho \sin\theta v_{y1}) \quad (3.14)$$

επίσης με χρήση των παραπάνω εξισώσεων μπορούμε να αποδείξουμε:

$$\frac{v_{y1}}{v_1} = \mu + \lambda \frac{\rho}{r_1} \sin\theta \quad (3.15)$$

### 3.3.4 Πιθανότητα μεταφοράς

Η πιθανότητα μεταφοράς ανά μονάδα χρόνου ενός νετρονίου ( $\alpha = n$ ) ή ενός πρωτονίου ( $\alpha = p$ ) από τον πυρήνα 1 προς τον πυρήνα 2 μπορεί να γραφτεί στη μορφή:

$$P_{\alpha 12} = \int \Phi P n_1 \bar{n}_2 dS \quad (3.16)$$

Οι ποσότητες που εμπλέκονται σε αυτόν τον τύπο είναι:

$\Phi$  : η ροή στον χώρο των φάσεων ανά μονάδα επιφάνειας και χρόνου που συμμετέχει στη μεταφορά

$P$ : συντελεστής διείσδυσης φραγμού μεταξύ 0 και 1

$n_1$ : κατανομή Fermi των καταστάσεων που εξετάζονται στον πυρήνα 1

$\bar{n}_2$ : κατανομή Fermi των κενών θέσεων των αντίστοιχων καταστάσεων στον πυρήνα 2 , ( $\bar{n}_2 = 1 - n_2$ )

Στη συνέχεια θα κάνουμε ανάλυση των σχετικών μεγεθών που αναφέρονται για τον υπολογισμό της πιθανότητας.

Αναφέραμε και προηγουμένως ότι η ροή υπολογίζεται σε αριθμό σωματιδίων ανά μονάδα επιφάνειας του παραθύρου  $dS$  ανά χρονική στιγμή  $dt$  , δηλαδή  $\Phi = \frac{dn}{dt dS}$  . Ο αριθμός των κβαντικών καταστάσεων οι οποίες μπορούν να

μετέχουν στη μεταφορά μέσω του  $dS$  το χρονικό διάστημα  $dt$  δίνεται από τον γνωστό τύπο:

$$dn = \frac{2}{h^3} d^3\vec{p} d^3\vec{r} \quad (3.17)$$

η ορμή των νουκλεονίων υπολογίζεται στο κλασικό όριο οπότε και ισούται με  $p = \sqrt{2m_0\sqrt{\varepsilon_1}}$ , δεδομένου ότι ο όγκος  $d^3\vec{p}$  στο χώρο των ορμών σε ανάλυση στις τρεις συντεταγμένες του υπολογίζεται ως  $d^3\vec{p} = dp_x dp_y dp_z$  και κάνοντας τους σωστούς μετασχηματισμούς από το καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων στο σύστημα του μοντέλου χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (3.13),(3.14) και (3.15) έχουμε:

$$p_x = \sqrt{2m_0\sqrt{\varepsilon_1}}\lambda$$

$$p_y = \sqrt{2m_0\sqrt{\varepsilon_1}}(\mu + \lambda \frac{\rho}{r_1} \sin\theta)$$

$$p_z = \sqrt{2m_0\sqrt{\varepsilon_1}} \sqrt{1 - \lambda^2 - (\mu + \lambda \frac{\rho}{r_1} \sin\theta)^2}$$

σύμφωνα με τις παραπάνω εξισώσεις μπορούμε να υπολογίσουμε τον στοιχειώδη όγκο στον χώρο των ορμών, ο οποίος είναι

$$d^3\vec{p} = (2m_0)^{3/2} \frac{\sqrt{\varepsilon_1} d\lambda d\mu d\varepsilon_1}{\sqrt{1 - \lambda^2 - (\mu + \lambda \frac{\rho}{r_1} \sin\theta)^2}} \quad (3.18)$$

για τον στοιχειώδη χωρικό όγκο  $d^3\vec{r}$  κάνοντας τις πράξεις:  $d^3\vec{r} = dr_x dS = v_x dt dS$  και με χρήση του ορισμού της παραμέτρου  $\lambda$  καταλήγουμε στη σχέση

$$d^3\vec{r} = \sqrt{\frac{2}{m_0}} \sqrt{\varepsilon_1} \lambda dt dS \quad (3.19)$$

η οποία ισχύει για  $0 < \lambda \leq 1$  αφού το νουκλεόνιο πρέπει να κατευθύνεται προς το παράθυρο για να μεταφερθεί.

Με χρήση των παραπάνω σχέσεων 3.17, 3.18 και 3.19 οδηγούμαστε στην τελική σχέση για την ροή

$$\Phi = \frac{dn}{dt dS} = c \frac{8m_0 c^2}{(2\pi\hbar c)^3} \frac{\varepsilon_1 \lambda d\lambda d\mu d\varepsilon_1}{\sqrt{1 - \lambda^2 - (\mu + \lambda \frac{\rho}{r_1} \sin\theta)^2}} \quad (3.20)$$

Στην τελική έκφραση 3.20 που δώσαμε για την ροή  $\Phi$  έχουμε ενσωματώσει ήδη την μεταβολή των τριών παραμέτρων κίνησης ( $\varepsilon_1, \lambda, \mu$ ) του μοντέλου. Θέλοντας να επισημάνουμε και την μεταβολή στο σημείο του παραθύρου που πραγματοποιείται η μεταφορά μπορούμε να γράψουμε

$$\Phi dS = c \frac{8m_0 c^2}{(2\pi\hbar c)^3} \frac{\varepsilon_1 \lambda d\lambda d\mu d\varepsilon_1}{\sqrt{1 - \lambda^2 - (\mu + \lambda \frac{\rho}{r_1} \sin\theta)^2}} \rho d\rho d\theta \quad (3.21)$$

Σύμφωνα με τις βασικές υποθέσεις του μοντέλου κάθε πυρήνας είναι ένα θερμοδυναμικό σύστημα νουκλεονίων το οποίο βρίσκεται σε ισορροπία. Η κατανομή των νουκλεονίων στις ενεργειακές καταστάσεις περιγράφεται σύμφωνα με την κατανομή Fermi:

$$n_i = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_{Fi}}{T_i}\right)} \quad (3.22)$$

όπου  $T_i$  είναι η θερμοκρασία και  $\varepsilon_{Fi}$  η ενέργεια Fermi του πυρήνα  $i$ . Επεκτείνοντας αυτή την θεώρηση και λαμβάνοντας υπόψη το spin των σωματιδίων αφού και αυτό επηρεάζει την κατανομή στις ενεργειακές καταστάσεις λαμβάνουμε ως  $n_i$  την γενικευμένη συνάρτηση Fermi η οποία ενσωματώνει τις στροφορμές

$$n_i = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon_i - \varepsilon_{Fi} - J_i l_i / I_i}{T_i}\right)} \quad (3.23)$$

έχοντας συμβολίσει με  $J_i$  το spin του πυρήνα, με  $I_i$  την ροπή αδρανείας του πυρήνα θεωρώντας τον ως άκαμπτη σφαίρα και με  $l_i$  την στροφορμή του νουκλεονίου που μεταφέρεται.

Όσον αφορά τον συντελεστή διείσδυσης  $P$ , υπολογίζεται για κάθε σημείο του παραθύρου κατά το οποίο είναι πιθανόν να συμβεί η μεταφορά. Δεδομένου ότι υπάρχει συμμετρία ως προς την γωνία, τελικά αυτός εξαρτάται μόνο από την ακτίνα  $\rho$ . Η προβολή στον άξονα  $x$  της ταχύτητας του εκάστοτε

νοκλεονίου είναι και αυτή ένας ακόμα παράγοντας ο οποίος επηρεάζει και συνυπολογίζεται στην δυνατότητα διείσδυσης του φράγματος, η οποία υπολογίζεται ως προς το κάτω άκρο του φραγμού στον πυρήνα δότη-1. Επομένως ο παράγοντας διείσδυσης υπολογίζεται συναρτήσει των  $\rho$  και  $\lambda^2 \varepsilon_1 = \varepsilon_{\chi 1}$ , έχοντας θεωρήσει το σχήμα του φραγμού ως μία παραβολή υπολογίζοντας την πιθανότητα διάβασης αυτού μέσω του τύπου Hill-Wheeler:

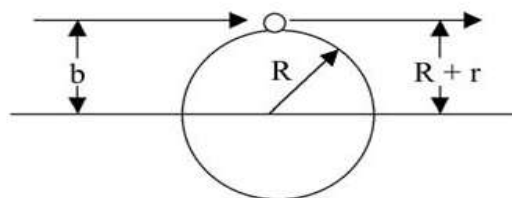
$$P(\lambda^2 \varepsilon_1, \rho) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{U_b(\rho) - \lambda^2 \varepsilon_1}{r_b}\right)} \quad (3.24)$$

όπου  $r_b = \frac{\hbar c}{2\pi\sqrt{m_0 c^2}} \sqrt{\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}(\rho)}$ ,  $U_b$  είναι το ύψος του φραγμού (σχήμα 3.4) και  $\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$  είναι η καμπυλότητα του δυναμικού σε αυτή την περιοχή. Το φαινόμενο σήραγγος λαμβάνεται υπόψη σε αυτό τον υπολογισμό και θα μπορούσε έτσι να παίζει ρόλο σε πολύ περιφερειακές συγκρούσεις.

### 3.3.5 Υπολογισμός της ενεργού διατομής

Όπως έχουμε αναφέρει η ενεργός διατομή εκφράζει την πιθανότητα κρούσης όταν η επιφανειακή πυκνότητα είναι ένας πυρήνας ανά μονάδα επιφανείας. Στο συγκεκριμένο μοντέλο υπολογίζεται μέσω της γεωμετρικής ενεργού διατομής. Στην περίπτωση εφαπτομενικής αντιδράσεως η παράμετρος κρούσης  $b$  ισούται με το άθροισμα  $r+R$ , όπου τα  $r, R$  εκφράζουν τις ακτίνες βλήματος και στόχου αντίστοιχα (σχήμα 3.6). Υπό αυτές τις τιμές των παραμέτρων η ενεργός διατομή ισούται με

$$\sigma = \pi b^2 \quad (3.25)$$



Σχήμα 3.6: Σχηματικό διάγραμμα γεωμετρικής ενεργού διατομής

Η περαιτέρω ανάλυση που θα ακολουθήσει αποτελεί μία ημικλασική προσέγγιση για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής και δίνεται με τον εξής τρόπο:

Η στροφορμή  $\vec{L}$  κλασικά ορίζεται ως το εξωτερικό γινόμενο

$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$$

με μέγιστο δυνατό μέτρο στην περίπτωση μας (λόγω καθετότητας των διανυσμάτων θέσης και ορμής)

$$L = b \cdot p \quad (3.26)$$

Κοιτώντας τώρα από την σκοπιά της κβαντικής, από την εξίσωση de Broglie για την ορμή έχουμε

$$p = \frac{\hbar}{\lambda} \quad (3.27)$$

όπου  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  η σταθερά του Planck και  $\lambda = \lambda/2\pi$ ,  $\lambda$  το μήκος κύματος de Broglie. Επίσης για το μέτρο της στροφορμής  $L$  ισχύει ότι

$$L = \ell \cdot \hbar \quad (3.28)$$

με  $\ell$  συμβολίζουμε τον κβαντικό αριθμό της στροφορμής με δυνατές τιμές  $\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$ . Συνδυάζοντας κλασική και κβαντική θεώρηση για την στροφορμή από τις σχέσεις 3.26, 3.27 και 3.28 οδηγούμαστε στην ημικλασική σχέση που συνδέει  $b$  και  $\ell$

$$bp = \ell \cdot \hbar \Rightarrow b = \ell \cdot \frac{\hbar}{p} \Rightarrow b = \ell \cdot \lambda \quad (3.29)$$

Κατά την υπολογιστική διαδικασία στο μοντέλο DIT είναι δυνατόν να καθορίσουμε το εύρος ( $\ell_{min}, \ell_{max}$ ) των δυνατών τιμών που θα λάβει ο κβαντικός αριθμός  $\ell$  της στροφορμής. Έτσι από την παραπάνω σχέση μπορούμε να υπολογίσουμε την μέγιστη τιμή της παραμέτρου κρούσης και άρα την συνολική ενεργό διατομή

$$\sigma_{total} = \pi b_{max}^2 = \pi \ell_{max}^2 \cdot \lambda^2 \quad (3.30)$$

Η υπολογιστική διαδικασία εξελίσσεται με βήμα  $\Delta\ell = -1$  από την τιμή  $\ell_{max}$  έως την  $\ell_{min}$  μελετώντας σε κάθε βήμα κρούσεις εντός του δακτυλίου που ορίζει η τιμή του  $\ell$  όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.7. Η ενεργός διατομή για τον  $\ell$ -δακτύλιο μπορεί να υπολογιστεί από την σχέση

$$\sigma_\ell = \sigma_{total,\ell} - \sigma_{total,\ell-1} = \pi\ell^2\lambda^2 - \pi(\ell-1)^2\lambda^2 = \pi\lambda^2(2\ell-1) \quad (3.31)$$

αθροίζοντας τις ενεργές διατομές όλων των δακτυλίων για το εύρος  $(\ell_{min}, \ell_{max})$  καταλήγουμε στην ενεργό διατομή της αντιδράσεως που επιλέξαμε, το οποίο είναι:

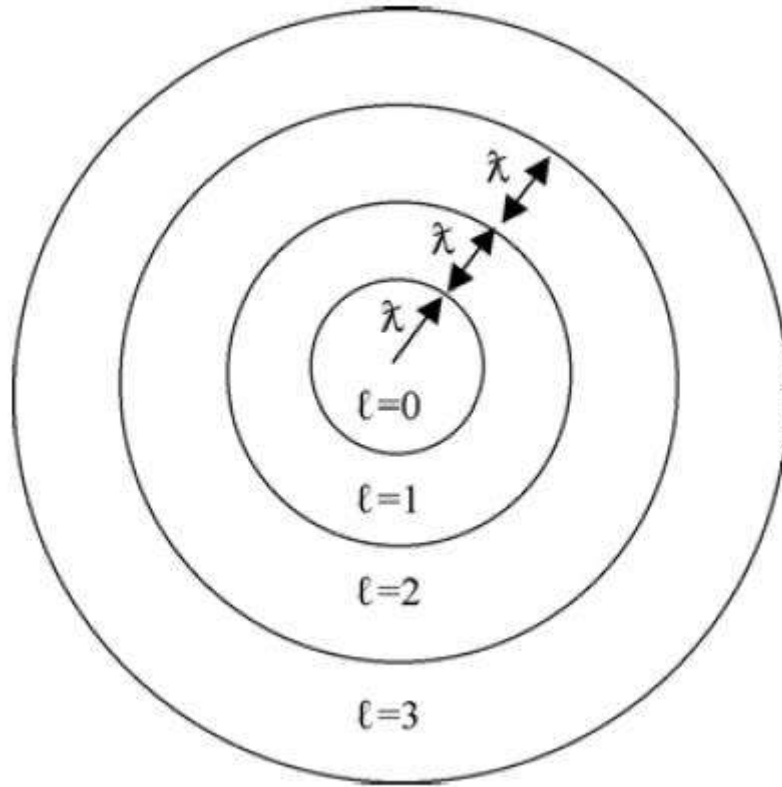
$$\sigma_r = \pi\lambda^2 \sum_{\ell_{min}}^{\ell_{max}} (2\ell-1) \approx 2\pi\lambda^2 \cdot (\ell_{max}^2 - \ell_{min}^2) \quad (3.32)$$

Λαμβάνοντας υπόψη και την πιθανότητα  $P_\ell$  πραγματοποίησης μίας συγκεκριμένης διεργασίας ( η οποία εξαρτάται και από την τιμή  $\ell$  ) η ενεργός διατομή υπολογίζεται από την σχέση

$$\sigma_r = \pi\lambda^2 \sum_{\ell_{min}}^{\ell_{max}} (2\ell-1) \cdot P_\ell \quad (3.33)$$

Αναφέραμε και παραπάνω ότι το DIT κατά την υπολογιστική διαδικασία λαμβάνει υπόψην κάθε  $\ell$ -δακτύλιο ξεχωριστά. Τα συνολικά γεγονότα που καταμετρούνται πρέπει να είναι ανάλογα του μεγέθους του εκάστοτε δακτυλίου. Αυτό πετυχαίνεται ορίζοντας έναν πραγματικό αριθμό  $f_n$ , οποίος επιλέγεται από τον χρήστη και μας δίνει τον αριθμό γεγονότων σε κάθε δακτύλιο από την σχέση

$$n(\ell) = \ell \cdot f_n \quad (3.34)$$



Σχήμα 3.7: Ορισμός δακτυλίων κρούσης, μέσω του κβαντικού αριθμού της στροφορμής  $\ell$

επομένως ο συνολικός αριθμός γεγονότων  $N$  θα είναι

$$N = \sum_{\ell_{min}}^{\ell_{max}} n(\ell) \approx \frac{\ell_{max}^2 - \ell_{min}^2}{2} \cdot f_n \quad (3.35)$$

Για συγκεκριμένο κανάλι αντιδράσεως που παρατηρήθηκαν  $n$  γεγονότα από τα  $N$ , η ενεργός διατομή θα είναι

$$\sigma = \sigma_r \frac{n}{N} \quad (3.36)$$

άρα η ενεργός διατομή για κάθε γεγονός στο κανάλι σύμφωνα με την σχέση 3.32 είναι

$$\sigma/n = \sigma_r/N = 2\pi\lambda^2 \cdot \frac{1}{f_n} \quad (3.37)$$



στο οποίο παρατηρούμε επίσης ότι δεν εξαρτάται από την στροφορμή  $l$ .

### 3.4 Το μοντέλο περιορισμένης μοριακής δυναμικής CoMD

Στην προσπάθεια περιγραφής συγκρούσεων βαρέων ιόντων σε ενδιάμεσες ενέργειες έχουν δημιουργηθεί αρκετά μοντέλα στο ημικλασικό όριο, τα οποία προσπαθούν να προσεγγίσουν το πολύπλοκο αυτό πρόβλημα των πολλών σωμάτων. Επιγραμματικά αναφέρουμε τα μοντέλα Boltzmann-Nordheim-Vlasov(BNV) [12], και Vlasov-Uehling-Uhlenbeck(VUU) [13], τα οποία αποτελούν μία καλή προσέγγιση αλλά έχουν αδυναμία στην περιγραφή συγκρούσεων στις οποίες παράγεται μεγάλος αριθμός θραυσμάτων.

Για να ξεπεραστούν τέτοιου είδους προβλήματα, υπάρχουν κώδικες οι οποίοι ακολουθούν διαδικασίες παρόμοιες με αυτές που εφαρμόζονται στη μοριακή δυναμική. Δύο βασικοί εκπρόσωποι αυτής της προσέγγισης είναι το μοντέλο κβαντικής μοριακής δυναμικής QMD [8] και το μοντέλο αντισυμμετρικής μοριακής δυναμικής AMD [14].

Το μοντέλο AMD έχει κύριο χαρακτηριστικό το γεγονός ότι λαμβάνει υπόψη του τη φερμιονική φύση του πυρηνικού προβλήματος, αφού επιβάλλει στην κυματοσυνάρτηση του συστήματος να είναι ίση με την ορίζουσα Slater των  $N$  κυματοπακέτων που αναπαριστούν τα νουκλεόνια του πυρήνα. Αυτή η θεώρηση μπορεί να οδηγήσει σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα αλλά λόγω της πολυπλοκότητας απαιτεί τεράστιο υπολογιστικό χρόνο.

Στο QMD ο υπολογιστικός χρόνος βρίσκεται δύο τάξεις μεγέθους χαμηλότερα, απλουστεύοντας την κυματοσυνάρτηση του συστήματος θεωρώντας την ως το γινόμενο των αντίστοιχων κυματοπακέτων [11]. Με αυτή την υπόθεση βέβαια έχει χαθεί η φερμιονική φύση του προβλήματος, την οποία έγιναν προσπάθειες να συμπεριληφθεί με την εφαρμογή ενός νέου όρου στο ενεργό δυναμικό, το δυναμικό Pauli [15]. Η εφαρμογή αυτού του όρου έδωσε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα σε σταθερές θεμελιώδεις καταστάσεις παρόλο αυτά συνεπαγόταν και την δημιουργία άλλων προβλημάτων.

Με βάση τις καλές ιδιότητες του QMD και με εφαρμογή νέων υπολογιστικών μεθόδων και φυσικής προσέγγισης του προβλήματος πολλών σωμάτων δημιουργήθηκε το μοντέλο CoMD (constrained molecular dynamics-περιορισμένης μοριακής δυναμικής) [1,2]. Το συγκεκριμένο μοντέλο είναι κατασκευασμένο για αντιδράσεις βαρέων ιόντων κοντά στην ενέργεια Fermi και χαμηλότερα. Σύμφωνα με τα χαρακτηριστικά και τις δυνατότητες τις οποίες διαθέτει είναι σε θέση να ξεπεράσει το πρόβλημα υπολογιστικού χρόνου προσδίδοντας παράλληλα φερμιονικές ιδιότητες στους πυρήνες που μετέχουν στην αντίδραση.

### 3.4.1 Θεωρητική ανάλυση του μοντέλου

Ακολουθώντας την γενική προσέγγιση του QMD τα νουκλεόνια θεωρούνται ως γκαουσιανά κυματοπακέτα με εύρος στον χώρο των θέσεων  $\sigma_r$ :

$$\varphi_i(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r^2)^{\frac{3}{4}}} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r} - \langle\mathbf{r}_i\rangle)^2}{4\sigma_r^2} + \frac{i}{\hbar}\mathbf{r}\langle\mathbf{p}_i\rangle\right] \quad (3.38)$$

όπου  $\langle r_i \rangle$  και  $\langle p_i \rangle$  είναι τα κέντρα των θέσεων και των ορμών για το  $i$ -οστό νουκλεόνιο. Με χρήση του μετασχηματισμού Wigner, ο οποίος ορίζεται για την κυματοσυνάρτηση  $\varphi_i$  ως το ολοκλήρωμα :

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \int d^3s \varphi_i^*\left(\frac{\mathbf{r}-\mathbf{s}}{2}\right) \varphi_i\left(\frac{\mathbf{r}+\mathbf{s}}{2}\right) e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{s}} \quad (3.39)$$

αντιστοιχίζουμε το κυματοπακέτο  $\varphi_i$  με την κατανομή πιθανότητας  $f_i$  στον χώρο των φάσεων. Αντικαθιστώντας την  $\varphi_i$  στην 3.39 οδηγούμαστε στη σχέση

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{\pi^3 \hbar^3} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r} - \langle\mathbf{r}_i\rangle)^2}{4\sigma_r^2} - \frac{2\sigma_r^2(\mathbf{p} - \langle\mathbf{p}_i\rangle)^2}{\hbar^2}\right] \quad (3.40)$$

Σε αντίθεση με το QMD το οποίο θεωρεί την ελάχιστη τιμή στην σχέση αβεβαιότητας  $\sigma_r\sigma_p = \hbar/2$ , το CoMD αφήνει ελεύθερη την παράμετρο εύρους  $\sigma_p$  στον χώρο των ορμών και έτσι καταλήγουμε στη σχέση

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r\sigma_p)^3} \exp \left[ -\frac{(\mathbf{r} - \langle \mathbf{r}_i \rangle)^2}{2\sigma_r^2} - \frac{2\sigma_r^2(\mathbf{p} - \langle \mathbf{p}_i \rangle)^2}{2\sigma_p^2} \right] \quad (3.41)$$

θεωρώντας ότι οι καταστάσεις των σωματιδίων δεν επηρεάζουν η μία την άλλη, η συνολική συνάρτηση των N-σωμάτων του συστήματος θα δίνεται από το άθροισμα των επιμέρους συναρτήσεων  $f_i$ :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \sum_i f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \quad (3.42)$$

Οι εξισώσεις κίνησης των κέντρων  $\langle r_i \rangle$  και  $\langle p_i \rangle$  μπορούν να εξαχθούν από την χρονικώς εξαρτημένη εξίσωση Schrödinger σε συνδυασμό με την χρονικώς εξαρτημένη αρχή των μεταβολών [10], οι οποίες δίνουν

$$\langle \dot{r}_i \rangle = \frac{\partial H}{\partial \langle \mathbf{p}_i \rangle}, \quad \langle \dot{p}_i \rangle = -\frac{\partial H}{\partial \langle \mathbf{r}_i \rangle} \quad (3.43)$$

όπου στην προσέγγιση του CoMD η συνολική ενέργεια του συστήματος για  $A$  σωματίδια με μάζα  $m$  είναι:

$$H = \sum_i \frac{\langle p_i \rangle^2}{2m} + A \frac{3\sigma_p^2}{2m} + V_{eff} \quad (3.44)$$

ο δεύτερος όρος οφείλεται στο εύρος των ορμών  $\sigma_p$  στον χώρο και είναι σταθερός, οπότε μπορεί να παραληφθεί σε κάθε κύκλο υπολογισμών του CoMD και να προστεθεί στο τέλος [1].

### 3.4.2 Το ενεργό Δυναμικό $V_{eff}$

Το δυναμικό μέρος της χαμιλτονιανής στο μοντέλο CoMD εκφράζεται παρόμοια με τις αλληλεπιδράσεις νουκλεονίων τύπου Skyrme [9]. Το ενεργό δυναμικό περιέχει τους εξής όρους

$$V_{eff} = V^{vol} + V^{(3)} + V^{sym} + V^{surf} + V^{coul} \quad (3.45)$$

Ο πρώτος όρος αναφέρεται στο δυναμικό όγκου αντίστοιχο με αυτόν στο μοντέλο της υγρής σταγόνας, ο δεύτερος στο δυναμικό αλληλεπίδρασης τριών σωματιδίων, ο τρίτος στο δυναμικό συμμετρίας, ο τέταρτος στο δυναμικό επιφανείας και ο πέμπτος στις απώσεις Coulomb.

Χρησιμοποιώντας τον ορισμό της χωρικής πυκνότητας για το  $i$ -οστό νουκλεόνιο

$$\rho_i(\vec{r}) \equiv \int f_i(\vec{r}, \vec{p}) d^3\vec{p} \quad (3.46)$$

και το ολοκλήρωμα υπέρθεσης ή αλλιώς πυκνότητα αλληλεπίδρασης

$$\rho_{ij}(\langle \mathbf{r}_i \rangle, \langle \mathbf{r}_j \rangle) = \int \rho_i(\mathbf{r}_i) \rho_j(\mathbf{r}_j) \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) d^3\mathbf{r}_j d^3\mathbf{r}_i \quad (3.47)$$

οι όροι του ενεργού δυναμικού λαμβάνουν την τελική μορφή:

$$V^{vol} = \frac{t_0}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} \rho_{ij} \quad (3.48)$$

$$V^{(3)} = \frac{t_3}{(\mu + 1)\rho_0^\mu} \sum_{i,j \neq i} \rho_{ij}^\mu \quad (3.49)$$

$$V^{sym} = \frac{a_{sym}}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} [2\delta_{\tau_i, \tau_j} - 1] \rho_{ij} \quad (3.50)$$

$$V^{surf} = \frac{C_s}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} \nabla^2_{\langle \mathbf{r}_i \rangle} (\rho_{ij}) \quad (3.51)$$

$$V^{coul} = \frac{1}{2} \sum_{i,j \neq i} \frac{e^2}{|\langle \mathbf{r}_i \rangle - \langle \mathbf{r}_j \rangle|} \operatorname{erf}\left(\frac{|\langle \mathbf{r}_i \rangle - \langle \mathbf{r}_j \rangle|}{2\sigma_r^2}\right) (i, j \in p) \quad (3.52)$$

Στον όρο Coulomb συμβολίζουμε  $\operatorname{erf}(x)$  την παραγόμενη συνάρτηση σφάλματος. Στις παραπάνω σχέσεις συμβολίζουμε με  $\tau_i, \tau_j$  τις  $z$  προβολές του ισοσπίν των νουκλεονίων. Οι σταθερές  $t_0$ ,  $t_3$  και  $\mu$  αποτελούν παραμέτρους της καταστατικής εξίσωσης συμμετρικής πυρηνικής ύλης, η παράμετρος  $a_{sym}$  περιγράφει την εξάρτηση της ενέργειας συμμετρίας από την πυκνότητα, με  $\rho_0$  συμβολίζουμε την πυκνότητα κορεσμού με τιμή  $0.165 \text{ fm}^{-3}$ . Ιδιαίτερη προσοχή χρειάζεται ο όρος επιφανείας αφού ένα μεγάλο μέρος του προέρχεται από  $V^{vol}$  και  $V^{(3)}$ , έτσι η  $C_s$  είναι μία ελεύθερη παράμετρος που καθορίζει το μέγεθος του. Ο καθορισμός των παραπάνω παραμέτρων μας εξάγει την συμπίεστικότητα  $K$  της πυρηνικής ύλης. Η καθορισμένη τιμή της από τους

συγγραφείς του μοντέλου είναι  $K=200$ . Εμείς σύμφωνα με βιβλιογραφική πηγή [48], επιλέξαμε την τιμή  $K=254$  για να τρέξουμε τους υπολογισμούς μας.

### 3.4.3 Αριθμητικές μέθοδοι για την προσέγγιση της φερμιονικής φύσης του προβλήματος

Σύμφωνα με τον ορισμό της κυματοσυνάρτησης που έχουμε δώσει παραπάνω δεν έχει επιβληθεί σε κανένα σημείο η αντισυμμετρικότητα της. Αυτό έχει ως συνέπεια τα νουκλεόνια να μην θεωρούνται ως φερμιόνια και έτσι να προκύπτουν αποκλίσεις από την φυσική συμπεριφορά του προβλήματος. Το συγκεκριμένο πρόβλημα ξεπεράστηκε με χρήση δύο αλγορίθμων. Αρχικά, αντιμετωπίζοντας τις μικρού εύρους απωστικές αλληλεπιδράσεις νουκλεονίου-νουκλεονίου ως μεμονωμένες συγκρούσεις νουκλεονίου-νουκλεονίου, εξαρτώμενες από την ενεργό διατομή σκεδάσεως, τον ελεύθερο χώρο φάσεων και την αρχή του Pauli. Ο παράγοντας αποκλεισμού Pauli καθορίζεται σύμφωνα και με τον περιορισμό που αναλύεται παρακάτω. Ο δεύτερος αλγόριθμος θέτει έναν περιορισμό στην σχετική κίνηση των νουκλεονίων, ο οποίος αποκαθιστά την αρχή του Pauli κατά την κλασική εξέλιξη του συστήματος μέσα στον χώρο των φάσεων. Ο περιορισμός αυτός επιβάλλεται υπό μία στοχαστική διαδικασία Monte Carlo [12] και έχει ως αρχική απαίτηση:

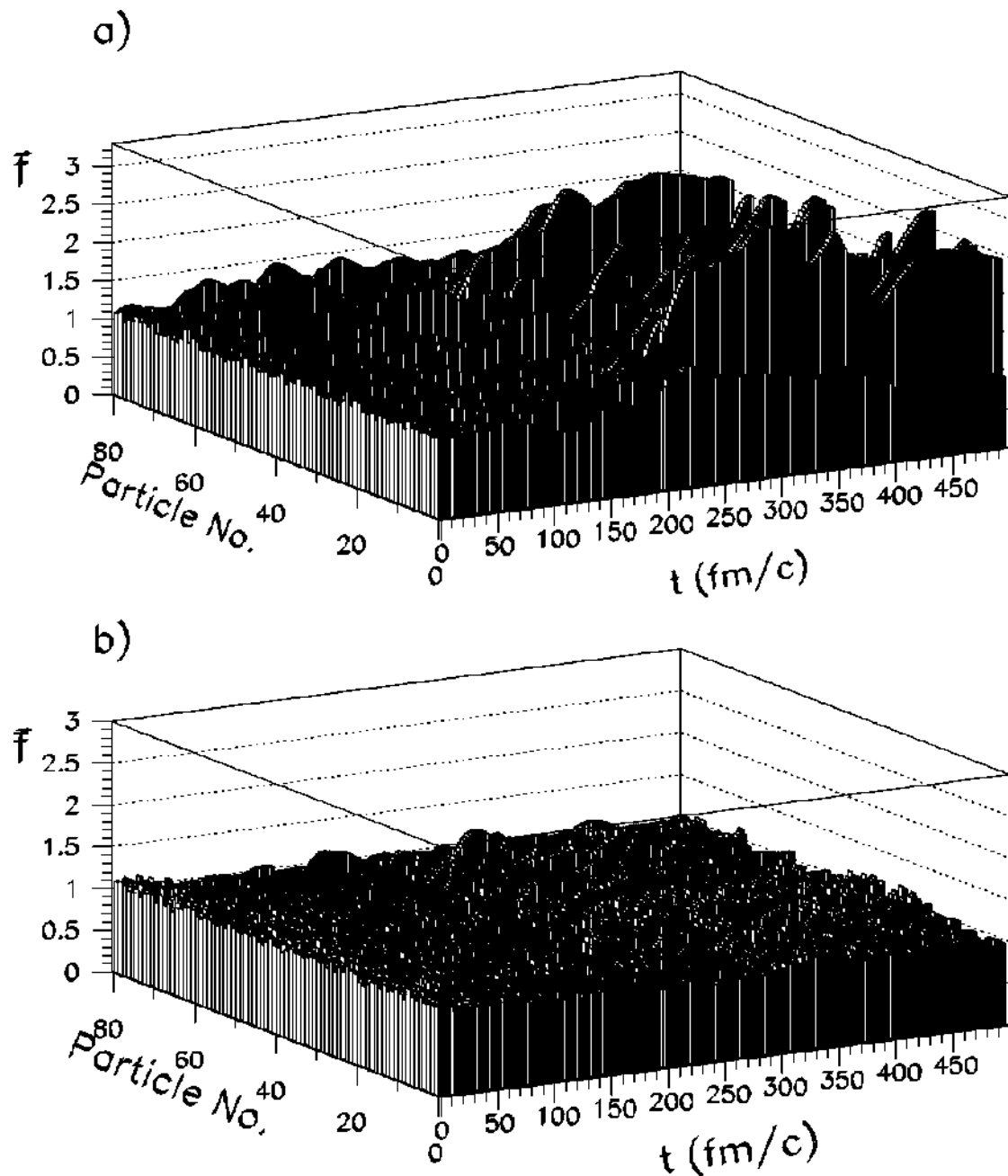
$$\bar{f}_i \leq 1, \text{ για όλα τα } i$$

$$\text{όπου } \bar{f}_i \equiv \sum_j \delta\tau_i \tau_j, \delta s_i s_j \int_{h^3} f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3 r d^3 p$$

το  $\bar{f}_i$  χαρακτηρίζεται ως πυκνότητα πιθανότητας καταλήψεως και ουσιαστικά εκφράζει το πλήθος των νουκλεονίων με παράλληλο σπιν και ισοσπιν τα οποία καταλαμβάνουν χώρο  $h^3$ . Με  $s_i$  συμβολίζεται η z συνιστώσα του σπιν για το νουκλεόνιο  $i$ . Η σχέση ολοκληρώνεται σε έναν υπερκύβο όγκου  $h^3$  στον χώρο των φάσεων με κέντρο το σημείο  $(\langle \mathbf{r}_i \rangle, \langle \mathbf{p}_i \rangle)$  και διαστάσεις  $\sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\sigma_r \sigma_p}} \sigma_r$ ,  $\sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\sigma_r \sigma_p}} \sigma_p$  στον χώρο των θέσεων και των ορμών αντίστοιχα. Γενικά περισσότερο από

το 60% του  $\bar{f}_i$  καταλαμβάνεται από το νουκλεόνιο  $i$ , βέβαια αυτό εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό και από την επιλογή των παραμέτρων  $\sigma_r$  και  $\sigma_p$ .

Η διαδικασία που ακολουθείται επιβάλλει σε κάθε χρονικό βήμα τον έλεγχο της ποσότητας  $\bar{f}_i$  για κάθε νουκλεόνιο  $i$ . Στην περίπτωση που η συγκεκριμένη ποσότητα ξεπεράσει την επιτρεπτή τιμή 1, τότε θεωρείται ένα σύνολο νουκλεονίων  $K_i$  σε όγκο με διαστάσεις  $3\sigma_r$  και  $3\sigma_p$  με κέντρο το  $i$ . Η ορμή των νουκλεονίων τα οποία βρίσκονται μέσα στο σύνολο  $K_i$  μεταβάλλεται μέσα από μία στοχαστική διαδικασία, έχοντας απαίτηση την διατήρηση της ορμής και της κινητικής τους ενέργειας. Στο νέο δείγμα ελέγχεται ξανά η ποσότητα  $\bar{f}_i$  και αν δεν ικανοποιείται ακόμα η συνθήκη, η διαδικασία επαναλαμβάνεται έως ότου να έχουμε το επιθυμητό αποτέλεσμα ( δηλ.  $\bar{f}_i \leq 1$  ). Η πιο γενικευμένη διαδικασία κατά την αναδιάταξη του  $K_i$  είναι να γίνει αλλαγή στην ορμή όλων των νουκλεονίων που ανήκουν σε αυτό για κάθε χρονικό βήμα. Στη προσπάθεια να εξοικονομηθεί χρόνος επεξεργασίας στη CPU επιβάλλεται η αλλαγή στην ορμή μόνο στο νουκλεόνιο  $i$  και σε ένα ακόμα νουκλεόνιο  $j$  το οποίο ανήκει στο  $K_i$ . Με τη επιβολή ενός μικρού χρονικού βήματος τα αποτελέσματα δείχνουν να συγκλίνουν όπως επιθυμούμε. Σχετικά αποτελέσματα φαίνονται και στο σχήμα 3.8.



Σχήμα 3.8: Ιστόγραμμα δύο διαστάσεων στο οποίο αναπαριστάται η πιθανότητα κατάληψης  $\bar{f}_i$  συναρτήσει του νουκλεονίου  $i$  και της χρονικής εξέλιξης του συστήματος. Το διάγραμμα α) αναφέρεται σε υπολογισμούς με το QMD ενώ το β) σε αντίστοιχους με το μοντέλο CoMD.

### 3.5 Ο κώδικας αποδιέγερσης Gemini<sup>[17]</sup>

Ύστερα από το δυναμικό κομμάτι μίας αντίδρασης, ακολουθεί η διαδικασία της αποδιέγερσης των πρωτογενών θραυσμάτων. Στην παρούσα εργασία αυτό έγινε με χρήση του στατιστικού κώδικα αποδιέγερσης Gemini. Η επιλογή του συγκεκριμένου κώδικα έγινε λόγω της σωστής συμπεριφοράς του στα συστήματα που μελετάμε, σύμφωνα και με προηγούμενες εργασίες [27,28,29,49], και δεύτερον του μικρού υπολογιστικού χρόνου που απαιτεί για την ολοκλήρωση της διαδικασίας.

#### 3.5.1 Γενική περιγραφή της θεωρίας αποδιέγερσης

Η διάσπαση ενός διεγερμένου πυρήνα αποτελεί ένα πιθανοκρατικό γεγονός στο οποίο μπορούμε να υπολογίσουμε την κατανομή αποδιέγερσης στα εν δυνάμει θραύσματα με την χρήση της συνάρτησης συντονισμού Breit-Wigner [18]:

$$P = \frac{2J_R + 1}{(2J_1 + 1)(2J_2 + 1)} \cdot \frac{\Gamma^2}{(E - E_R)^2 + \Gamma^2/2} \quad (3.53)$$

η παραπάνω σχέση εκφράζει την πιθανότητα αποδιέγερσης ενός πυρήνα με μαζικό αριθμό  $A_0$ , ατομικό αριθμό  $Z_0$  και σπιν  $J_0$  σε έναν τελικό πυρήνα, με τα αντίστοιχα μεγέθη να συμβολίζονται με δείκτη 1. Τα μεγέθη  $J_R$  και  $E_R$  είναι το σπιν και η ενέργεια στην κατάσταση συντονισμού.

Με το ελληνικό γράμμα  $\Gamma$  αναπαριστάται το εύρος κατά το οποίο μία διαταραχή επηρεάζει την πυκνότητα των καταστάσεων του συστήματος. Η τιμή δίνεται μέσα από τον χρυσό κανόνα του Fermi [19] και είναι:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} |V'_{fi}|^2 \rho(E_f) \quad (3.54)$$

Όπως παρατηρούμε είναι ανάλογο της πυκνότητας των τελικών καταστάσεων  $\rho(E_f)$  και η πιθανότητα μετάβασης από μία αρχική κατάσταση  $i$  σε μία τελική  $f$  μέσω μίας διαταραχής  $V'$  στο πυρηνικό δυναμικό υπολογίζεται από το ολοκλήρωμα



$$|V'_{fi}|^2 = \left( \int d\nu \Psi_f V' \Psi_i \right)^2 \quad (3.55)$$

### 3.5.2 Περιγραφή του μοντέλου Gemini

Ο GEMINI [16] είναι ένας στατιστικός κώδικας αποδιέγερσης που αναπτύχθηκε για να ανιχνεύει διαδοχικές διασπάσεις σύνθετων πυρήνων. Η εύρεση του εύρους  $\Gamma$  της διάσπασης εξαρτάται άμεσα όπως είδαμε από τον ορισμό που θα δοθεί στη διαταραχή και την πυκνότητα των καταστάσεων.

Στη διαδικασία εξάτμισης ελαφρών πυρήνων όπου ο αρχικός πυρήνας-0 με στοιχεία  $Z, A, J$  ατομικό, μαζικό αριθμό και στροφορμή αντίστοιχα διασπάτε στα θραύσματα 1 και 2, έχουμε ότι το εύρος  $\Gamma$  δίνεται από τον τύπο

$$\Gamma(Z_0, A_0, J_0 | Z_1, A_1, J_1; Z_2, A_2, J_2) = \frac{2J_2 + 1}{2\pi\rho_0} \sum_{l=(J_0-J_1)}^{J_0+J_1} \int_0^{U_2+E_f} d\varepsilon \rho_l(U_1, J_1) T_l(\varepsilon) \quad (3.56)$$

με συντελεστής μετάδοσης  $T_l(\varepsilon)$  να ορίζεται ως

$$T_l(\varepsilon) = \begin{cases} 0 & \varepsilon < E_{coul} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} \\ 1 & \text{αλλιώς} \end{cases} \quad (3.57)$$

$R$  είναι η ακτίνα απορρόφησης και ο όρος  $2J+1$  προκύπτει μέσα από τον εκφυλισμό της στροφορμής.

Η κατανομή των ενεργειακών καταστάσεων λαμβάνοντας υπόψη και την στροφορμή μπορεί να γραφτεί

$$\rho(U, J) = (2J + 1) \left( \frac{\hbar^2}{2I} \right)^{3/2} \frac{\sqrt{a}}{12U^2} e^{2\sqrt{a}U} \quad (3.58)$$

όπου  $I$  είναι η ροπή αδρανείας. Παρόμοια εξίσωση εύρους διασπάσεως μπορεί να παραχθεί για βαριούς πυρήνες ( $A > 12$ ).

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

### Ο ΦΑΣΜΑΤΟΓΡΑΦΟΣ ΜΑΖΑΣ MARS ΚΑΙ Η ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΑΚΑΣΙΑ

#### 4.1 Εισαγωγή

Για την παραγωγή νουκλιδίων πλούσιων σε νετρόνια ακολουθούνται τρεις κατευθύνσεις: θραυσματοδιασπορά (spallation), σχάση (fission), θρυμματισμός (fragmentation). Βέβαια εκτός από την αποβολή πρωτονίων για την παραγωγή νέων ισοτόπων, ίσως είναι απαραίτητη και η σύλληψη νετρονίων ώστε να οδηγηθούμε σε ακόμα πιο πλούσια σε νετρόνια ισότοπα. Τέτοιου είδους φαινόμενα είναι δυνατόν να συμβούν σε αντιδράσεις όπου κυριαρχούν μηχανισμοί ανταλλαγής νουκλεονίων (nucleon exchange-transfer) με ενέργεια δέσμης που κυμαίνεται ανάμεσα σε δύο όρια, του φράγματος Coulomb (Coulomb barrier) [26] και της ενέργειας Fermi (10-40MeV/νουκλεόνιο) [27,28]. Η περιοχή ενεργειών 15-35 MeV/νουκλεόνιο μπορεί να μας προσφέρει ένα συνδυασμό από τα πλεονεκτήματα των αντιδράσεων χαμηλών ενεργειών (κοντά στο φράγμα Coulomb) καθώς και αυτά των υψηλών ενεργειών (πάνω από 100 MeV/νουκλεόνιο).

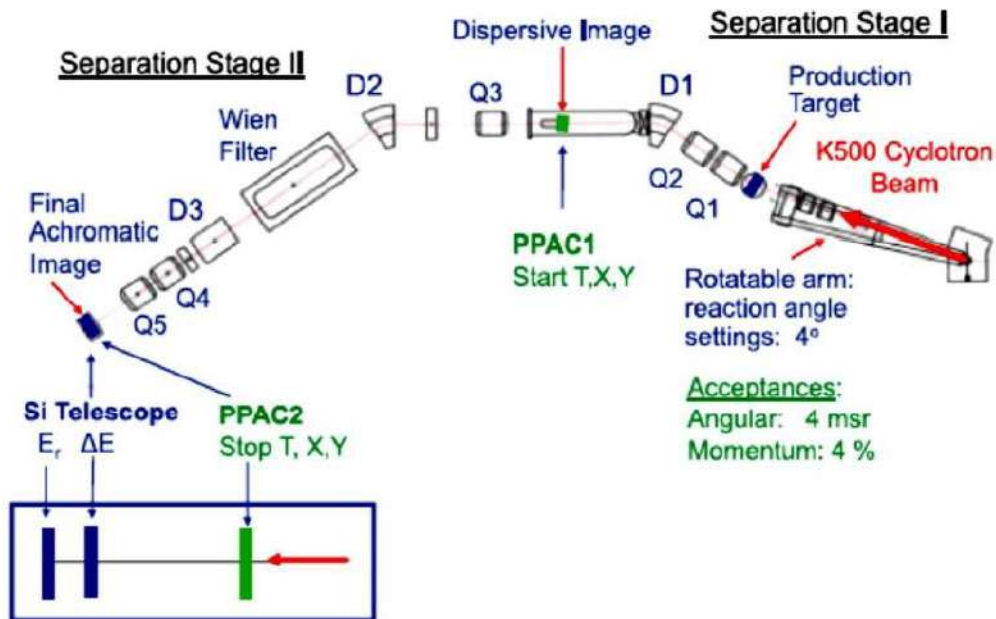
Η συλλογή δεδομένων με την χρήση της κατάλληλης πειραματικής διάταξης αποτελεί την βάση και το μέτρο σύγκρισης πάνω στο οποίο θα στηριχθεί οποιαδήποτε θεωρητική υπόθεση και υπολογιστική προσομοίωση. Στα πλαίσια ενός μεταπτυχιακού διπλώματος δεν είναι δυνατή η διεξαγωγή και ανάλυση πειράματος, έτσι τα πειραματικά μας δεδομένα προέρχονται από παλαιότερη εργασία της ομάδας μας [25], κατά την οποία έγινε μελέτη του μηχανισμού ανταλλαγής νουκλεονίων (nucleon transfer). Η πειραματική διαδικασία και ο διαχωρισμός των θραυσμάτων είναι παρόμοιες με αυτήν που περιγράφονται στην δημοσίευση [29] και είχε βασικό στόχο την κατανόηση μηχανισμών αντιδράσεων και κατ' επέκταση την εύρεση πυρήνων πλούσιων σε νετρόνια. Τα δεδομένα των ενεργών διατομών είναι δημοσιευμένα όμως η μελέτη των κατανομών των ορμών από τα τελικά προϊόντα του πειράματος είναι κάτι που μελετάται για πρώτη φορά και είμαστε πεπεισμένοι ότι μπορούν να οδηγήσουν σε ενδιαφέροντα αποτελέσματα.

Για την συλλογή των προϊόντων του πειράματος χρησιμοποιήθηκε ο φασματογράφος μάζας MARS [24], ο οποίος βρίσκεται στο Cyclotron Institute του πανεπιστημίου Texas A&M και η αντίδραση που θα μελετήσουμε είναι  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  με ενέργεια δέσμης 15 MeV/A. Στην συνέχεια θα παρουσιάσουμε τα χαρακτηριστικά του παραπάνω φασματογράφου, καθώς και τις πειραματικές συνθήκες υπό τις οποίες έγιναν τις μετρήσεις μας.

#### **4.2 Περιγραφή του φασματογράφου μάζας MARS και οι πειραματικές συνθήκες**

Το πρώτο κομμάτι του πειράματος περιλαμβάνει την παραγωγή και επιτάχυνση των απαραίτητων ιόντων. Μέσω μίας πηγής ιόντων τύπου ECR (electron cyclotron resonance) παράχθηκε η απαραίτητη δέσμη ιόντων  $^{40}\text{Ar}^{9+}$ , η οποία στην συνέχεια επιταχύνθηκε από το υπεραγωγίμο κύκλοτρο K500. Αφού απέκτησε την απαραίτητη ενέργεια, η οποία στην περίπτωση μας είναι 15 MeV/A, κατευθύνθηκε προς τον στόχο  $^{64}\text{Ni}$  (πάχους  $2 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ ) και τελικά στον φασματογράφο μάζας MARS (σχήμα 4.1).

Ο φασματογράφος διαθέτει μαγνητικά τετράπολα  $Q_i$  για εστίαση και μαγνητικά δίπολα  $D_i$  για διαχωρισμό των θραυσμάτων. Το ανιχνευτικό σύστημα βρίσκεται στο επίπεδο διασποράς (dispersive image) και στο αχρωματικό επίπεδο (achromatic image) στο τέλος. Το φίλτρο Wien που έχει την δυνατότητα να απορρίπτει θραύσματα με ταχύτητα εκτός ενός συγκεκριμένου εύρους το οποίο μπορούμε να καθορίσουμε, στο συγκεκριμένο πείραμα δεν χρησιμοποιήθηκε. Επίσης το τελευταίο κομμάτι μετά το μαγνητικό δίπολο  $D_3$  είχε προσανατολιστεί στις  $0^\circ$ . Ο φασματογράφος διαθέτει μέγιστη γωνιακή δεκτικότητα (angular acceptance)  $9 \text{ msr}$  και δεκτικότητα στην ορμή (momentum acceptance) 4%. Ένα φύλλο αλουμινίου επιφανειακής πυκνότητας  $1 \text{ mg/cm}^2$  τοποθετήθηκε στην είσοδο του τετραπόλου  $Q_1$  ώστε να επαναφέρει σε ισορροπία το φορτίο των ιοντικών καταστάσεων των προϊόντων της αντίδρασης

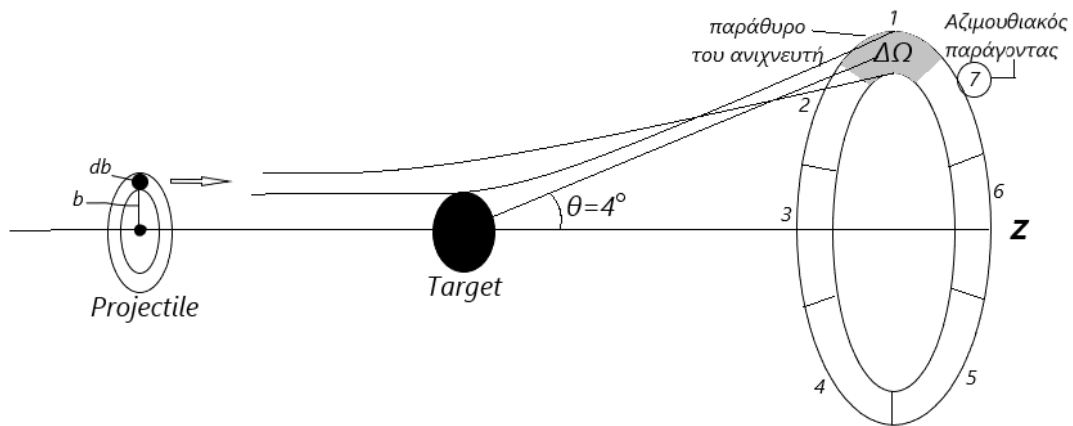


Σχήμα 4.1 : Σχηματική απεικόνιση της πειραματικής διάταξης του φασματογράφου μάζας MARS.

Τα προϊόντα της αντίδρασης δέσμης-στόχου εστιάζονται περνώντας από δύο μαγνητικά τετράπολα  $Q_1$ ,  $Q_2$  (σχήμα 4.3) και στη συνέχεια διαχωρίζονται από ένα μαγνητικό δίπολο  $D_1$ . Το παράθυρο εισόδου (πριν το  $Q_1$ ) βρίσκεται σε απόσταση 31.5 m από το στόχο και η διατομή του περιορίστηκε σε ένα παράθυρο 2x2 cm. Αυτό έχει ως συνέπεια να αποκτήσει μία οριζόντια γωνιακή δεκτικότητα  $\Delta\theta = 3.6^\circ (\pm 1.8^\circ)$  και αντίστοιχα μία κάθετη  $\Delta\phi = 3.6^\circ$ , κατά αυτό τον τρόπο γίνεται επιτρεπτή μία στερεά γωνία  $\Delta\Omega = 4 \text{ msr}$  (σχήμα 4.2). Η δέσμη συγκρούστηκε με τον στόχο σε γωνία  $4^\circ$  ως προς τον οπτικό άξονα. Τα θραύσματα συλλέχθηκαν έτσι σε πολική γωνία εύρους  $2.2^\circ$ - $5.8^\circ$ . Το κομμάτι της δέσμης που δεν αλληλεπίδρασε με τον στόχο κατέληξαν σε ένα κύπελλο Faraday (Faraday cup).

Το μαγνητικό πεδίο στο εσωτερικό των διπόλων  $D_i$  είναι κάθετο στον άξονα κίνησης, καμπυλώνοντας την τροχιά των θραυσμάτων. Η δύναμη Lorentz που θα δεχτούν τα θραύσματα έχει μέτρο

$$F = qvB \quad (4.1)$$



**Σχήμα 4.2:** Σύγκρουση βλήματος(projectile)-στόχου(target) και ανίχνευση σε γωνία  $\theta = 4^\circ$ , όπου αντιστοιχεί σε ανιχνευτικό παράθυρο  $\Delta\Omega = 4\text{msr}$ .

όπου  $q, v$  το φορτίο και η ταχύτητα των θραυσμάτων και  $B$  η ένταση του μαγνητικού πεδίου. Η δύναμη Lorentz παίζει επίσης τον ρόλο της κεντρομόλου που δίνεται από την σχέση

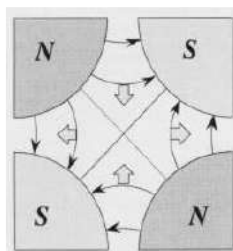
$$F = \frac{mv^2}{\rho} \quad (4.2)$$

με  $m$  συμβολίζεται η μάζα του θραύσματος που εκτελεί την κυκλική τροχιά και με  $\rho$  η ακτίνα αυτής. Από τις σχέσεις 4.1 και 4.2 προκύπτει η θεμελιώδης εξίσωση για την μαγνητική φασματομετρία

$$B\rho = \frac{mv}{q} \quad (4.3)$$

ο όρος  $B\rho$  ονομάζεται μαγνητική σκληρότητα και μετριέται σε μονάδες  $1 \text{ Tesla} \cdot \text{m}$ . Τα δεδομένα για το δικό μας πείραμα συλλέχθηκαν από μία σειρά μετρήσεων έχοντας θέσει την μαγνητική σκληρότητα σε διάφορες τιμές στο εύρος  $1.1\text{-}1.5 \text{ Tm}$ . Πρέπει να σημειωθεί ότι αυτό το εύρος για την μαγνητική σκληρότητα δεν καλύπτει πλήρως την ανίχνευση των θραυσμάτων με μειωμένο αριθμό νετρονίων και κατ' επέκταση την κατανομή των προϊόντων σε αυτή την περιοχή μαζών. Για το σωστότερο υπολογισμό αυτών των προϊόντων θα έπρεπε η μαγνητική σκληρότητα να είχε πάρει χαμηλότερες τιμές μέχρι και  $0.8 \text{ Tm}$  σύμφωνα με τους υπολογισμούς μας. Όμως, ο γενικότερος στόχος της μελέτης είναι η παραγωγή ισοτόπων πλούσια σε

νετρόνια οπότε προτιμήθηκε να αξιοποιηθεί ο πειραματικός χρόνος για την ανίχνευση αυτών.



**Σχήμα 4.3: Κατανομή του πεδίου στο εσωτερικό του μαγνητικού τετραπόλου.**

Αφού διαχωριστούν λοιπόν τα θραύσματα από το δίπολο  $D_1$  θα εισέλθουν στο πρώτο ανιχνευτικό σύστημα PPAC (parallel plate avalanche counter) [30] ο οποίος μας δίνει την εικόνα διασποράς. Ο συγκεκριμένος ανιχνευτής έχει την δυνατότητα να μας δώσει πληροφορίες για την θέση του θραύσματος ως προς τους άξονες  $x$  και  $y$  ( $z$  είναι ο οπτικός άξονας του φασματογράφου) καθώς και την έναρξη (START-time) για την μέτρηση του χρόνου πτήσης (TOF – time of flight), η οποία ολοκληρώνεται στον δεύτερο ανιχνευτή PPAC (STOP-time). Γνωρίζοντας τον χρόνο πτήσης ενός θραύσματος και την απόσταση των δύο ανιχνευτών (13.2 m) μπορούμε να υπολογίσουμε την ταχύτητά του  $v$ . Επίσης ο συνδυασμός της θέσης ενός θραύσματος στον οριζόντιο άξονα, στον πρώτο ανιχνευτή PPAC, μαζί με μετρήσεις NMR (nuclear magnetic resonance) του μαγνητικού πεδίου του δίπολο  $D_1$  μας έδωσαν πληροφορία για την μαγνητική σκληρότητα  $B\rho$  του κάθε θραύσματος.

Η τελική αχρωματική εικόνα θα δοθεί αφού τα θραύσματα συλλεχθούν σε έναν  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  τηλεσκοπικό ανιχνευτή πυριτίου  $\Delta E-E_r$  (πάχους 60 και 1000  $\mu\text{m}$  αντίστοιχα). Ο ανιχνευτής  $\Delta E$  ουσιαστικά φρενάρει τα θραύσματα και προκαλεί ελάτπωση ενέργειας σε αυτά (energy loss), ενώ ο ανιχνευτής  $E_r$  τα ακινητοποιεί μετρώντας έτσι την υπολειπόμενη ενέργειά τους (residual energy). Συνεπώς η συνολική ενέργεια του θραύσματος υπολογίζεται ως  $E_{tot} = \Delta E + E_r$ .

Ο ατομικός αριθμός  $Z$  κάθε θραύσματος [31] καθορίστηκε διαμέσου της απώλειας ενέργειας  $\Delta E$  [32,33] και της ταχύτητάς τους  $v$ . Μέσα από την γνωστή εξίσωση Bethe-Block μπορούμε να καταλήξουμε στη σχέση

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \quad (4.4)$$

αντικαθιστώντας την ταχύτητα με την κινητική ενέργεια  $E(=1/2mv^2)$  η σχέση 4.4 μπορεί να γραφτεί  $\Delta E \propto Z^2$  το οποίο μας πληροφορεί ότι σε ένα διάγραμμα  $\Delta E$ - $E$  όπως στο σχήμα 4.4 οι υπερβολές που εμφανίζονται αντιπροσωπεύουν τις διαφορετικές τιμές για το  $Z$  η οποίες εμφανίστηκαν. Για τον υπολογισμό του φορτίο  $q$  των ιόντων έγινε χρήση της σχέσης

$$q = \frac{1}{B\rho} \sqrt{2mE_{tot}} \quad (4.5)$$

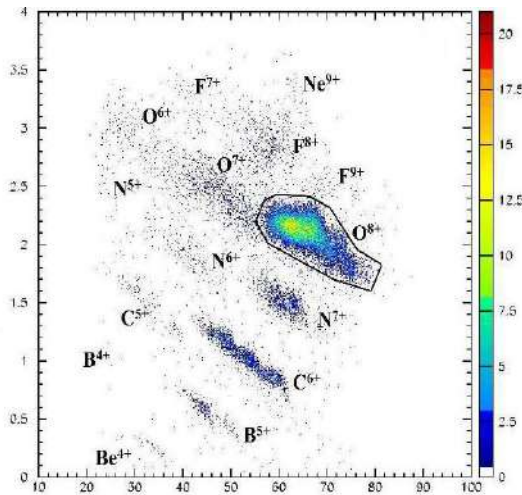
το φορτίο όμως πρέπει να είναι ακέραιος αριθμός οπότε για την τιμή του  $q$  τέθηκαν παράθυρα εύρους  $\Delta q$  ώστε να λαμβάνουμε την ακέραια τιμή  $q_{int}$  που χρειαζόμαστε. Από τον ορισμό της μαγνητικής σκληρότητας και με χρήση της ταχύτητας του θραύσματος μπορούμε να υπολογίσουμε τον λόγο  $A/q$  από την έκφραση

$$A/q = \frac{B\rho}{931.5v} \quad (4.6)$$

Χρησιμοποιώντας τον ακέραιο αριθμό φορτίου  $q_{int}$  ο οποίος εξήχθη όπως εξηγήσαμε παραπάνω και του λόγου  $A/q$  μπορούμε να υπολογίσουμε τον μαζικό αριθμό  $A$  ως

$$A = q_{int} \times A/q \quad (4.7)$$

Για την καλύτερη απόδοση του φασματογράφου ως προς την ανίχνευση των  $Z, A, q$  και  $v$  των θραυσμάτων, έγινε βαθμονόμηση του οργάνου με την χρήση χαμηλής έντασης δεσμών  $^{40}\text{Ar}$  και  $^{86}\text{Kr}$  με ενέργεια 15 MeV/A σε γωνία  $0^\circ$ . Σύμφωνα με τα δεδομένα της βαθμονόμησης έγινε και η κατάλληλη επιλογή για τα εύρη των  $Z, A$  και  $q$  ώστε στην ανακατασκευή αυτών να παραχθούν οι σωστές τιμές τους και να απορριφθούν ψευδείς τιμές οι οποίες μπορούν να προκύψουν από γειτονικές τιμές των  $Z$  και  $q$ .



**Σχήμα 4.4: Διάγραμμα ΔE-E όπου εμφανίζονται οι διάφορες υπερβολές η οποίες αντιπροσωπεύουν διάφορες τιμές του Z. [34]**

Αφού ακολουθήθηκε όλη η παραπάνω διαδικασία και με την κατάλληλη κανονικοποίηση τα δεδομένα  $Z, A, q$  και  $v$  καταγράφηκαν σε μία βάση δεδομένων γεγονός ανά γεγονός (event-by-event) και αντιπροσωπεύουν την διαφορική ενεργό διατομή  $d\sigma/d\Omega$  της αντίδρασης για την γωνία  $4^\circ$  σε ανιχνευτικό παράθυρο  $\Delta\Omega = 4$  msr. Διορθώσεις ως προς την απώλεια θραυσμάτων λόγω του μεγάλου εύρους της κατανομής των ιοντικών καταστάσεων υλοποιήθηκε σύμφωνα με την παραμετροποίηση Leon [35]. Οι κατανομές των ισοτόπων ως προς τα  $Z, A$  και  $v$  μπορούν να προκύψουν ως άθροισμα όλων των καταγεγραμμένων τιμών του  $q$ . Για τον υπολογισμό της ενεργού διατομής  $\Delta\sigma$  στην γωνία των  $4^\circ$  πολλαπλασιάσαμε με τον αζιμουθιακό παράγοντα 7 ώστε η καταμέτρηση που έχει γίνει στο παράθυρο  $\Delta\Omega$  να αντιπροσωπεύει ολόκληρο τον δακτύλιο που ορίζει η γωνία  $\theta$ , όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.2.



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

### ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΚΑΙ ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΩΝ

#### 5.1 Εισαγωγή

Στα δύο προηγούμενα κεφάλαια αναλύσαμε τη διαδικασία κατά την οποία ελήφθησαν οι πειραματικές μετρήσεις, καθώς επίσης και τις θεωρήσεις υπό τις οποίες δημιουργήθηκαν τα υπολογιστικά μοντέλα. Έχοντας κάνει την απαραίτητη επεξεργασία για τις τιμές που συλλέξαμε από την πειραματική διαδικασία καθώς επίσης και τους υπολογισμούς με τα μοντέλα προσομοίωσης, στον παρόν κεφάλαιο θα παραθέσουμε τα διαγράμματα από τα οποία θα εξαγάγουμε τα συμπεράσματά μας για το πείραμα και τα υπολογιστικά μοντέλα.

Τα πειραματικά δεδομένα εξήχθησαν από την αντίδραση  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  με ενέργεια δέσμης 15 MeV/A και παρουσιάστηκαν στην εργασία [51]. Στην παρούσα εργασία θα τα συγκρίνουμε αρχικώς με τα δεδομένα όμοιας αντίδρασης αλλάζοντας τον στόχο με  $^{58}\text{Ni}$ . Τα δύο μοντέλα προσομοίωσης CoMD και Dit χρησιμοποιήθηκαν για την προσέγγιση του δυναμικού μέρους της αντίδρασης και ο κώδικας αποδιέγερσης Gemini μας βοήθησε να βγάλουμε τα τελικά προϊόντα της αντίδρασης. Με αυτό τον τρόπο καταφέραμε να κάνουμε μία πρώτη προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων την οποία θα παρουσιάσουμε.

Στο παρόν πόνημα θα επικεντρωθούμε στην παραγωγή ισοτόπων με ατομικό αριθμό  $Z = 13-20$ . Το αρχικό μας βλήμα  $^{40}\text{Ar}$  διαθέτει  $Z = 18$  και  $A = 22$  και για την μελέτη των κατανομών των ορμών θα εστιάσουμε στις εξής τέσσερις διαδικασίες α) προσθήκη από ένα έως και τέσσερα νετρόνια, β) αφαίρεση ενός έως και τεσσάρων πρωτονίων, γ) αφαίρεση ενός πρωτονίου και προσθήκη νετρονίων δ) αφαίρεση δύο πρωτονίων και προσθήκη νετρονίων.

Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι κατά τους υπολογισμούς θέσαμε την ενέργεια δέσμης στην τιμή 14.7 MeV/A. Λαμβάνοντας υπόψη την απώλεια

ενέργειας της δέσμης καθώς διαπερνά το στόχο και με χρήση της εξίσωσης Bethe-Block καταλήξαμε σε αυτή την τιμή της ενέργειας. Επίσης η ενεργός διατομή (cross section) είναι υπολογισμένη σε μονάδες mb. Στα διαγράμματα παραγωγής ισοτόπων ο άξονας  $y$  αναφέρεται στην διαφορική ενεργό διατομή  $d\sigma / d\Omega$  ως προς την γωνία  $4^\circ$  του πειράματος ενώ στα διαγράμματα κατανομής της ορμής αναφέρεται στην διπλά διαφορική ενεργό διατομή  $d^2\sigma / d\Omega dP$ .

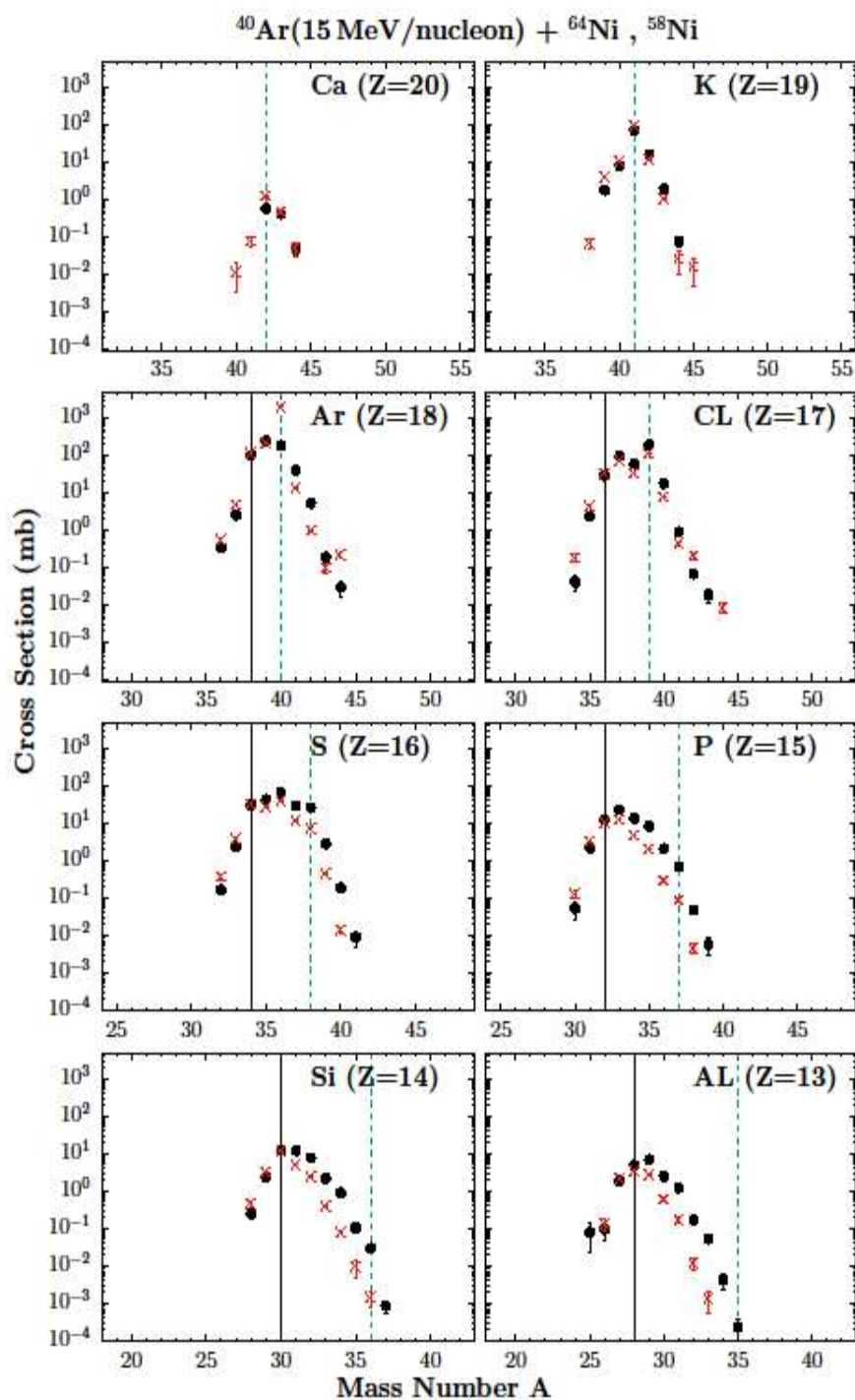
## 5.2 Παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων

Με βάση την πειραματική μελέτη της αντιδράσεως  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$ , στην παρούσα εργασία εστιάσαμε την προσοχή μας στην παραγωγή στοιχείων και ισοτόπων τους με εύρος ατομικού αριθμού  $Z = 13 - 20$  (σχήμα 5.1). Σύγκριση αυτών έγινε με τα δεδομένα παρόμοιου πειράματος με στόχο  $^{58}\text{Ni}$ . Όπως φαίνεται έχουμε όμοια παραγωγή ισοτόπων από τους δύο στόχους, όμως η ενεργός διατομή για τον στόχο που είναι πιο πλούσιος σε νετρόνια λαμβάνει αρκετά μεγαλύτερες τιμές. Για το λόγο αυτό, κύρια ενασχόλησή μας αποτέλεσαν τα προϊόντα αντιδράσεως με τον στόχο  $^{64}\text{Ni}$ .

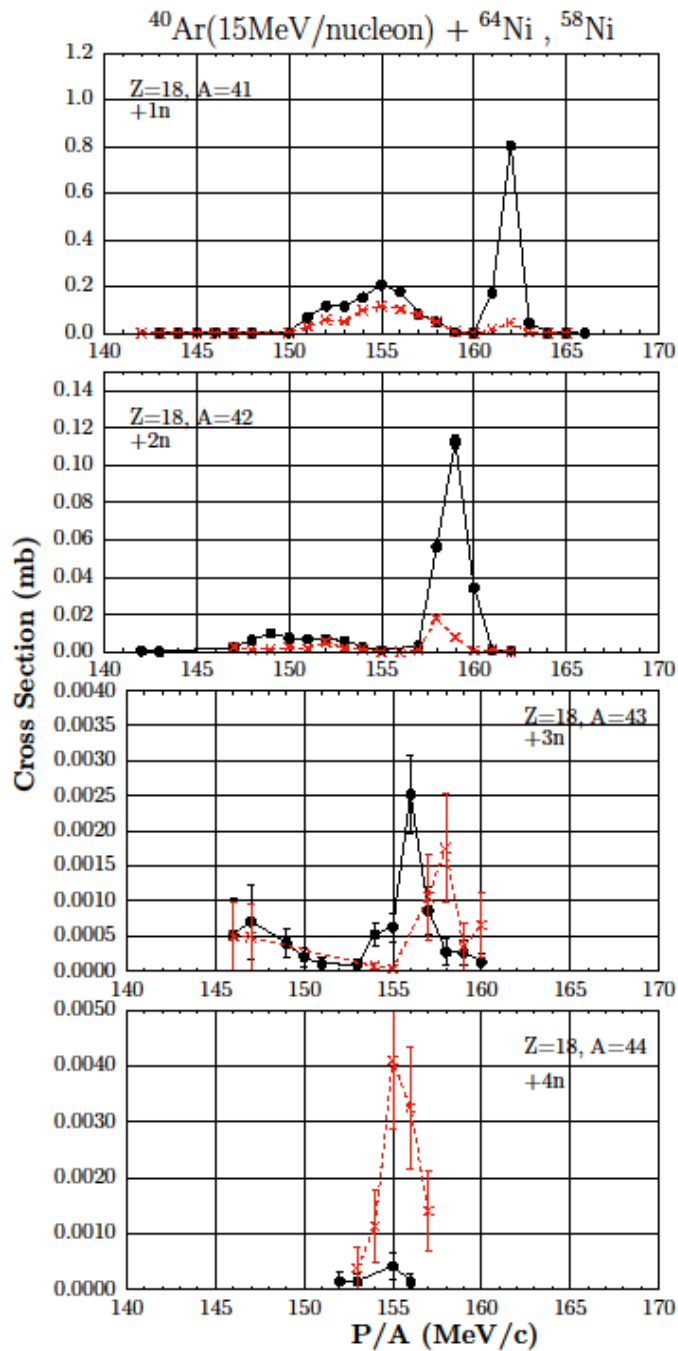
Στο σχήμα 5.1 παρουσιάζονται οι μετρήσεις με στόχο το  $^{64}\text{Ni}$ . Σε κάθε διάγραμμα δεξιά από την μπλε διακεκομμένη γραμμή ξεκινάει η διαδικασία πρόσληψης νετρονίων. Αριστερά από την μαύρη γραμμή βρίσκονται τα ισότοπα για τα οποία δεν έχει γίνει πλήρης μέτρηση της ενεργού διατομής. Καθώς όπως έχουμε αναφέρει και στο κεφάλαιο της πειραματικής διαδικασίας, στη μαγνητική σκληρότητα  $B\rho$  δεν εδόθησαν οι απαραίτητες τιμές για την πλήρη ανίχνευση τους. Αυτό όμως δεν αποτελεί πρόβλημα καθώς είναι ισότοπα αρκετά φτωχά σε νετρόνια και έτσι δεν αποτελούν κύριο κομμάτι του ερευνητικού μας ενδιαφέροντος.

Τα πειραματικά δεδομένα από τις κατανομές των ορμών εξήχθησαν και παρουσιάζονται για πρώτη φορά στα σχήματα 5.1-5. Έχει γίνει μία πρώτη σύγκριση με τα δεδομένα από τον στόχο  $^{58}\text{Ni}$ . Οι καμπύλες είναι παρόμοιες και αυτό μας υποδεικνύει ότι οι μηχανισμοί στις δύο αντιδράσεις είναι ίδιοι. Οι υψηλότερες κορυφές του  $^{64}\text{Ni}$  δικαιολογούνται και πάλι από το γεγονός ότι

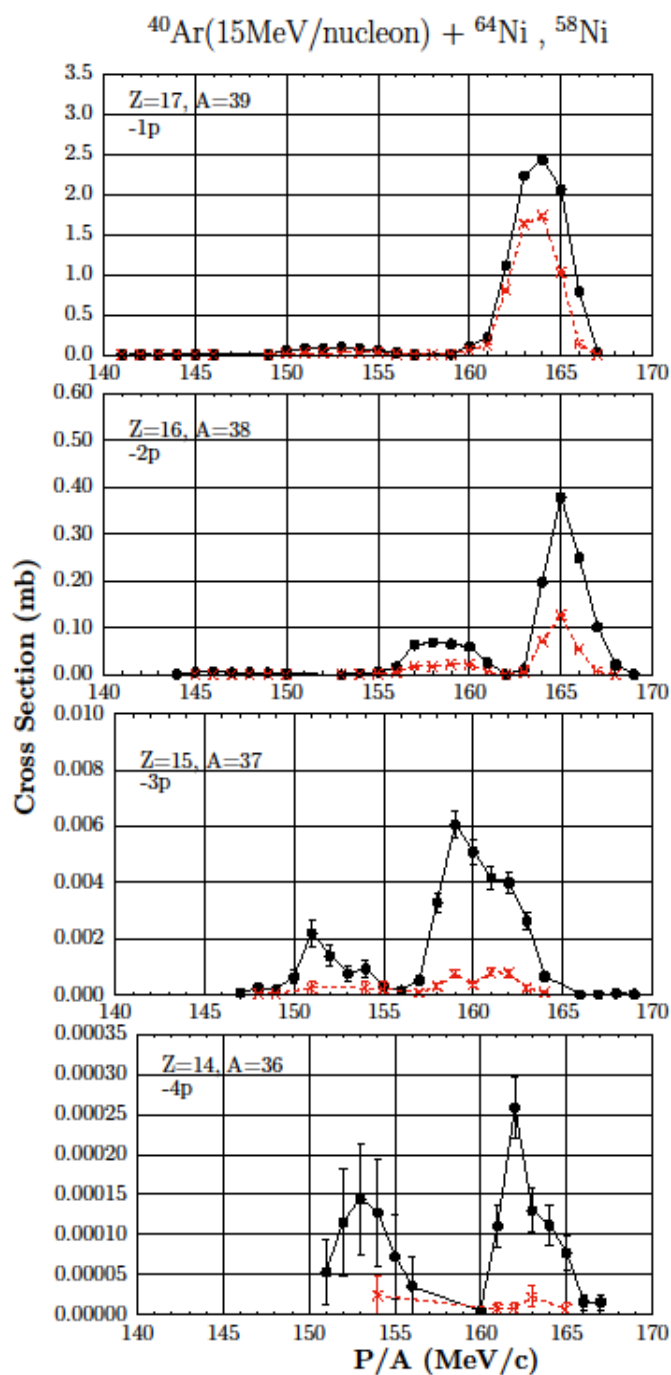
είναι ένας στόχος πιο πλούσιος σε νετρόνια και για αυτό επιλέξαμε να ασχοληθούμε κυρίως με αυτόν. Οι κορυφές είναι αρκετά στενές και προσπαθήσαμε να αποδείξουμε ότι τα προϊόντα προέρχονται από θραύσματα με χαμηλή ενέργεια διεγέρσεως. Στο παράρτημα I παρουσιάζονται μετρήσεις που έγιναν στα πειραματικά δεδομένα με την βοήθεια ενός κώδικα κινηματικής. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι σε κάθε κανάλι υπάρχει η δυνατότητα περιγραφής των διαδοχικών κορυφών από πρωτογενή θραύσματα τα οποία εξήλθαν από το δυναμικό μέρος της αντίδρασης με επιπλέον νετρόνια τα οποία έχασαν κατά την αποδιέγερση τους.



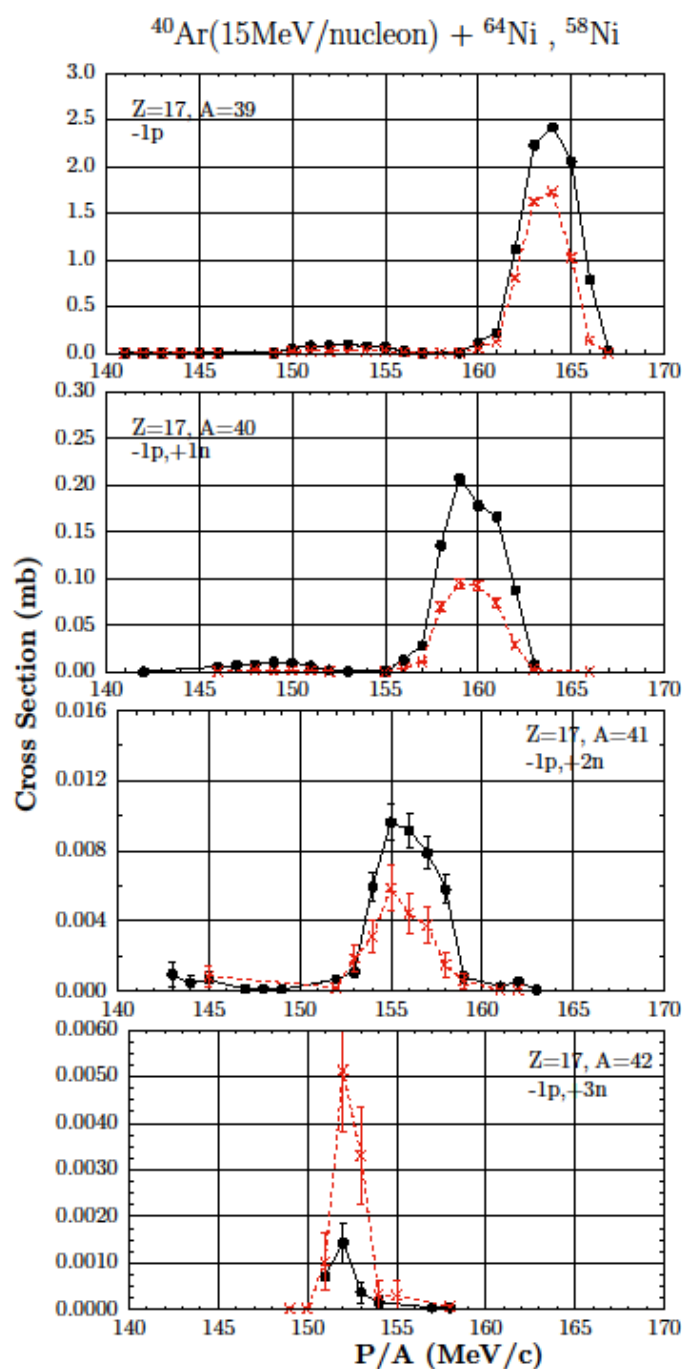
Σχήμα 5.1: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών – μαζικού αριθμού A ισotόπων με ατομικό αριθμό  $Z = 13 - 20$ . Τα καταγεγραμμένα τελικά προϊόντα προέρχονται από αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης  $15 \text{ MeV} / A$  και βλήμα  $^{40}\text{Ar}$  με στόχους  $^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι) και  $^{58}\text{Ni}$  (κόκκινα x).



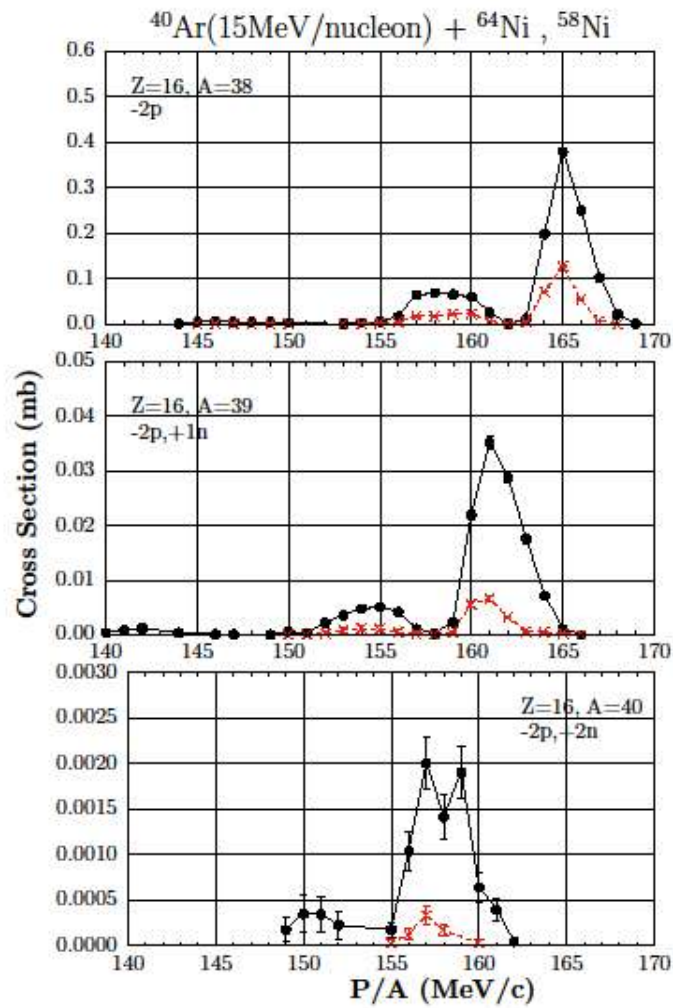
Σχήμα 5.2: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών – ορμής ανά νουκλεόνιο διαδικασιών προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια. Τα καταγεγραμμένα τελικά προϊόντα προέρχονται από αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης 15 MeV / A και βλήμα  $^{40}\text{Ar}$  με στόχους  $^{64}\text{Ni}$  (μαύροι γραμμή-κύκλοι) και  $^{58}\text{Ni}$  (κόκκινη γραμμή-x).



Σχήμα 5.3: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών – ορμής ανά νουκλεόνιο διαδικασιών αφαίρεσης από ένα έως και τέσσερα πρωτόνια. Τα καταγεγραμμένα τελικά προϊόντα προέρχονται από αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης 15 MeV / A και βλήμα  $^{40}\text{Ar}$  με στόχους  $^{64}\text{Ni}$  (μαύροι γραμμή-κύκλοι) και  $^{58}\text{Ni}$  (κόκκινη γραμμή-χ).



Σχήμα 5.4: Πειραματικών κατανομών ενεργών διατομών – ορμής ανά νουκλεόνιο διαδικασιών αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια. Τα καταγεγραμμένα τελικά προϊόντα προέρχονται από αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης 15 MeV / A και βλήμα  $^{40}\text{Ar}$  με στόχους  $^{64}\text{Ni}$  (μαύροι γραμμή-κύκλοι) και  $^{58}\text{Ni}$  (κόκκινη γραμμή-x).



Σχήμα 5.5: Πειραματικές κατανομές ενεργών διατομών – ορμής ανά νουκλεόνιο διαδικασιών αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και δύο νετρόνια. Τα καταγεγραμμένα τελικά προϊόντα προέρχονται από αντιδράσεις με ενέργεια δέσμης 15 MeV / A και βλήμα  $^{40}\text{Ar}$  με στόχους  $^{64}\text{Ni}$  (μαύροι γραμμή-κύκλοι) και  $^{58}\text{Ni}$  (κόκκινη γραμμή-x).



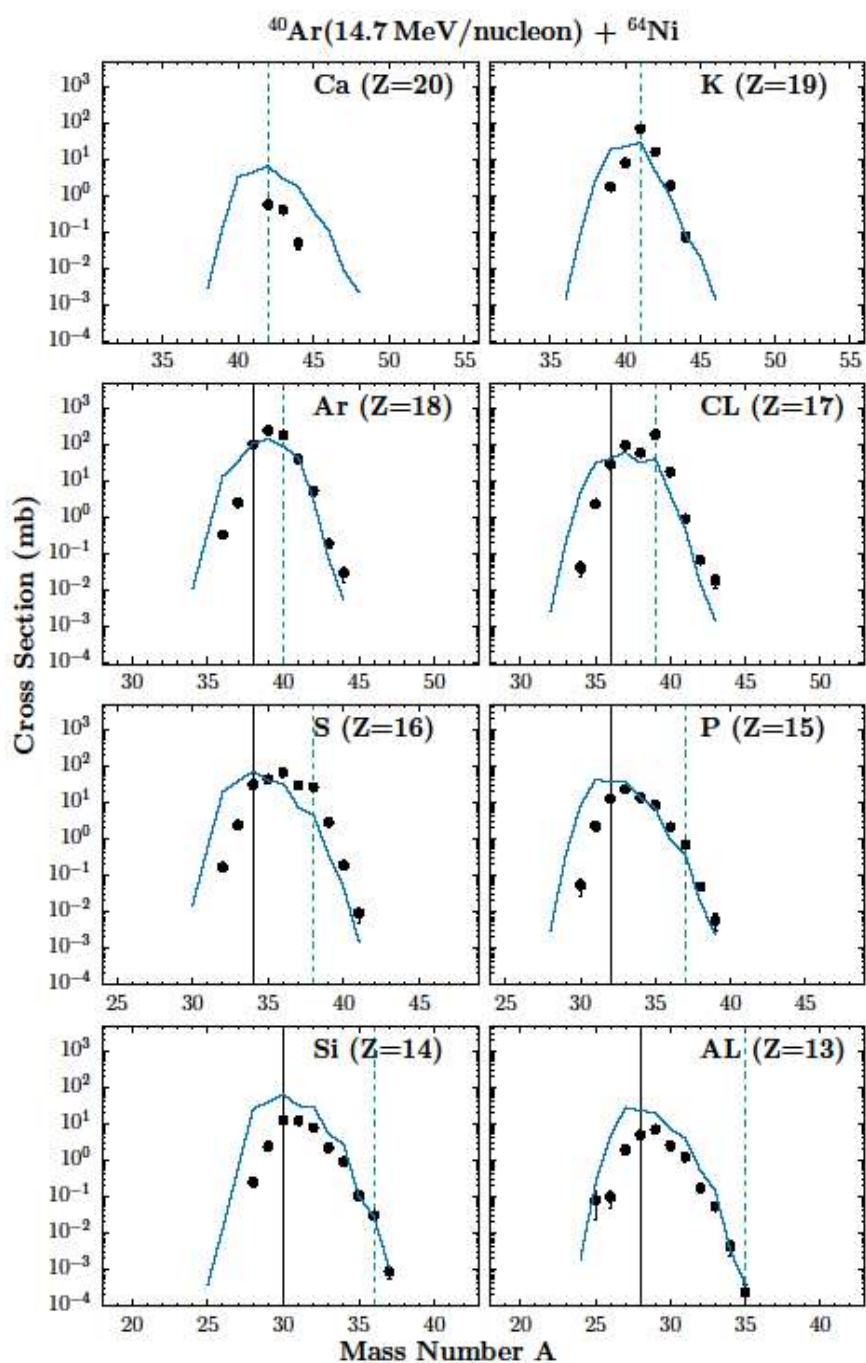
### 5.3 Υπολογισμοί με το μοντέλο DIT

Κατά την διάρκεια της μελέτης για την εκπόνηση της παρούσας εργασίας κατεβλήθη ιδιαίτερη προσπάθεια κατανόησης και ανάλυσης της λειτουργίας του μοντέλου προσομοίωσης DIT. Θεωρούμε ότι προσεγγίσαμε τα όρια του μοντέλου ως προς την περιγραφή των κατανομών των ορμών στην περιοχή ενέργειας που μελετάμε και παρουσιάζουμε τα αποτελέσματά μας.

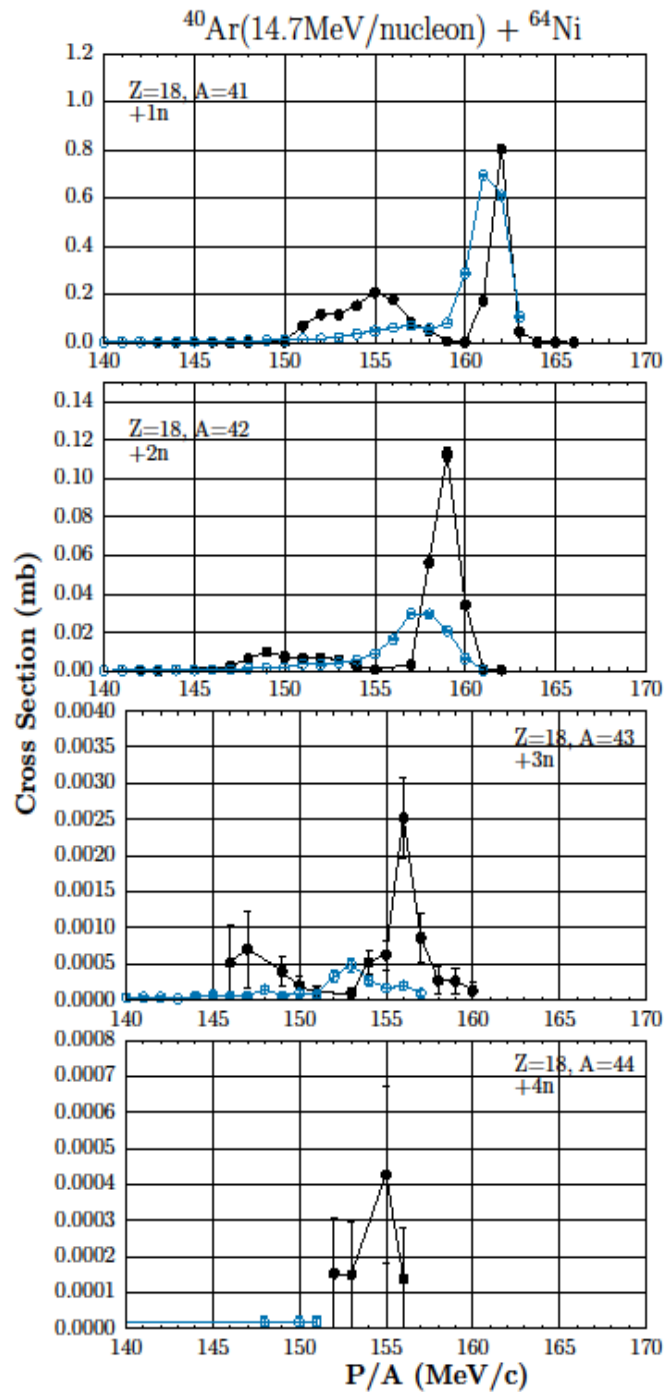
Για τους υπολογισμούς μας χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο DIT, με μεγάλο αριθμό γεγονότων ώστε να διαθέτουμε μεγάλη ακρίβεια στο στατιστικό μας δείγμα με ελαχιστοποίηση των σφαλμάτων. Η ενέργεια δέσμης τέθηκε στα 14.7 MeV / A για τους λόγους που εξηγήσαμε στην εισαγωγή του κεφαλαίου. Η επιλογή μας για την παράμετρο κρούσης ορίστηκε στο διάστημα [4,11] fm. Τα πρωτογενή θραύσματα της κρούσης τέθηκαν στον κώδικα αποδιέγερσης Gemini και έτσι πήραμε τα τελικά προϊόντα.

Όπως μπορούμε να παρατηρήσουμε στο σχήμα 5.6 το μοντέλο περιγράφει αρκετά καλά την παραγωγή των ισοτόπων για τα διάφορα στοιχεία. Παρατηρείται βέβαια μειωμένη ενεργός διατομή σε ορισμένα ισότοπα. Αυτό πιστεύουμε ότι συμβαίνει λόγω αδυναμιών του μοντέλου στην περιγραφή παραγωγής ορισμένων ισοτόπων έναντι των πειραματικών συνθηκών που έχουμε θέσει, επίσης πιστεύουμε ότι το γεγονός αυτό οφείλεται στα πρωτογενή θραύσματα. Καθώς εξέρχονται από το δυναμικό μέρος της αντίδρασης σύμφωνα με το μοντέλο DIT είναι αρκετά διεγερμένα, κάτι το οποίο το υποστηρίζει και ο συγγραφέας του κώδικα [5]. Έτσι στο κομμάτι της αποδιέγερσης οδηγούνται στην απόρριψη ορισμένων νουκλεονίων και τελικά παρατηρούμε μειωμένη την ενεργό διατομή.

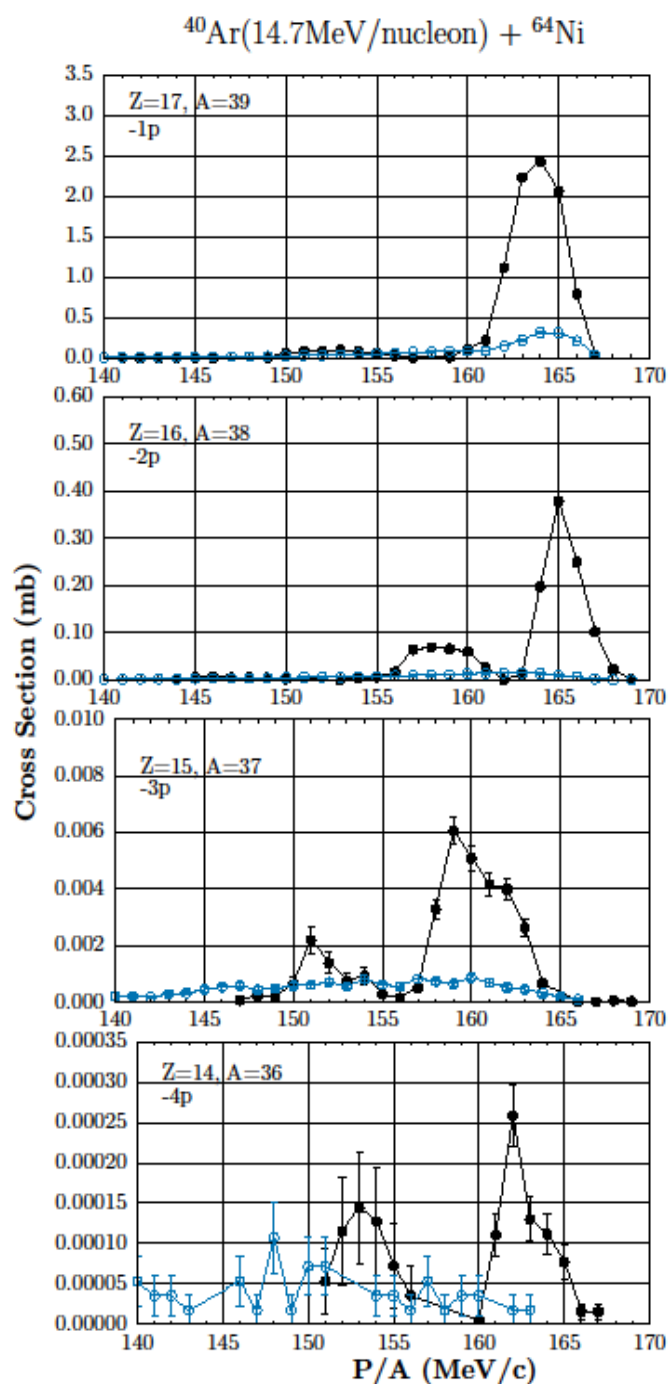
Το μοντέλο DIT στο κομμάτι περιγραφής των κατανομών των ορμών παρουσιάζει αδυναμία, πέρα από λίγα κανάλια όπως είναι στο σχήμα 5.7 και σχήμα 5.9. Το γεγονός αυτό μας αποδεικνύει ότι οι μηχανισμοί που κρύβονται πίσω από την παραγωγή αυτών των ισοτόπων στην ενέργεια 15 MeV/A δεν είναι πλήρως ανελαστικής σκέδασης, μηχανισμός στο οποίο επικεντρώνεται το μοντέλο DIT.



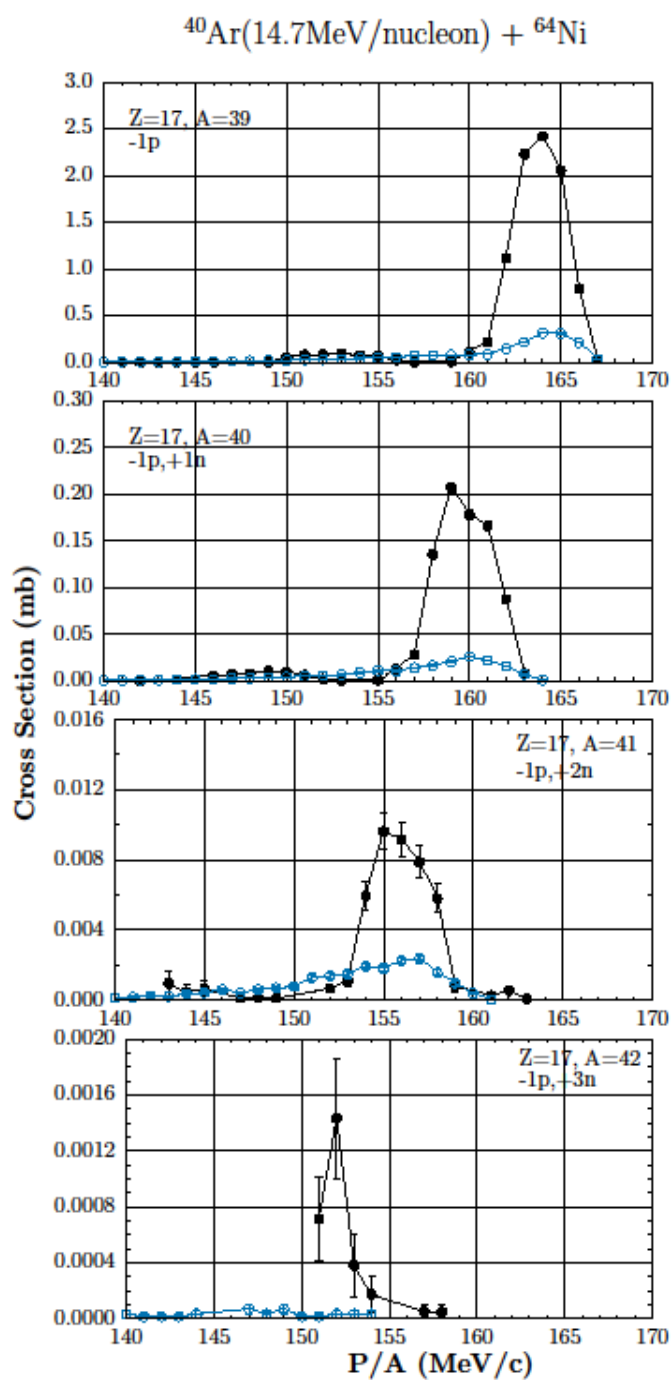
Σχήμα 5.6: Υπολογισμοί ισοτόπων με τα μοντέλα DIT/Gemini (μπλε γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι) στην περιοχή Z=13-20.



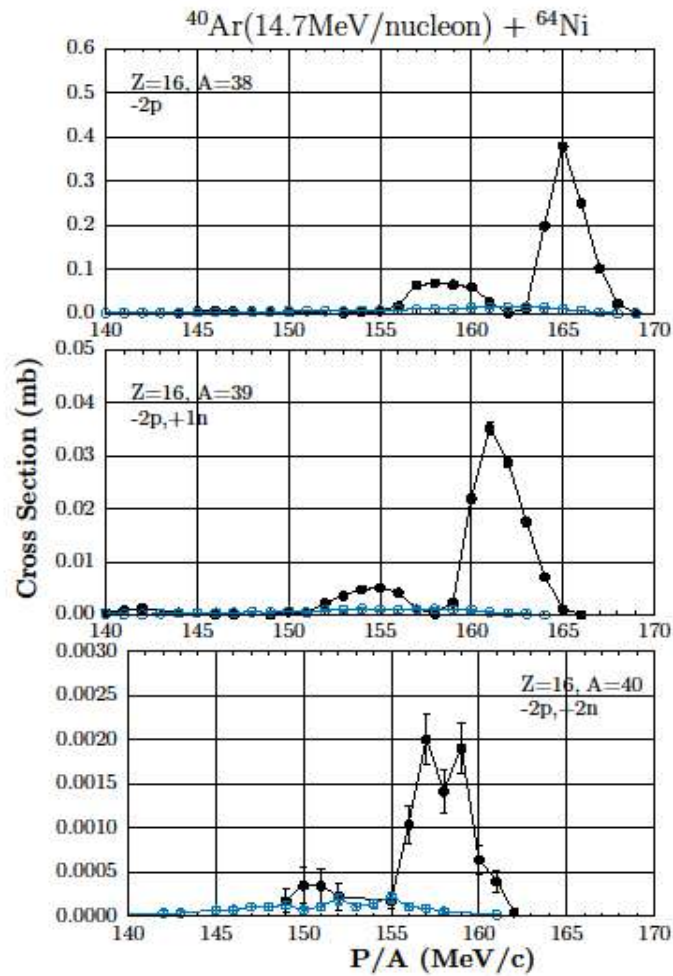
Σχήμα 5.7: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini (μπλε γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια.



Σχήμα 5.8: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini (μπλε γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης από ένα έως και τέσσερα πρωτόνια.



Σχήμα 5.9: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini (μπλε γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV}/A$   $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.



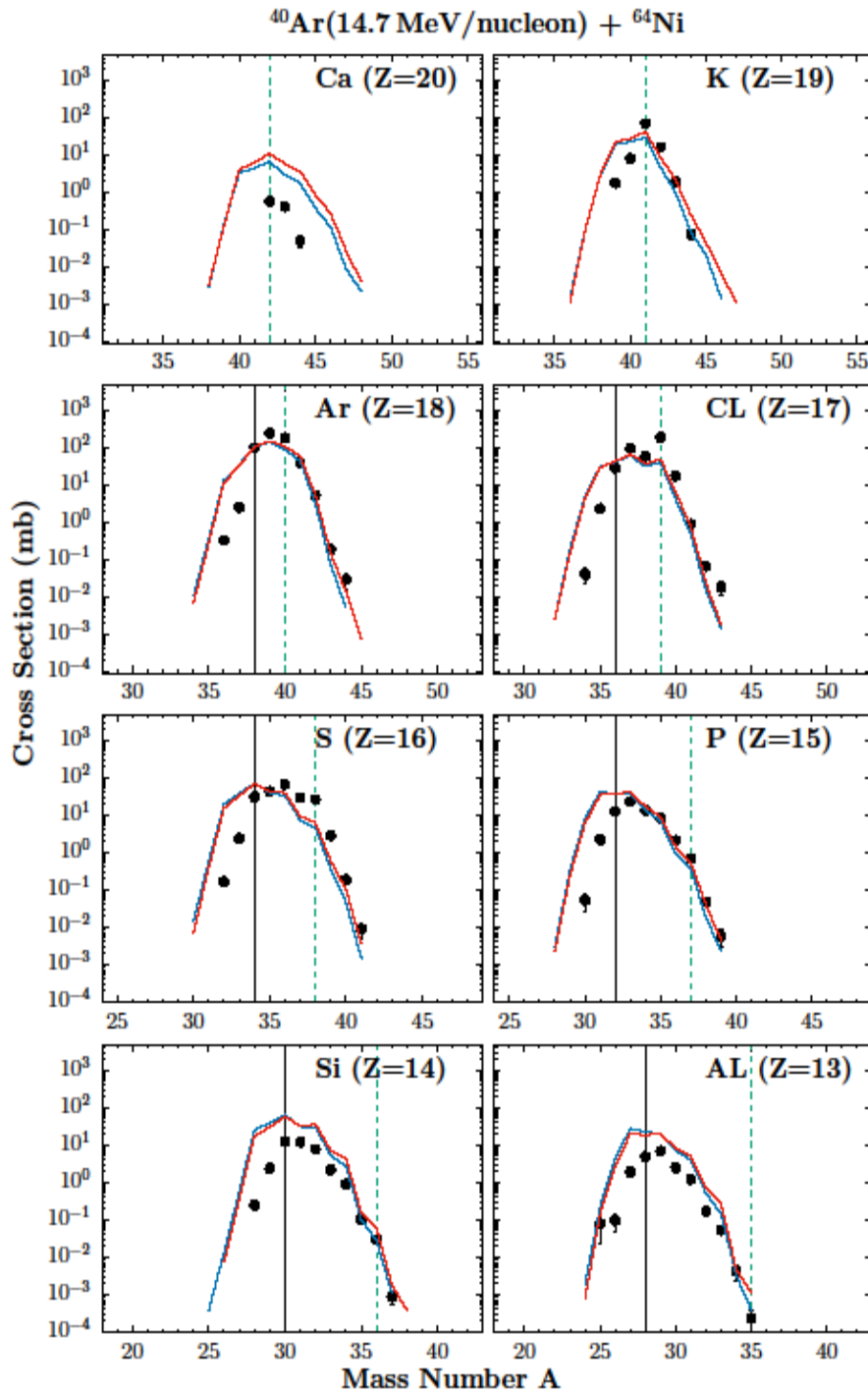
Σχήμα 5.10: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini (μπλε γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και δύο νετρόνια.

### **5.3.1 Υπολογισμοί με το μοντέλο DIT μειώνοντας την ενέργεια διεγέρσεως των πρωτογενών θραυσμάτων**

Αναφέραμε και προηγουμένως, το γεγονός ότι παρατηρούμε μειωμένη ενεργό διατομή στην παραγωγή διαφόρων ισοτόπων με το μοντέλο DIT, γεγονός το οποίο οφείλεται στην αυξημένη ενέργεια διεγέρσεως με την οποία εξέρχονται τα πρωτογενή θραύσματα από το δυναμικό μέρος την αντίδρασης [5]. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα κατά το κομμάτι της αποδιέγερσης να αποβάλλονται επιπλέον νουκλεόνια (κυρίως των προϊόντων που είναι πλούσια σε νετρόνια) και με αυτό τον τρόπο καταλήγουμε σε μειωμένη τιμή στην ενεργό διατομή.

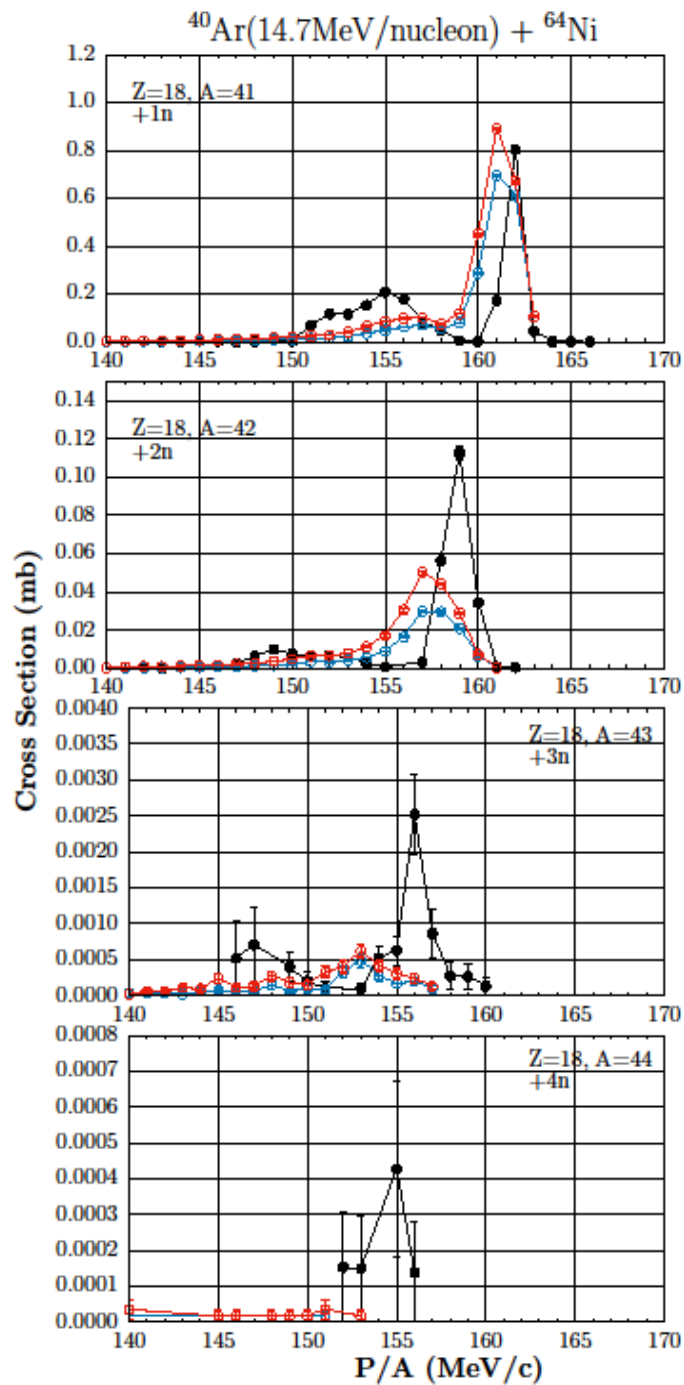
Για να διορθώσουμε εν μέρει αυτήν την αδυναμία του μοντέλου, μειώσαμε την ενέργεια διεγέρσεως των πρωτογενών θραυσμάτων κατά 75% και ύστερα ακολουθήσαμε την ίδια διαδικασία με τον κώδικα αποδιέγερσης Gemini.

Στα αποτελέσματα παραγωγής των ισοτόπων στο σχήμα 5.11 παρατηρούμε μία μικρή αύξηση της ενεργού διατομής όπως ήταν αναμενόμενο. Στις κατανομές των ορμών σχήμα 5.12-15 επίσης παρατηρούμε αύξηση στην ενεργό διατομή χωρίς όμως να βελτιώνονται αισθητά τα αποτελέσματα για την περιγραφή των πειραματικών μετρήσεων.

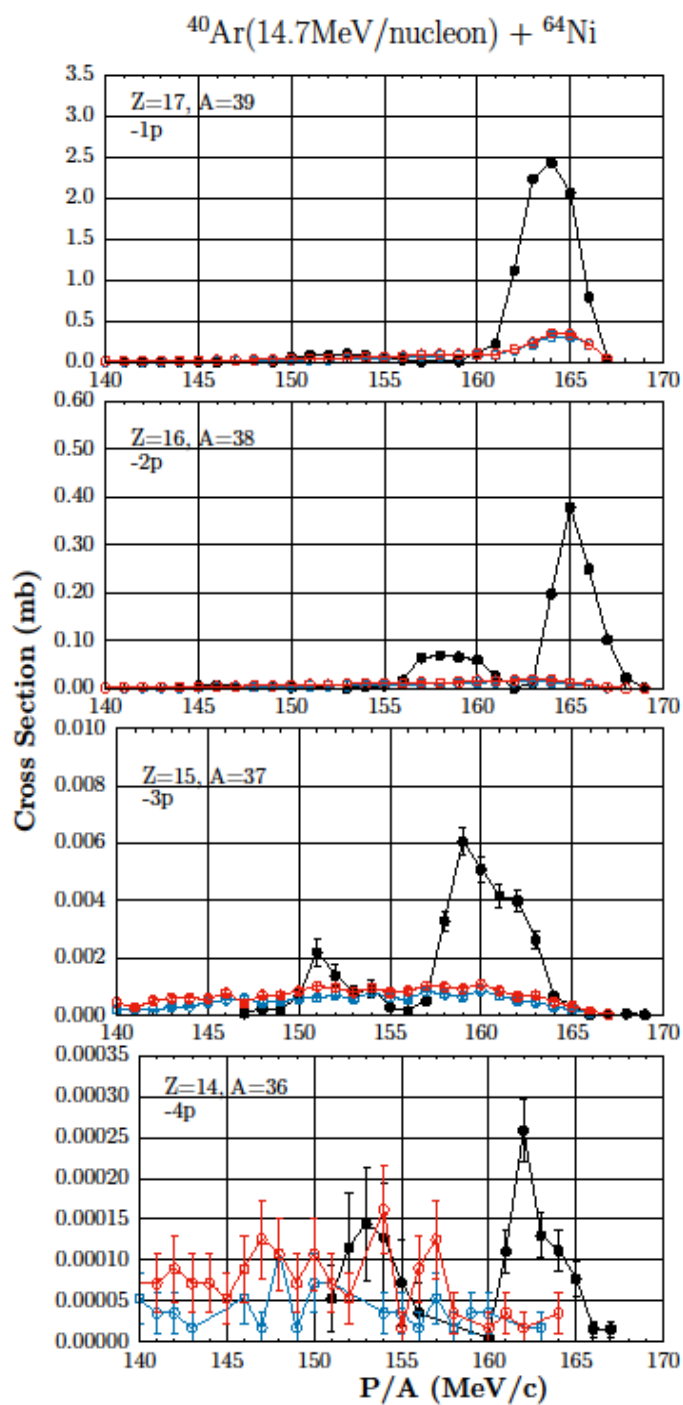


Σχήμα 5.11: Υπολογισμοί ισοτόπων με τα μοντέλα DIT/Gemini, με τις κλασικές τιμές των παραμέτρων (μπλε γραμμή), με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι) στην περιοχή Z=13-20.

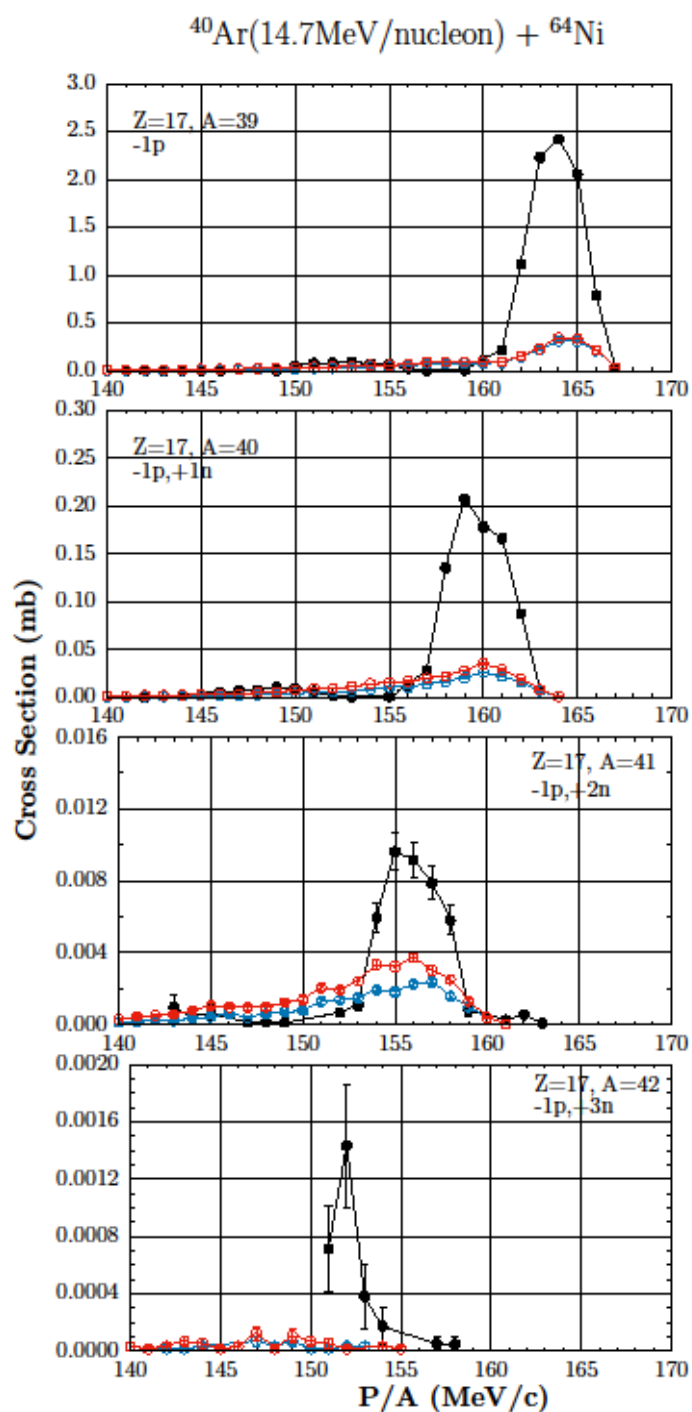




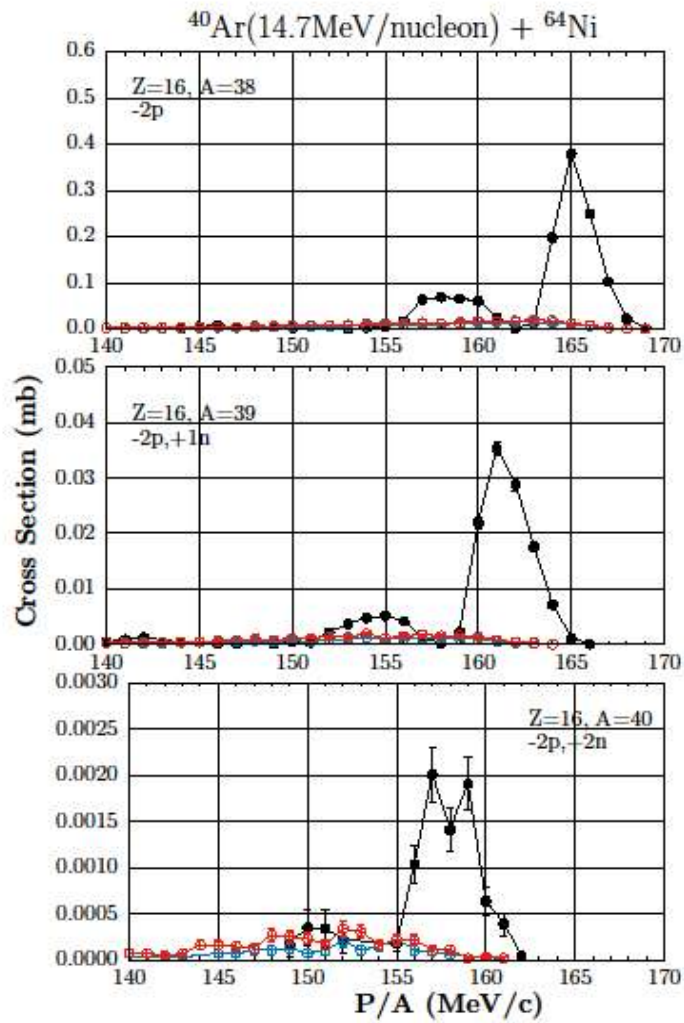
Σχήμα 5.12: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini, με τις κλασικές τιμές των παραμέτρων (μπλε γραμμή), με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια.



Σχήμα 5.13: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini, με τις κλασικές τιμές των παραμέτρων (μπλε γραμμή), με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης από ένα έως και τέσσερα πρωτόνια.



Σχήμα 5.14: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini, με τις κλασικές τιμές των παραμέτρων (μπλε γραμμή), με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.



Σχήμα 5.15: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini, με τις κλασικές τιμές των παραμέτρων (μπλε γραμμή), με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και δύο νετρόνια.

## 5.4 Υπολογισμοί με το μοντέλο CoMD

Το μοντέλο CoMD έχει πολλές δυνατότητες και αφήνει στην ευχέρεια του χρήστη τον καθορισμό της τιμής σε πολλές παραμέτρους. Το γεγονός αυτό καθιστά το μοντέλο αρκετά περίπλοκο στη χρήση του. Κατά την μελέτη μας αναλύσαμε διάφορες παραμέτρους και στοιχεία του μοντέλου που επηρεάζουν τους υπολογισμούς. Έτσι καταλήξαμε σε τιμές των παραμέτρων ώστε να έχουμε ακρίβεια στην στατιστική μέτρηση, πετυχαίνοντας ταυτόχρονα την αναγκαία ταχύτητα για την διεκπεραίωση αυτών σε αποδεκτό χρόνο.

Έχοντας θέσει την ενέργεια της δέσμης στα 14.7 MeV/A, την παράμετρο κρούσης στο εύρος [4,14] fm, την συμπιεστότητα  $K = 254$  MeV σύμφωνα και την βιβλιογραφία [48], την αρχική απόσταση βλήματος-στόχου στα 50 fm και αφήνοντας το σύστημα να εξελιχθεί για χρόνο 600 fm/c ( $2 \times 10^{-21}$  sec) τρέξαμε τους υπολογισμούς μας.

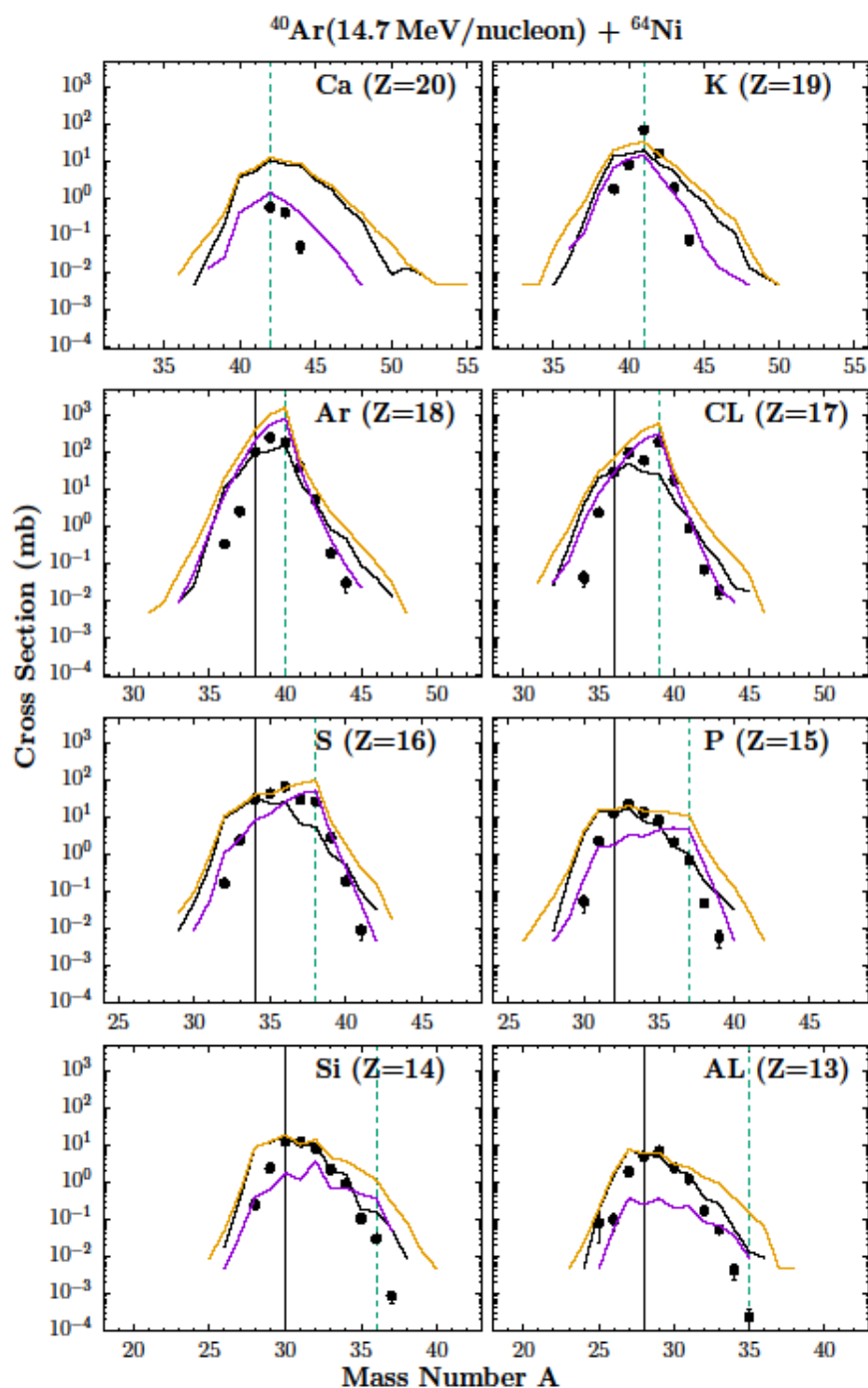
Ως γνωστόν από προηγούμενες μελέτες [52] ποσοστό από τα τελικά θραύσματα που λαμβάνουμε είναι με αρνητική ενέργεια διεγέρσεως. Η ανάγκη να μην απορρίψουμε αυτά τα θραύσματα, για το λόγο ότι χρειαζόμαστε μεγάλο αριθμό γεγονότων για να έχουμε μία καλή στατιστική και έτσι ώστε να καταφέρουμε να ερμηνεύσουμε τις στατιστικές κατανομές που θέλουμε, μας οδήγησε στο να ελέγξουμε την ποιότητα των γεγονότων με αρνητική ενέργεια διεγέρσεως και να αποφασίσουμε αν μπορούμε να τα κρατήσουμε ή όχι.

Όπως αναφέραμε και στην παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων, φαίνεται ότι προέρχονται από περιφερειακές αντιδράσεις με χαμηλή ενέργεια διεγέρσεως. Έτσι στα γεγονότα του μοντέλου CoMD με αρνητική ενέργεια διεγέρσεως, πήραμε την πρωτοβουλία να την θέσουμε ίση με μηδέν και επιλέξαμε εκείνα τα οποία προέρχονται από αρκετά περιφερειακές αντιδράσεις ώστε να δικαιολογείται αυτή η επιλογή μας. Για ευκολία στην ορολογία θα ονομάσουμε A το σύνολο των γεγονότων που διαθέτουν θετική ενέργεια διεγέρσεως και B το σύνολο των γεγονότων το οποίο περιέχει τα γεγονότα A συν τα γεγονότα που έχουμε θέσει την ενέργεια διεγέρσεως ίση με μηδέν. Στο παράρτημα II φαίνεται ένα δείγμα από τους ελέγχους που κάναμε ώστε να επιλέξουμε την κατάλληλη παράμετρο κρούσης για τα B γεγονότα. Έτσι από το αρχικό εύρος [4,14] που είχαμε θέσει στους υπολογισμούς μας,

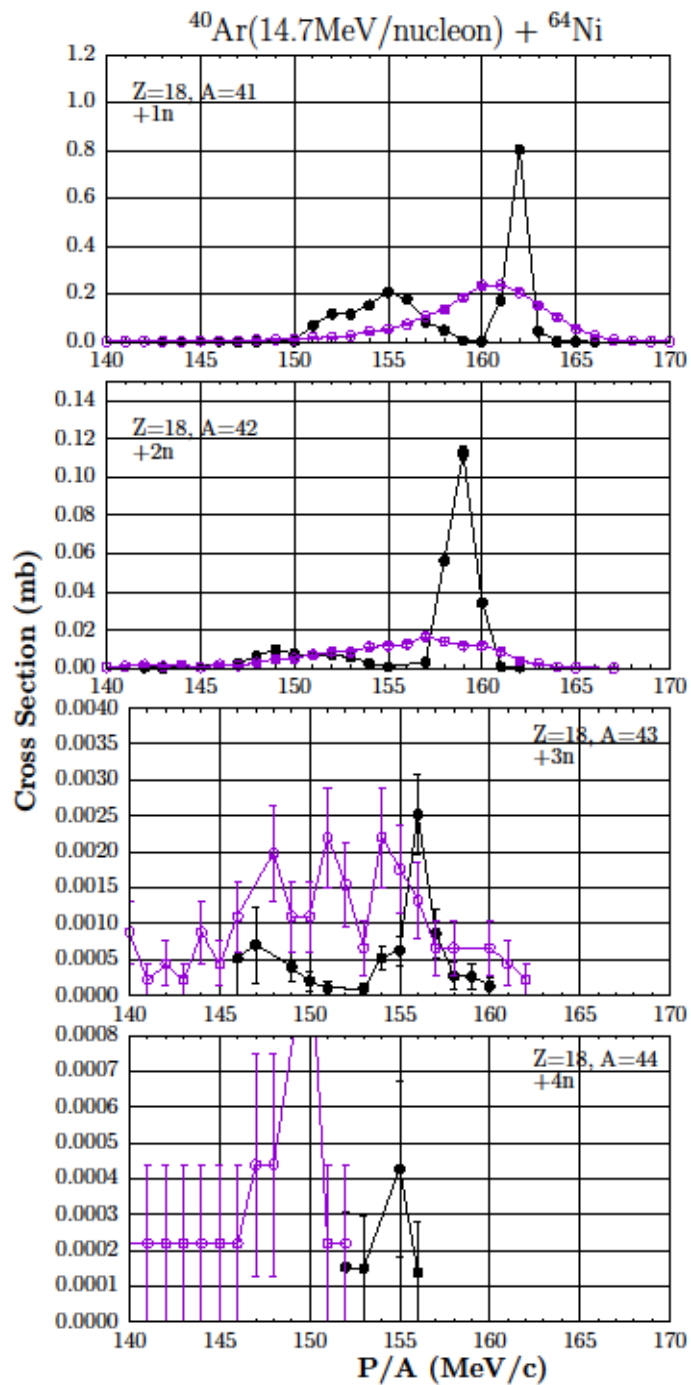
κρατήσαμε τα γεγονότα τα οποία βρίσκονται εντός του εύρους [8.5,12] fm, καθώς κάτω από την τιμή 8.5 fm εμφανίζονται θραύσματα με μεγάλη ενέργεια διεγέρσεως και πάνω από 12 fm ενισχύεται έντονα η αποβολή ενός και δύο νουκλεονίων κάτι που δεν δικαιολογούν τα πειραματικά μας δεδομένα. Εκεί επίσης παρατίθενται και περαιτέρω έλεγχοι που έγιναν ώστε να πιστοποιήσουμε την ποιότητα των γεγονότων τύπου B.

Αφού έχουμε καταλήξει ότι τα B γεγονότα είναι κατάλληλα να μας δώσουν πληροφορίες για την αντίδραση που μελετάμε, στην συνέχεια παραθέτουμε τα διαγράμματα παραγωγής ισοτόπων καθώς επίσης και τα διαγράμματα κατανομής των ορμών. Στο σχήμα 5.16 μπορούμε να δούμε ότι τα B γεγονότα με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12] (μωβ γραμμή), μπορούν να περιγράψουν αρκετά καλά τα πειραματικά μας δεδομένα αφήνοντας βέβαια χώρο για πολλές βελτιώσεις.

Οι υπολογισμοί που εκτελέσαμε με το μοντέλο CoMD για τις κατανομές των ορμών φαίνονται στα σχήματα 5.17-20. Το εύρος για την παράμετρο κρούσης είναι [8.5,12]. Σε ορισμένα κανάλια οι υπολογισμοί περιγράφουν ικανοποιητικά τα πειραματικά μας δεδομένα, ενώ η προσπάθεια της ερευνητικής μας ομάδας για την βελτίωσή τους συνεχίζεται.

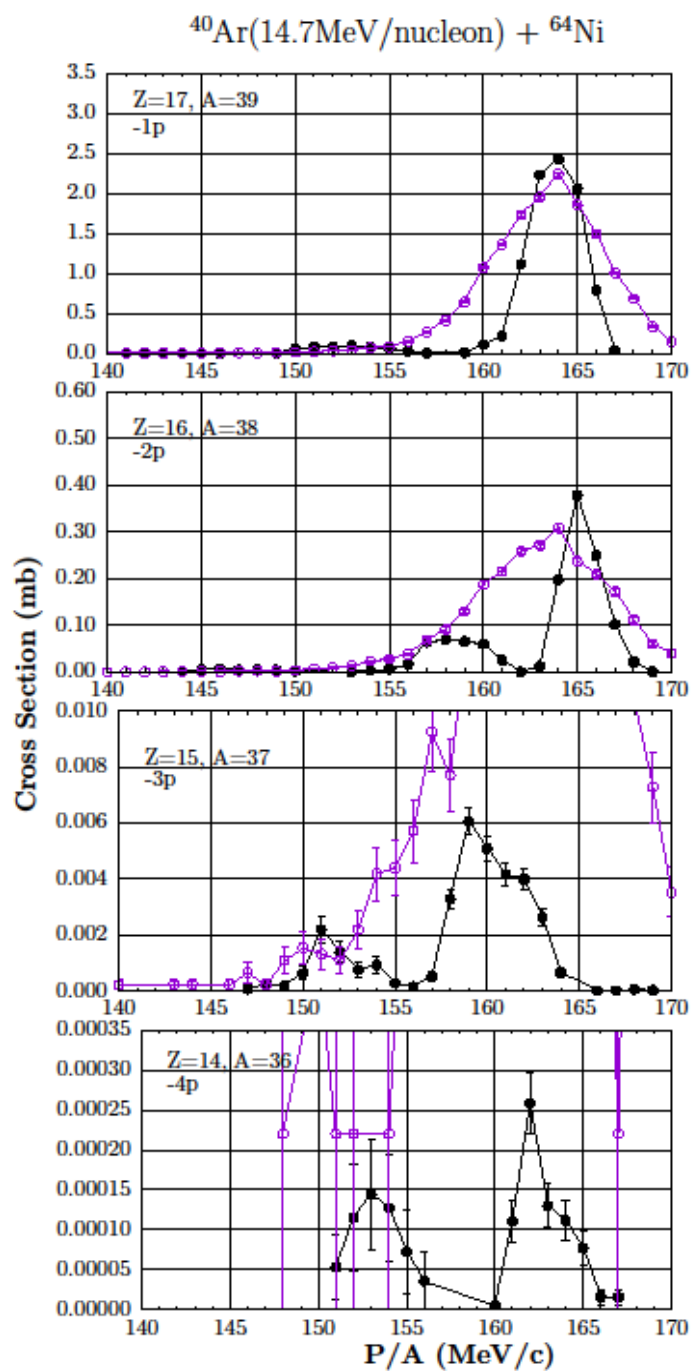


Σχήμα 5.16: Υπολογισμοί ισotόπων με τα μοντέλα CoMD/Gemini, γεγονότα τύπου A με παράμετρο κρούσης [4,14] (μαύρη γραμμή), γεγονότα τύπου B με παράμετρο κρούσης [4,14] (κίτρινη γραμμή), γεγονότα τύπου B με παράμετρο κρούσης [8.5,12] (μωβ γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι) στην περιοχή Z=13-20.

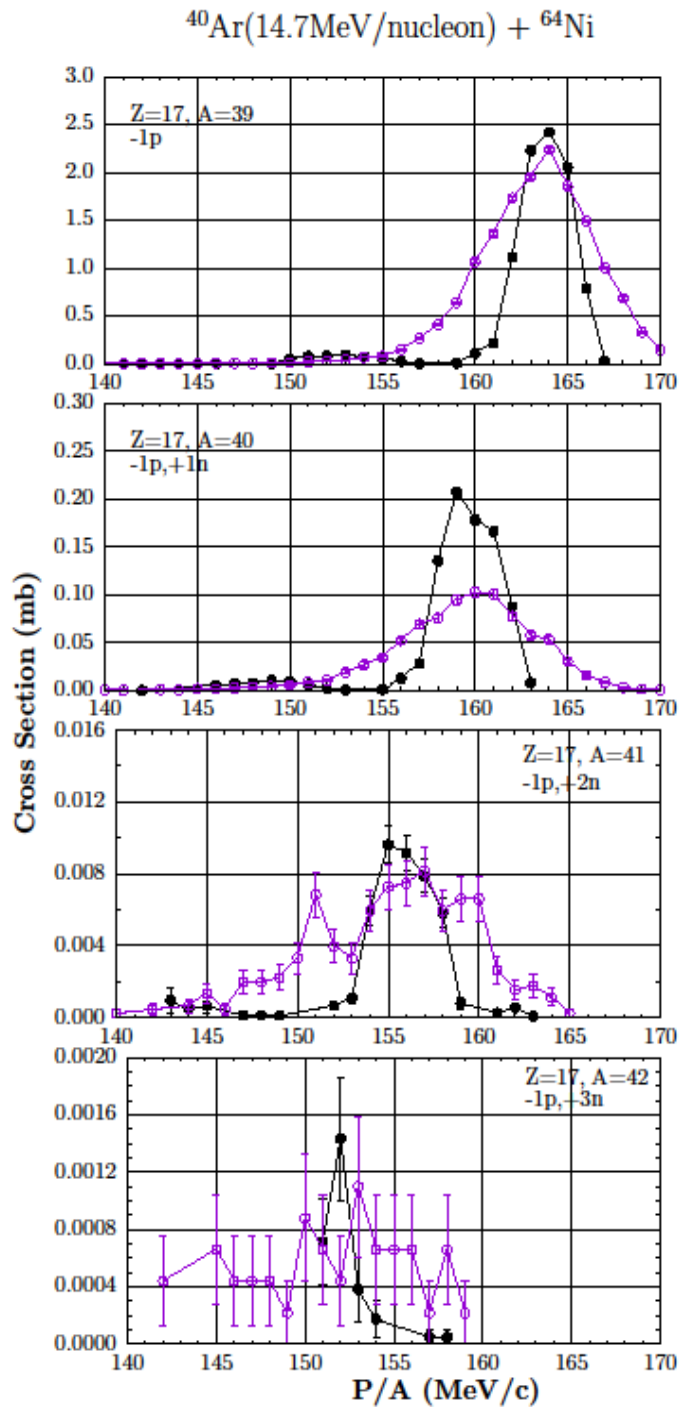


Σχήμα 5.17: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα CoMD/Gemini, γεγονός τύπου B με παράμετρο κρούσης [8.5,12] (μωβ γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια.

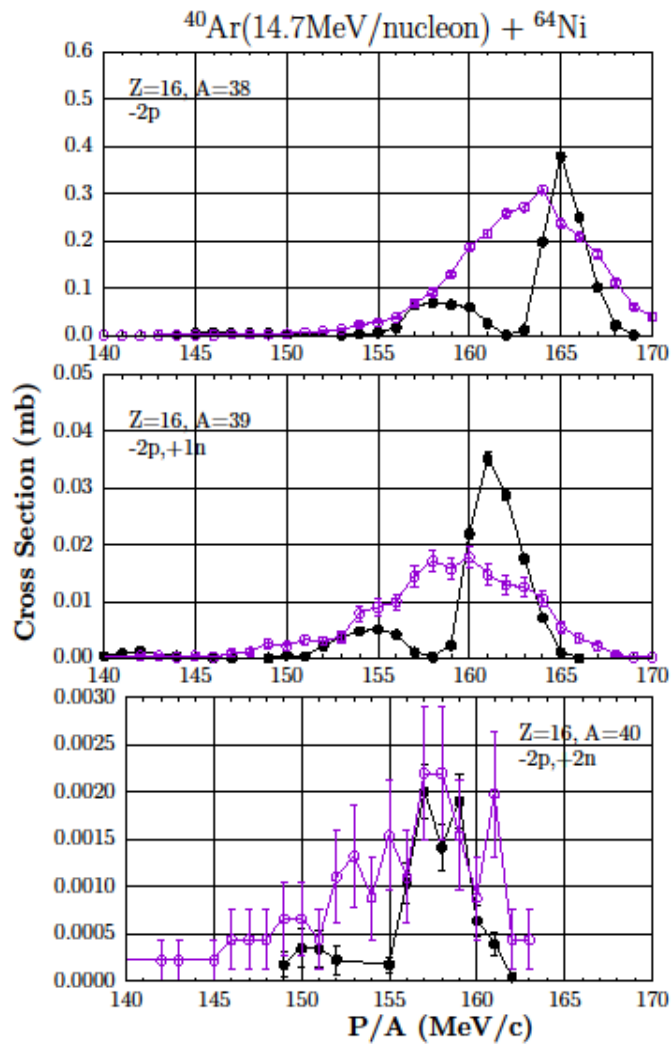




Σχήμα 5.18: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα CoMD/Gemini, γεγονότα τύπου B με παράμετρο κρούσης [8.5,12] (μωβ γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης από ένα έως και τέσσερα πρωτόνια.



Σχήμα 5.19: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα CoMD/Gemini, γεγονός τύπου B με παράμετρο κρούσης [8.5,12] (μωβ γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.



Σχήμα 5.20: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα CoMD/Gemini, γεγονός τύπου B με παράμετρο κρούσης [8.5,12] (μωβ γραμμή). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και δύο νετρόνια.

Όπως είναι φανερό η περιγραφή των κατανομών των ορμών απαιτεί βελτίωση στο μοντέλο CoMD. Καθ' όλη την διάρκεια της παρούσας ερευνητικής εργασίας επιχειρήθηκαν βελτιώσεις του μοντέλου και συνεχίζουμε ακόμα. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται έχουν ελεγχθεί με πολλούς τρόπους και αποτελούν επί του παρόντος την βέλτιστη συμπεριφορά του μοντέλου.

Βασικοί στόχοι της ομάδας για την βελτίωση της περιγραφής των κατανομών των ορμών είναι πρώτον, οι κορυφές να είναι πιο στενές και όχι τόσο απλωμένες όπως παρατηρούμε στα περισσότερα κανάλια. Αυτό πιστεύουμε ότι οφείλεται σε αδυναμίες του μοντέλου στην σωστή περιγραφή της θεμελιώδους κατάστασης των αντιδρώντων και βρίσκεται υπό μελέτη για την βελτίωσή του. Δεύτερον, θέλουμε να συμπεριλάβουμε στους υπολογισμούς μας τον όρο συζεύξεως (pairing), ο οποίος ενισχύει την μεταφορά νουκλεονίων σε ζευγάρια και τέλος το φαινόμενο ανταλλαγής φορτίου (charge exchange) όπου η μεταφορά νουκλεονίων δεν γίνεται με τον κλασικό τρόπο ανταλλαγής νουκλεονίων αλλά ανταλλάζοντας το φορτίο τους δύο νουκλεόνια μέσω της μεταφοράς πιονίου.

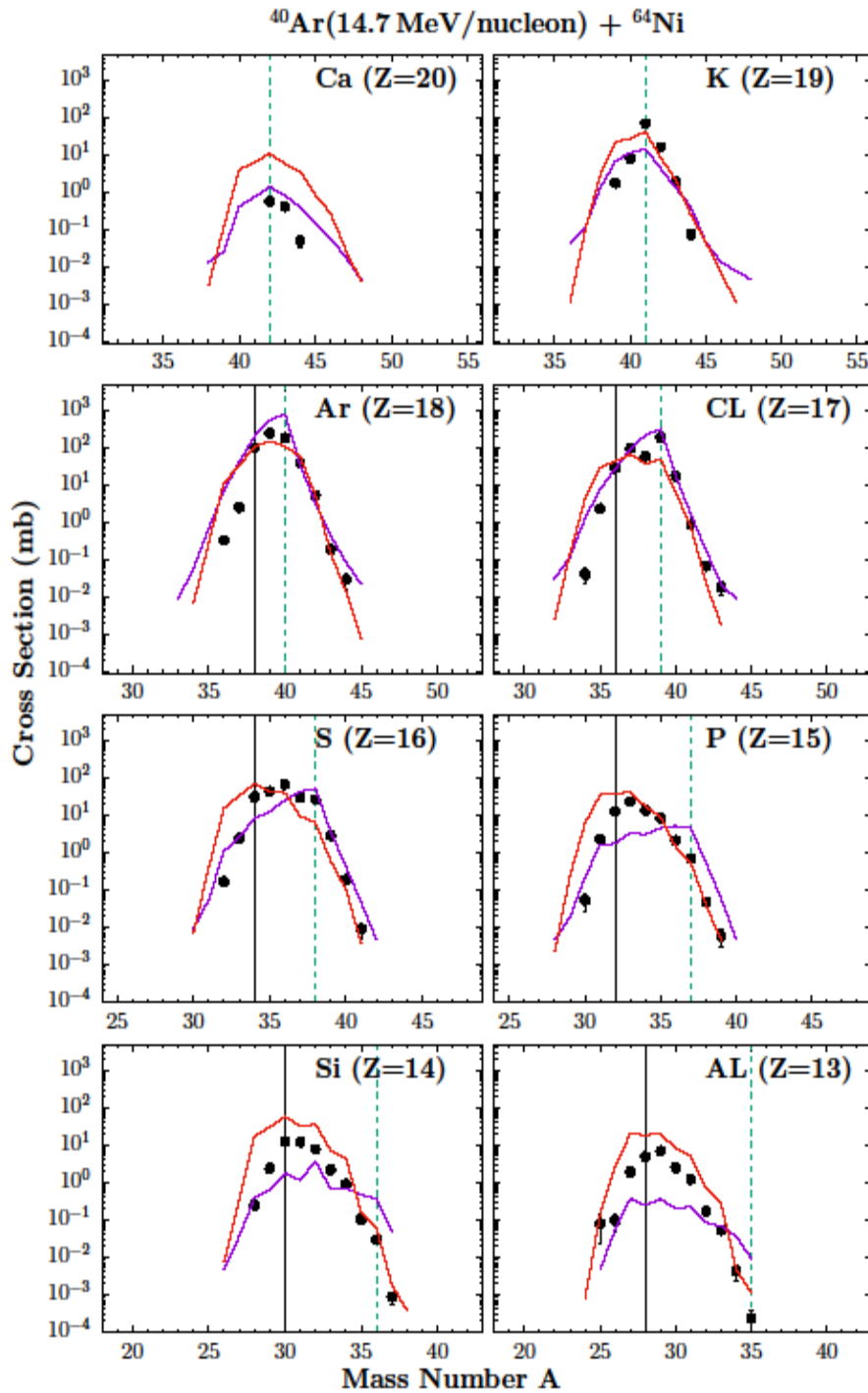
## 5.5 Σύγκριση των δύο μοντέλων DIT & CoMD

Τοποθετώντας στα ίδια διαγράμματα τους υπολογισμούς μας με το DIT μειωμένης ενέργειας διεγέρσεως κατά 75 % και του CoMD με παράμετρο κρούσης στο εύρος [8.5,12], θα κάνουμε μία σύγκριση των δύο μοντέλων παρατηρώντας τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματα του καθενός.

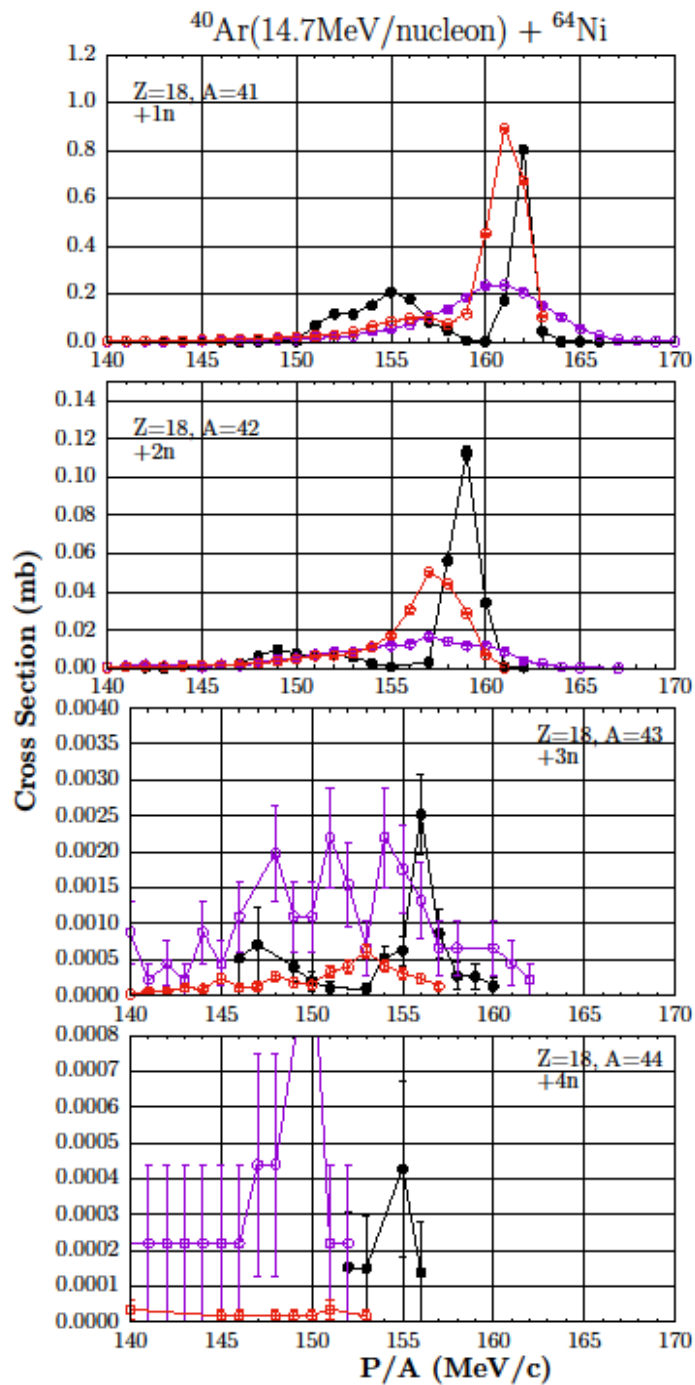
Παρατηρώντας το σχήμα 5.21 για τα ισότοπα κοντά στο βλήμα και τα δύο μοντέλα παρουσιάζουν καλή συμπεριφορά, με το μοντέλο CoMD να έχει μεγαλύτερες τιμές ενεργού διατομής από το DIT χωρίς να είναι αυτό βέβαια πάντα επιθυμητό.

Στα σχήματα 5.22-25 μπορούμε να δούμε την σύγκριση στις κατανομές των ορμών. Το μοντέλο DIT έχει γενική αδυναμία στην περιγραφή αυτών πέρα από τα κανάλια  $+1n$  και  $+2n$  όπου παρουσιάζει αισθητά καλύτερη

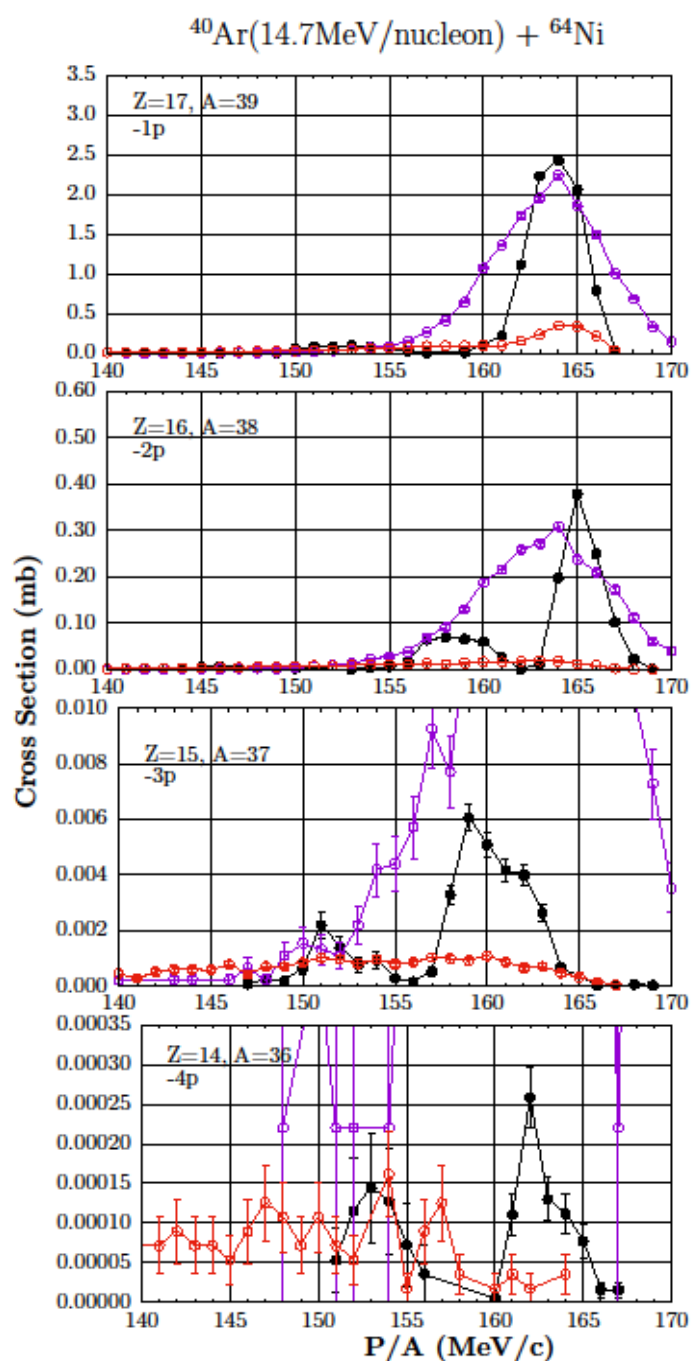
συμπεριφορά από το CoMD. Από την άλλη μεριά το μοντέλο CoMD βρίσκεται κοντά στην γενική περιγραφή των πειραματικών δεδομένων αφήνοντας περιθώρια για αρκετές βελτιώσεις, κάτι το οποίο δουλεύεται ήδη από την ομάδα, αντίθετα το DIT, λόγω τρόπου κατασκευής δεν προσφέρει την δυνατότητα για επεμβάσεις ώστε να καταφέρουμε να βελτιώσουμε την περιγραφή των δεδομένων.



Σχήμα 5.21: Υπολογισμοί ισοτόπων με τα μοντέλα DIT/Gemini με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή) και με το μοντέλο CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12]. Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι) στην περιοχή Z=13-20.

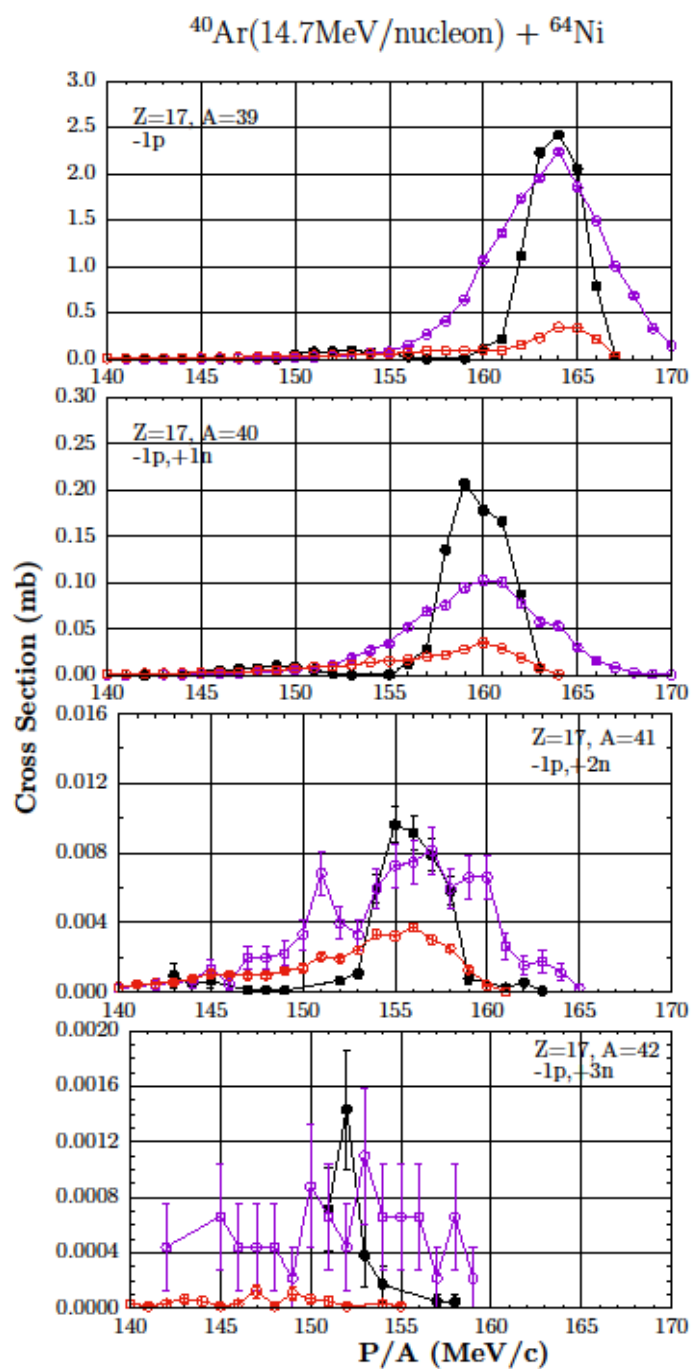


Σχήμα 5.22: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή) και με το μοντέλο CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12]. Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια.

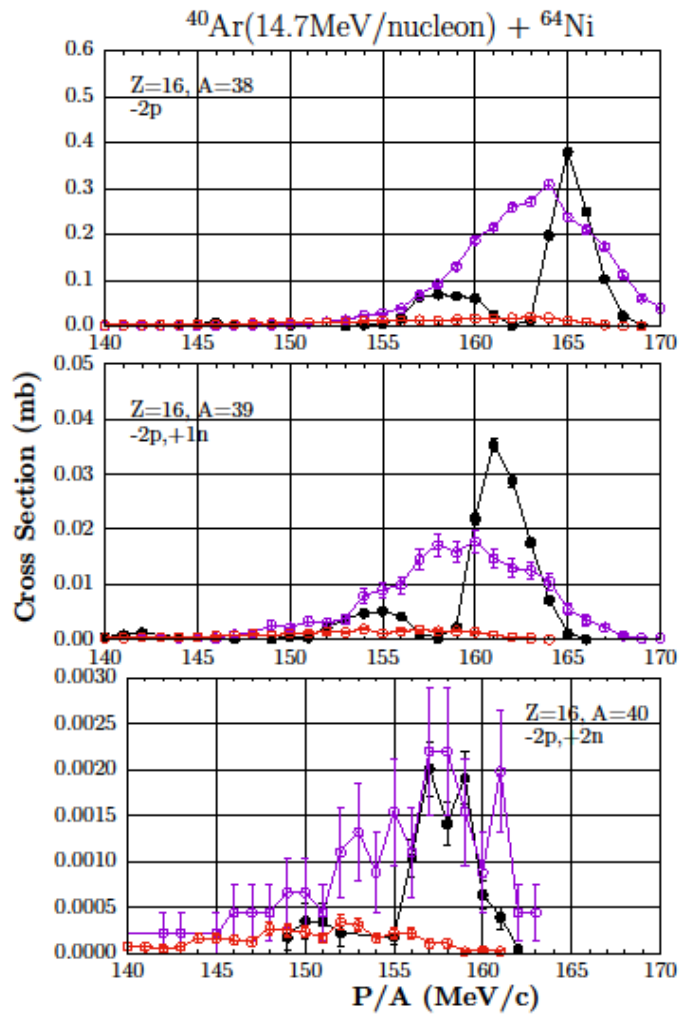


Σχήμα 5.23: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή) και με το μοντέλο CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12]. Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης από ένα έως και τέσσερα πρωτόνια.





Σχήμα 5.24: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή) και με το μοντέλο CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12]. Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.



Σχήμα 5.25: Υπολογισμοί κατανομής των ορμών με τα μοντέλα DIT/Gemini με μειωμένη ενέργεια διεγέρσεως 75% (κόκκινη γραμμή) και με το μοντέλο CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12]. Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και δύο νετρόνια.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

### ΑΝΑΚΕΦΑΛΑΙΩΣΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η κατανόηση του μηχανισμού παραγωγής νουκλιδίων πλούσιων σε νετρόνια μπορεί να μας δώσει πληροφορίες για τον τρόπο δημιουργίας των γνωστών μας στοιχείων του περιοδικού πίνακα. Οι πυρηνικές αντιδράσεις με κατάλληλους μηχανισμούς έχουν την δυνατότητα να μας δώσουν τις απαραίτητες σχετικές πληροφορίες.

Κατά την εκπόνηση του παρόντος πονήματος, αρχικά έγινε συστηματική μελέτη για την κατανόηση των βασικών μεγεθών και της κινηματικής θεωρίας που διέπουν τις πυρηνικές αντιδράσεις. Αφού έγινε κατανόηση και καταγραφή αυτών συνεχίσαμε μελετώντας τα είδη των πυρηνικών αντιδράσεων. Αφομοιώνοντας τους μηχανισμούς μπορέσαμε να αντιληφθούμε ποιες είναι οι απαιτήσεις για την παραγωγή πλούσιων σε νετρόνια πυρήνων.

Δεδομένα λάβαμε από παλαιότερο πείραμα της ερευνητικής μας ομάδας της αντιδράσεως  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  με ενέργεια δέσμης 15 MeV/A, ανιχνεύοντας τα θραύσματα σε γωνία  $4^\circ$ . Έχοντας μελετήσει σε προηγούμενες εργασίες την παραγωγή νουκλιδίων, εστίασαμε την προσπάθειά μας στην κατανόηση της κινηματικής των θραυσμάτων μέσα από τις κατανομές των ορμών αυτών. Θεωρούμε ότι με περιφερειακές αντιδράσεις σε αυτήν την τιμή της ενέργειας, προσφέρεται η δυνατότητα της πολλαπλής μεταφοράς νουκλεονίων, οδηγώντας κατά αυτόν τον τρόπο στον επιθυμητό μας στόχο, δηλαδή την παραγωγή πυρήνων πλούσιων σε νετρόνια.

Θεωρητική περιγραφή των πειραματικών δεδομένων έγινε με χρήση δύο μοντέλων για το δυναμικό μέρος της αντίδρασης, των CoMD και DIT. Στη συνέχεια τα πρωτογενή θραύσματα οδηγήθηκαν στον στατιστικό κώδικα αποδιέγερσης Gemini ώστε να λάβουμε τα τελικά προϊόντα της αντίδρασης. Η καλή χρήση των μοντέλων απαιτεί βαθιά κατανόηση των βασικών λειτουργιών τους και της διαδικασίας υπολογισμών τους οποίους εκτελούν. Δίνοντας έμφαση κυρίως στα μοντέλα πυρηνικής δυναμικής CoMD και DIT, μελετήσαμε και καταγράψαμε τον τρόπο λειτουργίας τους, εκτελώντας

βελτιώσεις και τροποποιήσεις ώστε να γίνει η καλύτερη δυνατή περιγραφή για το υπό μελέτη σύστημα.

## ΠΙΝΑΚΑΣ ΟΡΟΛΟΓΙΑΣ

Πίνακας 1: Πίνακας ορολογίας με τις αντιστοιχίσεις των ελληνικών και ξενόγλωσσων όρων

Ξενόγλωσσος όρος	Ελληνικός Όρος
Neutron-proton drip lines	Γραμμή κόρου νετρονίων-πρωτονίων
Cross section	Ενεργός διατομή
Grazing angle	Γωνία επαφής
Pauli blocking	Παρεμπόδιση Pauli
Nucleon transfer	Μεταφορά νουκλεονίου

## Συντμήσεις – Αρκτικόλεξα – Ακρωνύμια

### Ακρωνύμια και ανάπτυξή τους

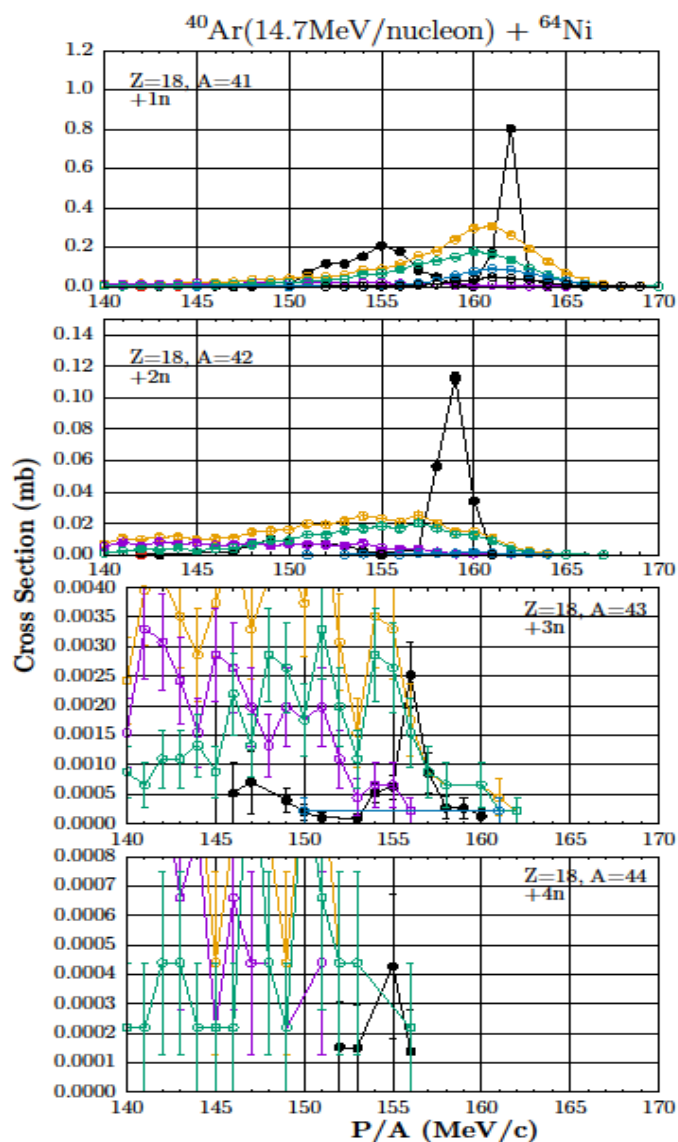
CoMD	Constraint Molecular Dynamics
QMD	Quantum Molecular Dynamics
DIT	Deep Inelastic Transfer
TDHF	Time Dependent Hartee Fock
ECR	Electron Cyclotron Resonance
RIB	Radioactive Ion Beam
ISOL	Isotope Separation On Line
ToF	Time of Flight
PPAC	Parallel Plate Avalanche Counter
NMR	Nuclear Magnetic Resonance

## Παράρτημα I

Ένα βασικό πρόβλημα του μοντέλου CoMD είναι στον υπολογισμό της ενέργειας διεγέρσεως των πρωτογενών θραυσμάτων, σύμφωνα με τους υπολογισμούς που εκτελεί. Ορισμένα από τα θραύσματα εξέρχονται από το δυναμικό μέρος της αντίδρασης με αρνητική ενέργεια διεγέρσεως. Εμείς είμαστε αναγκασμένοι να ελέγξουμε την ποιότητα αυτών των θραυσμάτων, ώστε έχοντας εν τέλει την δυνατότητα να μην τα απορρίψουμε, να καταφέρουμε να φτάσουμε σε μεγάλο αριθμό γεγονότων για ένα καλό στατιστικό δείγμα και τελικά την ερμηνεία των πειραματικών δεδομένων.

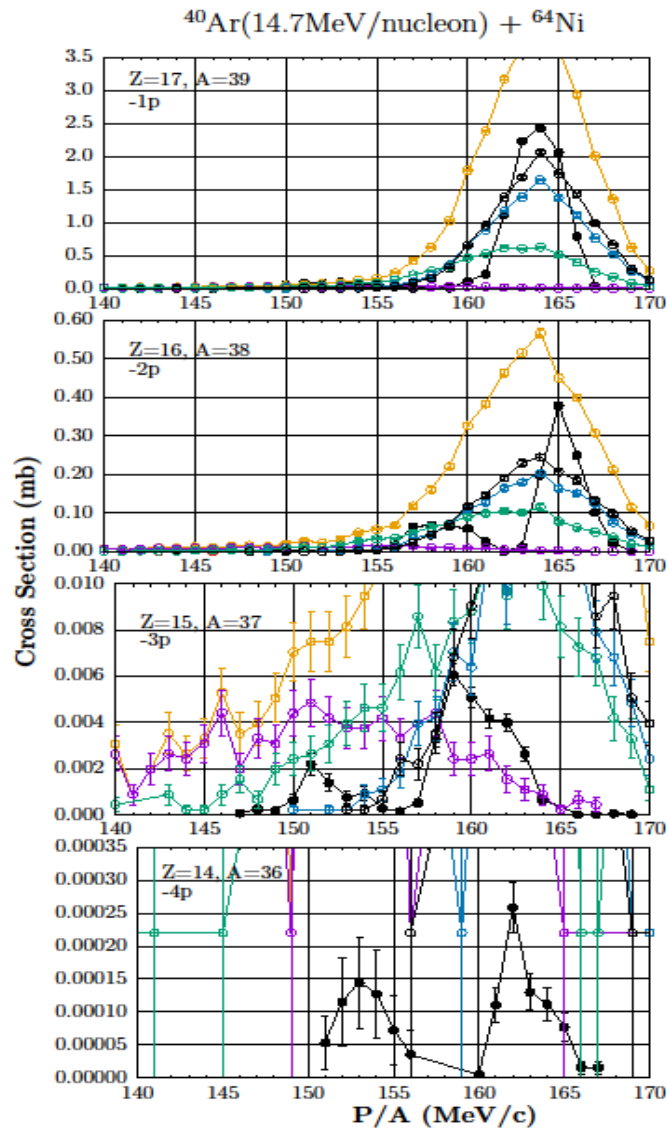
Γνωρίζοντας ότι τα πειραματικά μας δεδομένα προέρχονται από περιφερειακές αντιδράσεις κοντά στην grazing angle, συμπεραίνουμε ότι η παράμετρος κρούσης θα έχει μεγάλες τιμές και η ενέργεια διεγέρσεως των πρωτογενών θραυσμάτων θα είναι αρκετά μικρή. Έτσι την αρνητική ενέργεια διεγέρσεως των θραυσμάτων την θέσαμε ίση με μηδέν. Όπως κάναμε και στο κυρίως κείμενο της εργασίας θα ξεχωρίσουμε τα γεγονότα με τον εξής τρόπο: θα ονομάσουμε A το σύνολο των γεγονότων που διαθέτουν θετική ενέργεια διεγέρσεως και B το σύνολο των γεγονότων το οποίο περιέχει τα γεγονότα A συν τα γεγονότα που έχουμε θέσει την ενέργεια διεγέρσεως ίση με μηδέν.

Το επόμενο βήμα μας είναι η σωστή επιλογή παραμέτρου κρούσης. Για το λόγο αυτό εκτελέσαμε εκτενείς υπολογισμούς σε πολλά εύρη για την παράμετρο κρούσης. Ορισμένοι από τους υπολογισμούς φαίνονται στα σχήματα 27-30. Ως αποτέλεσμα καταλήξαμε ότι η παράμετρο κρούσης για την αντίδραση μας πρέπει να κυμαίνεται στο εύρος [8.5,12], καθώς κάτω από 8.5 fm τα γεγονότα έχουν υψηλή ενέργεια διεγέρσεως και αδυνατούν να περιγράψουν τα πειραματικά δεδομένα, επίσης πάνω από τα 12 fm φαίνεται να ενισχύεται σε μεγάλο βαθμό η αποβολή νουκλεονίων.

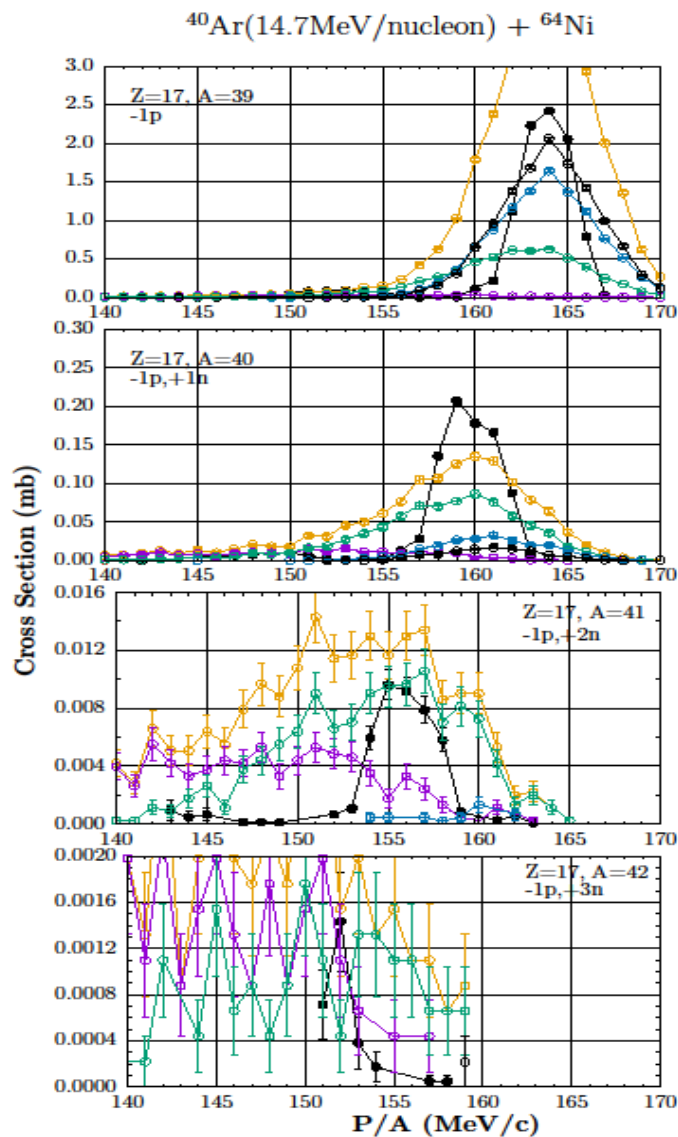


Σχήμα 26: Υπολογισμοί με τα μοντέλα CoMD/Gemini για τα Β γεγονότα. Όλα τα γεγονότα του υπολογισμού με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,14] (κίτρινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,6] (κόκκινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [6,8] (μωβ γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8,10] (πράσινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [10,12] (μπλε γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [12,14] (μαύρη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια.

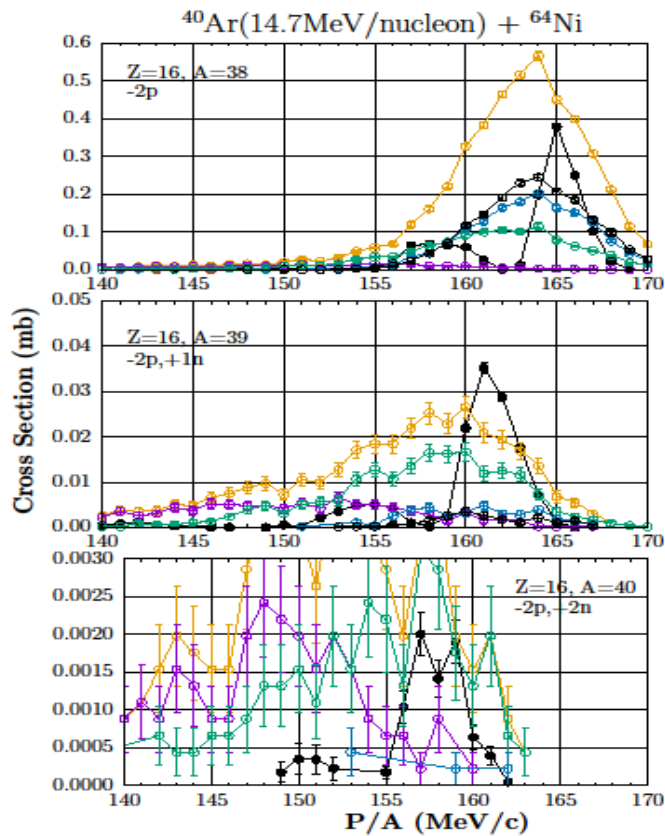




Σχήμα 27: Υπολογισμοί με τα μοντέλα CoMD/Gemini για τα Β γεγονότα. Όλα τα γεγονότα του υπολογισμού με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,14] (κίτρινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,6] (κόκκινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [6,8] (μωβ γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8,10] (πράσινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [10,12] (μπλε γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [12,14] (μαύρη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης από ένα έως και τέσσερα πρωτόνια.



Σχήμα 28: Υπολογισμοί με τα μοντέλα CoMD/Gemini για τα Β γεγονότα. Όλα τα γεγονότα του υπολογισμού με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,14] (κίτρινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,6] (κόκκινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [6,8] (μωβ γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8,10] (πράσινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [10,12] (μπλε γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [12,14] (μαύρη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης 15 MeV/A  $^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.

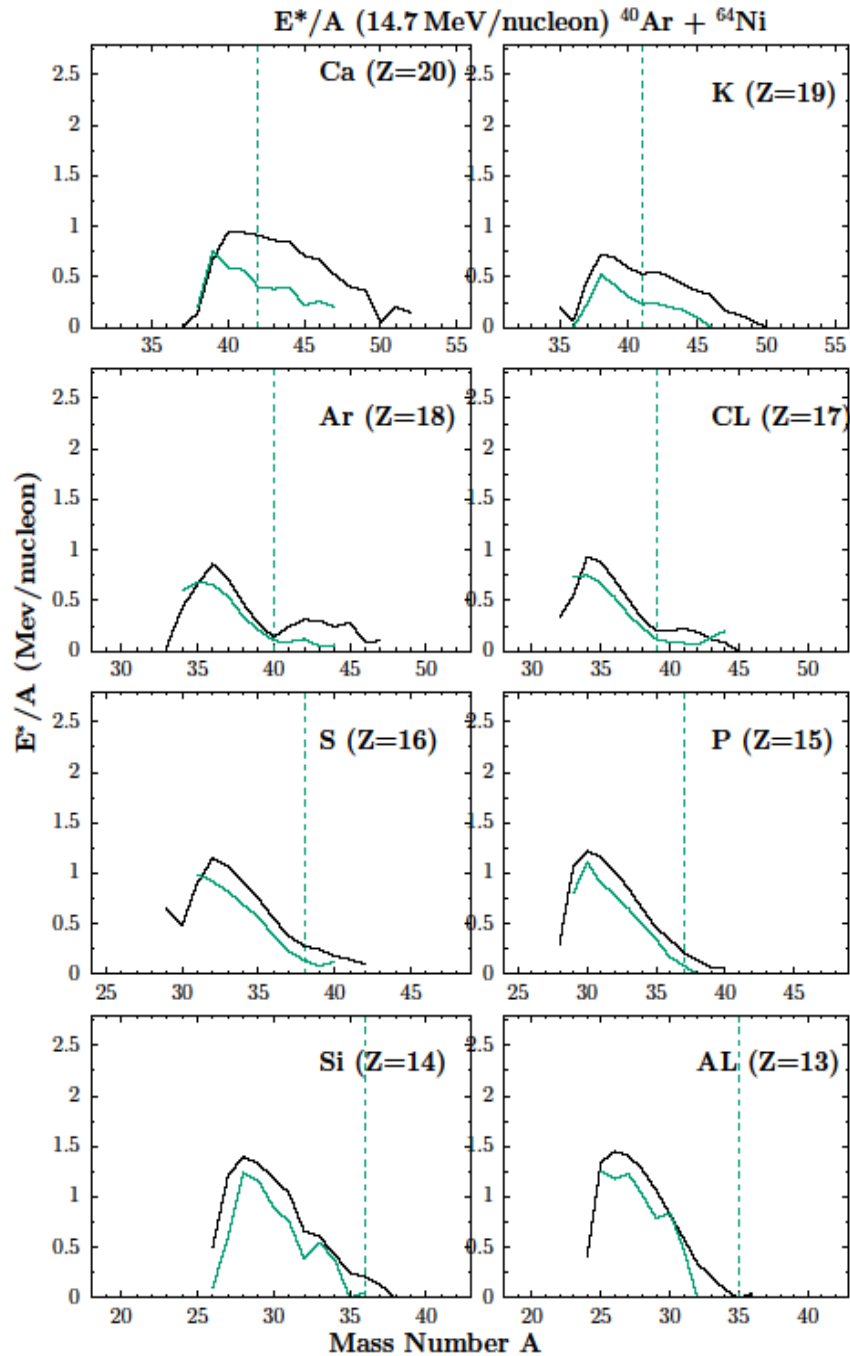


Σχήμα 29: Υπολογισμοί με τα μοντέλα CoMD/Gemini για τα Β γεγονότα. Όλα τα γεγονότα του υπολογισμού με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,14] (κίτρινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,6] (κόκκινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [6,8] (μωβ γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8,10] (πράσινη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [10,12] (μπλε γραμμή-ανοικτοί κύκλοι), υποσύνολο των γεγονότων με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [12,14] (μαύρη γραμμή-ανοικτοί κύκλοι). Συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα της αντίδρασης  $15 \text{ MeV/A } ^{40}\text{Ar} + ^{64}\text{Ni}$  (μαύροι κύκλοι). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και δύο νετρόνια.

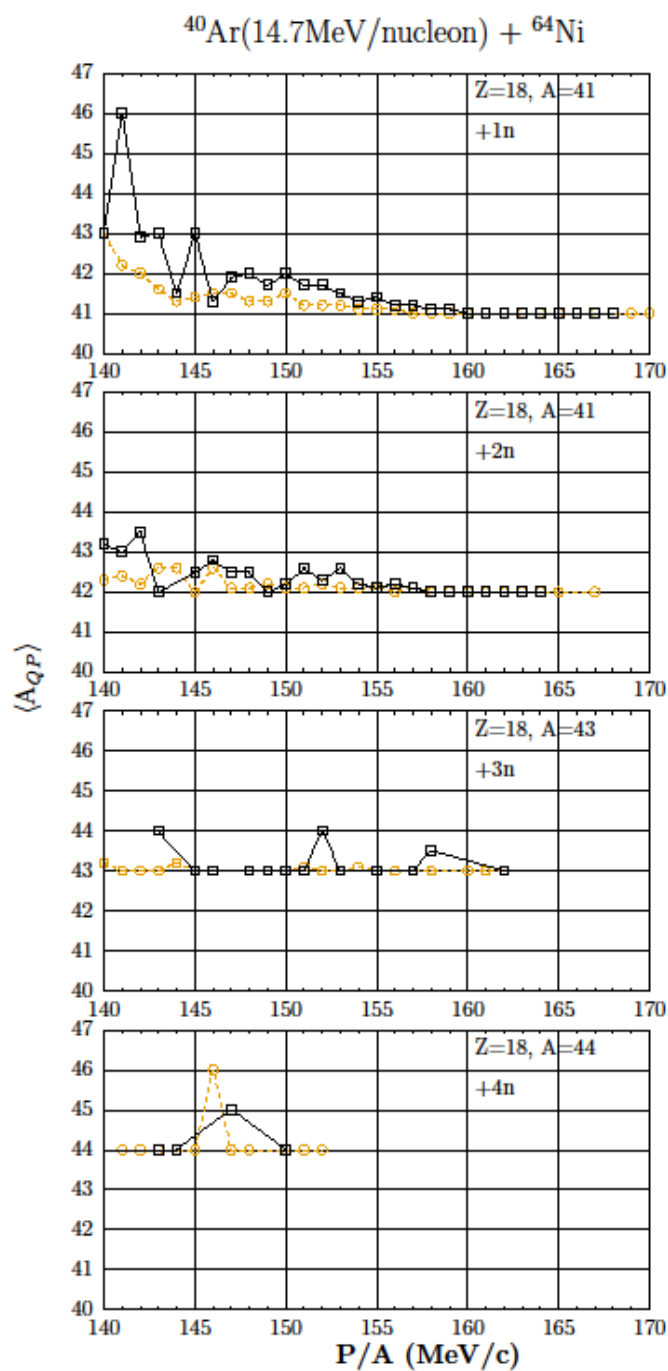
Περαιτέρω έλεγχος της ενέργειας διεγέρσεως έγινε στα πρωτογενή θραύσματα για τα A γεγονότα με παράμετρο κρούσης [4,14] συγκρίνοντάς την με τα B γεγονότα με παράμετρο κρούσης εύρους [8.5,12] σχήμα 31. Στο διάγραμμα φαίνεται ότι η ενέργεια διεγέρσεως είναι εξαιρετικά χαμηλή έτσι κατά την αποδιέγερση δεν θα αποβληθεί κανένα νουκλεόνιο στο μεγαλύτερο ποσοστό των θραυσμάτων. Αυτό το γεγονός μας επιβεβαιώνει ότι σωστά θέσαμε την ενέργεια διεγέρσεως ίση με μηδέν στα B γεγονότα.

Για να εξασφαλίσουμε το αποτέλεσμα συγκρίναμε τη μέση τιμή του μαζικού αριθμού των πρωτογενών θραυσμάτων, τα οποία μας οδηγούν στο αντίστοιχο κανάλι που εκτελούμε τον υπολογισμό. Η σύγκριση εκτελέστηκε μεταξύ των A και B γεγονότων, έτσι μπορούμε εν τέλει να καθορίσουμε την ποιότητα των B γεγονότων. Τα διαγράμματα (σχήμα 32-35) δείχνουν ότι για την περιοχή ορμών 155-165 MeV/c στην οποία βρίσκονται οι κορυφές μας στα διαγράμματα κατανομής των ορμών, τα τελικά προϊόντα για τα A γεγονότα προέρχονται σχεδόν από τα ίδια πρωτογενή θραύσματα σε σχέση με αυτά που έχουν τα B γεγονότα.

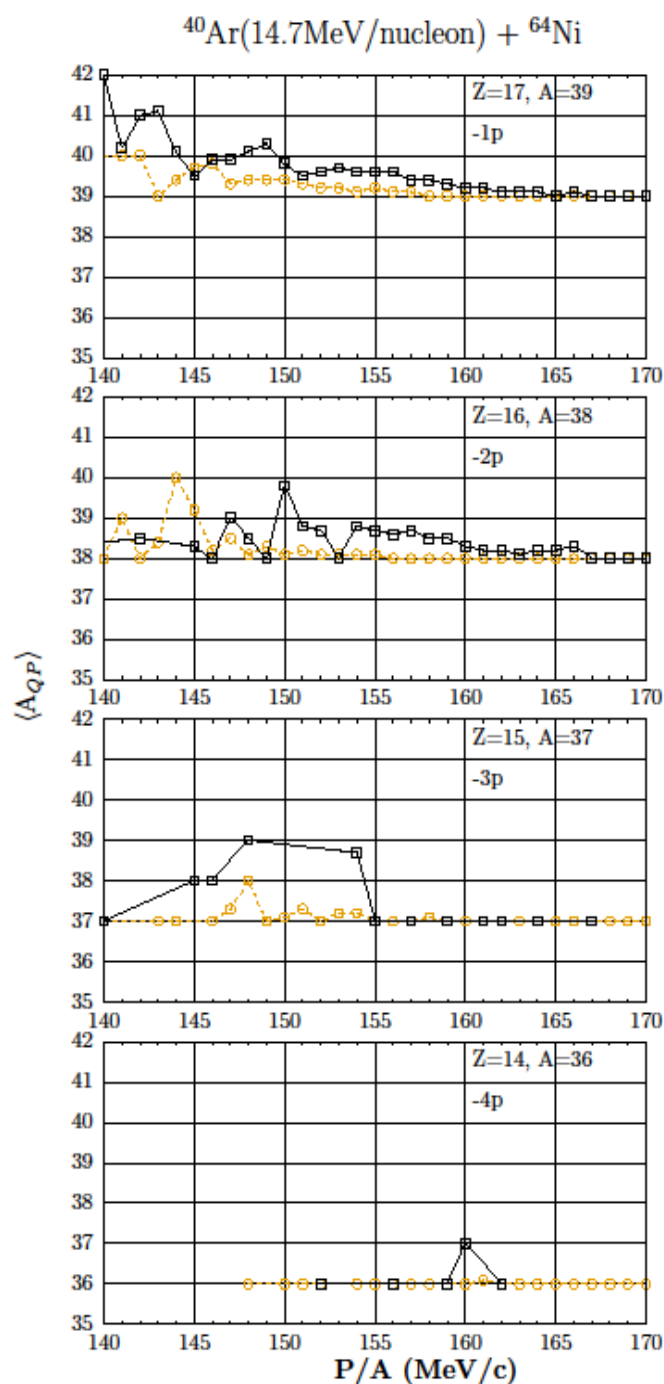
Για όλους τους παραπάνω λόγους τους οποίους παραθέσαμε θεωρούμε ότι σε πρώτη προσέγγιση είναι σωστό να διατηρήσουμε τα B γεγονότα και με την μεγάλη στατιστική που μας προσφέρουν να συνεχίσουμε τους υπολογισμούς μας, συνεχίζοντας την διερεύνηση για περαιτέρω βελτίωση του μοντέλου για την επίτευξη μεγαλύτερης ακρίβειας.



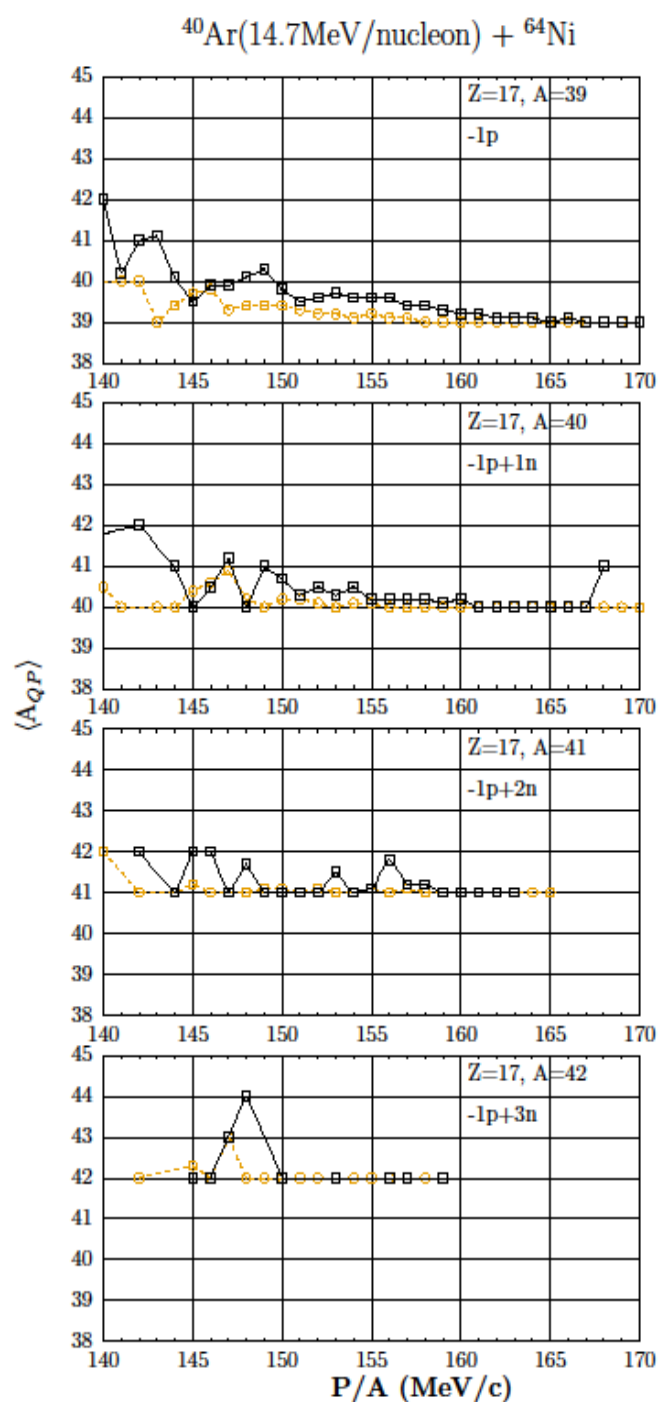
Σχήμα 30: Υπολογισμοί μέσης ενέργειας διεγέρσεως πρωτογενών θραυσμάτων ως προς τον μαζικό αριθμό των αναφερόμενων ισωτόπων με τα μοντέλα CoMD/Gemini για τα A γεγονότα με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [4,14] (μαύρη γραμμή) και με παράμετρο κρούσης [8.5,12]. Δεξιά από την μπλε διακεκομμένη γραμμή ξεκινά η διαδικασία πρόσληψης νετρονίων για το κάθε ισότοπο.



Σχήμα 31: Υπολογισμοί μέσης τιμής μαζικού αριθμού  $A$  προγεννητόρων ως προς την ορμή των τελικών θραυσμάτων με τα μοντέλα CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα  $[8.5, 12]$  για τα  $A$  γεγονότα (μαύρη γραμμή) και τα  $B$  γεγονότα (κίτρινη γραμμή). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες προσθήκης από ένα έως και τέσσερα νετρόνια.

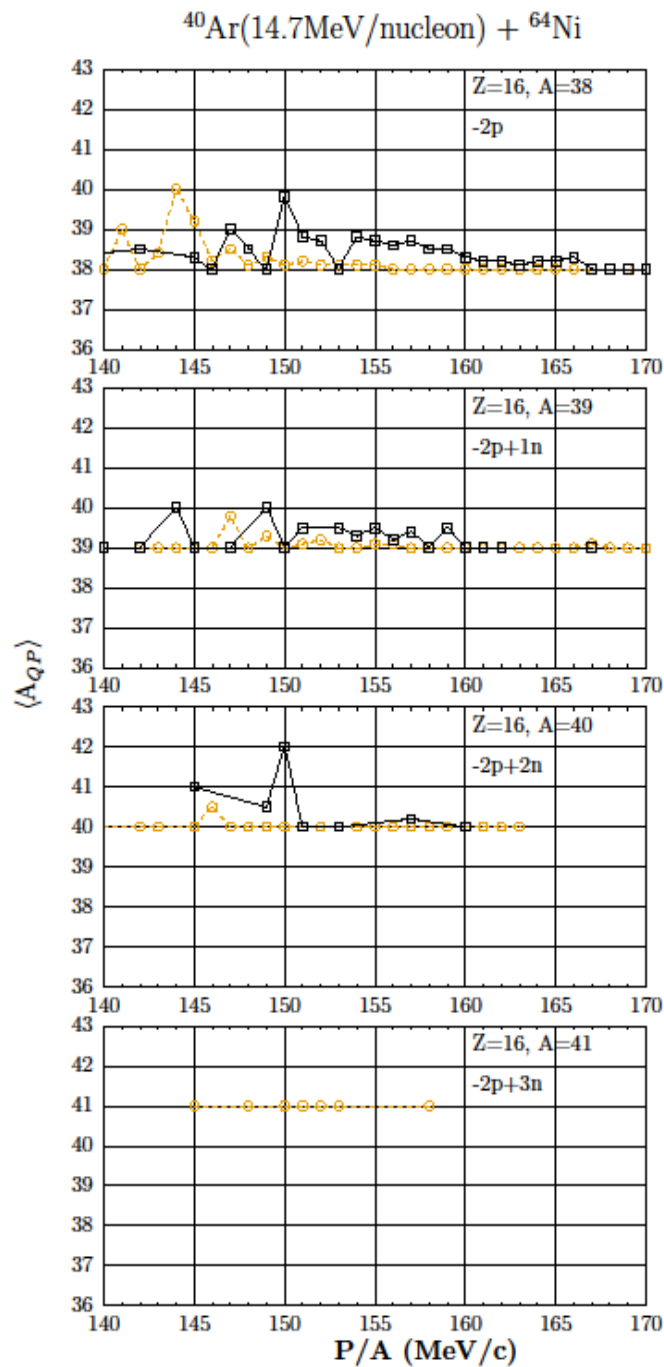


Σχήμα 32: Υπολογισμοί μέσης τιμής μαζικού αριθμού  $A$  προγεννητόρων ως προς την ορμή των τελικών θραυσμάτων με τα μοντέλα CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα  $[8.5, 12]$  για τα A γεγονότα (μαύρη γραμμή) και τα B γεγονότα (κίτρινη γραμμή). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός έως και τεσσάρων πρωτονίων.



Σχήμα 33: Υπολογισμοί μέσης τιμής μαζικού αριθμού  $A$  προγεννητόρων ως προς την ορμή των τελικών θραυσμάτων με τα μοντέλα CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα [8.5,12] για τα A γεγονότα (μαύρη γραμμή) και τα B γεγονότα (κίτρινη γραμμή). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης ενός πρωτονίου και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.





Σχήμα 34: Υπολογισμοί μέσης τιμής μαζικού αριθμού  $A$  προγεννητόρων ως προς την ορμή των τελικών θραυσμάτων με τα μοντέλα CoMD/Gemini με παράμετρο κρούσης στο διάστημα  $[8.5,12]$  για τα  $A$  γεγονότα (μαύρη γραμμή) και τα  $B$  γεγονότα (κίτρινη γραμμή). Τα τέσσερα πλαίσια περιγράφουν διαδοχικά τις διαδικασίες αφαίρεσης δύο πρωτονίων και προσθήκης από ένα έως και τρία νετρόνια.

## ΑΝΑΦΟΡΕΣ

- [1] M. Papa, T. Maruyama and A. Bonasera, Constrained molecular dynamics approach to fermionic systems, Phys. Rev. C 64, 024612 (2001).
- [2] N. Vonta, G.A. Souliotis, M. Veselsky and A. Bonasera, Microscopic dynamical description of proton-induced fission with the constrained molecular dynamics model, Phys. Rev. C 92, 024616 (2015)
- [3] B. Borderie, M.F. Rivet, L. Tassan-Got, Heavy-ion peripheral collisions in the Fermi energy domain: Fragmentation processes or dissipative collisions ?, Ann. Phys.(Paris)15, 287 (1990)
- [4] L. Tassan-Got, PhD Thesis, IPNO-T-89-02 (1989)
- [5] L.Tassan-Got and C. Stephan, Deep inelastic transfers : a way to dissipate energy and angular momentum for reactions in the Fermi energy domain, Orsay, France, IPNO-DR-89-46 (1989)
- [6] H.S. Kohler and H. Flocard, Semi-infinite nuclear slab dynamics by tdfh, Nucl. Phys. A323 189-204 (1979)
- [7] J. Randrup, Mass transport in nuclear collisions, Nucl. Phys. A307 319-348 (1978)
- [8] J. Aichelin, "quantum" molecular dynamics a dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions Phys. Rep 202, 233 (1991)
- [9] M. Papa, Many-body correlations in Semiclassical Molecular Dynamics and Skyrme forces for symmetric Nuclear Matter J. Phys. : Conf. Ser. 420 012082 (2013)
- [10] P. Kramer, A review of the time-dependent variational principle, J. Phys. : Conf. Ser. 99 012009 (2008)

- [11] M. Papa, G. Giuliani, A. Bonasera, Constrained molecular dynamics II: An N-body approach to nuclear systems, *J. Comp. Phys.* 208 403-415 (2005)
- [12] A. Bonasera, F. Gulminelli and J. Molitoris, The boltzmann equation at the borderline, *Phys. Rep.* 243, 1 (1994)
- [13] G.F. Bertsch and S.D. Gupta, Pauli Suppression of Momentum Fluctuations, *Phys. Rep.* 160, 189 (1988)
- [14] A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama and A. Ohnishi, Fragment Formation Studied with Antisymmetrized Version of Molecular Dynamics with Two-Nucleon Collisions, *Phys. Rev. Lett.* 68,2898 (1992)
- [15] T. Maruyama, K. Niita, K. Oyaamatsu, S. Chiba and A. Iwamoto, Quantum molecular dynamics approach to the nuclear matter below the saturation density, *Phys. Rev. C* 57, 655 (1998)
- [16] R.J. Charity, et al., Systematics of complex fragment emission in niobium-induced reactions, *Nucl. Phys. A*483, 371–405 (1988)
- [17] E. Kwan, Production of nuclei near the neutron drip-line by projectile fragmentation, PhD Thesis, Michigan State University (2006)
- [18] H.C. Ohanian, *Principles of Quantum Mechanics*. Prentice Hall, (1990)
- [19] E. MERZBACHER, *Quantum mechanism*, University of North Carolina at Chapel Hill, (1998)
- [20] J.P. Bondorf *et al.*, Statistical multifragmentation of nuclei, *Phys. Rep.* 257, 133 (1995).
- [21] G.A. Souliotis, D.J. Morrissey, N.A. Orr, B.M. Sherrill, and J.A. Winger, 0'measurements of momentum distributions of projectile-like fragments *Phys. Rev. C* 46, 1383 (1992)
- [22] A.S. Goldhaber, Statistical models of fragmentation processes, *Phys. Lett.* 53B, 306 (1974)

- [23] G.A Souliotis, PhD thesis, Study of projectile fragmentation reactions at intermediate energies, Michigan State University, USA (1992)
- [24] R.E. Tribble, R.H. Burch and C.A. Gagliardi, MARS: A momentum achromat recoil spectrometer, Nucl. Instr. Methods A 285, 441 (1989)
- [25] G.A. Souliotis et al. Progress in Research, Cyclotron Institute, Texas A&M University, p.1125 (2009)
- [26] L. Corradi et al, Multinucleon transfer reactions: Present status and perspectives, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 317 743 (2013)
- [27] G.A. Souliotis et al, Enhanced Production of Neutron-Rich Rare Isotopes in Peripheral Collisions at Fermi Energies, Phys. Rev. Lett. 91 022701 (2003)
- [28] G.A. Souliotis et al, Enhanced production of neutron-rich rare isotopes in the reaction of 25 MeV/nucleon  $^{86}\text{Kr}$  on  $^{64}\text{Ni}$ , Phys. Lett. B 543 163 (2002)
- [29] G.A. Souliotis et al, Approaching neutron-rich nuclei toward the *r*-process path in peripheral heavy-ion collisions at 15 MeV/nucleon Phys. Rev. C 84 064607 (2011)
- [30] D. Swan, J. Yurkon, and D.J. Morrissey, A simple two-dimensional PPAC, Nucl. Instrum. Methods A 348, 314 (1994)
- [31] G.A. Souliotis, K. Hanold, W. Loveland, I. Lhenry, D.J. Morrissey, A.C. Veeck, and G.J. Wozniak, Heavy residue formation in 20 MeV/nucleon  $^{197}\text{Au}$ - $^{12}\text{C}$  and  $^{197}\text{Au}$ - $^{27}\text{Al}$  collisions, Phys. Rev. C 57, 3129 (1998).
- [32] F. Hubert, R. Bimbot, and H. Gauvin, Range and stopping-power tables for 2.5-500 mev/nucleon heavy ions in solids, At. Data Nucl. Data Tables 46, 1 (1990)
- [33] F. Hubert, R. Bimbot, and H. Gauvin, Semi-empirical formulae for heav ion stopping powers in solids in the intermediate energy range, Nucl. Instrum. Methods B 36, 357(1989)

- [34] F. Cappuzzello, C. Agodi, D. Carbone and M. Cavallaro, The MAGNEX spectrometer: Results and perspectives, *Eur. Phys. J. A* 52, 167 (2016)
- [35] A. Leon et al., Charge state distributions of swift heavy ions behind various solid targets ( $36 < zp < 92$ ,  $18 \text{ mev/u} < e < 44 \text{ mev/u}$ ) *At. Data Nucl. Data Tables* 69, 217 (1998)
- [36] V.E. Viola, Nuclear reactions, *Nuclear Chemistry-Vol 1*, Ch. 3, 137-189 (2003)
- [37] W. Loveland, D.J. Morrissey, G.T. Seaborg, *Modern Nuclear Chemistry*
- [38] F. Cappuzzello et al., The NUMEN project: NUclear Matrix Elements for Neutrinoless double beta decay, *Eur. Phys. J. A* 54: 72 (2018)
- [39] G. A. Souliotis et al., *Phys. Rev. C* 90, 064612 (2014)
- [40] J.S. Lilley, *Nuclear physics principles and applications* (2001)
- [41] H. Geissel, G. Munzenberg, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 45, 163-203 (1995)
- [42] Y. Blumenfeld, T. Nilsson and P. Van Duppen, Facilities and methods for radioactive ion beam production, *Phys. Scr. T152*, 014023 (2013)
- [43] C. Sneden and J.J. Cowan, Genesis of the heaviest elements in the milky way galaxy, *Science* 299, 70 (2003).
- [44] A.R. Raduta and F. Gulmineli, Statistical description of complex nuclear phases in supernovae and proton-neutron stars, *Phys. Rev. C* 82, 065801 (2010)
- [45] D. Kasen, B. Metzger *et al.*, Origin of the heavy elements in binary neutron-star mergers from a gravitational wave event, *Nature*, 551, 80-84 (2018)
- [46] K. Langanke and M. Wiescher, Nuclear reactions and stellar processes, *Rep. Prog. Phys.* 64, 1657 (2001)

- [47] F. Fucito, A proposal for Monte Carlo simulations of fermionic systems, Nucl. Phys. B 130, 269-377 (1981)
- [48] J. Klimo, M. Veselsky, G.A. Souliotis, A. Bonasera, Simulation of fusion and quasi-fission in nuclear reactions leading to production of superheavy elements using the Constrained Molecular Dynamics model, Nucl.Phys. A 992 121640 (2019)
- [49] M. Veselsky, G.A. Souliotis, Effect of nuclear periphery on nucleon transfer in peripheral collisions, Nucl. Phys. A765 252-261 (2006)
- [50] R. Pfaff, PhD thesis, Projectile fragmentation of krypton isotopes at intermediate energies, Michigan state university, (1996)
- [51] A. Papageorgiou et al., Neutron-rich rare isotope production with stable and radioactive beams in the mass range  $A \sim 40-60$  at beam energy around 15MeV/nucleon, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 45 095105 (25pp) (2018)
- [52] P.N. Fountas et al., Systematic study of neutron-rich rare isotope production in peripheral heavy-ion collisions below the Fermi energy, Phys. Rev. C 90, 064613 (2014)