



**ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ**

**ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ**

**ΤΜΗΜΑ ΧΗΜΕΙΑΣ**

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

**ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ**

**Μικροσκοπική περιγραφή της πυρηνικής σχάσης χαμηλών και  
ενδιάμεσων ενεργειών με τη χρήση του μοντέλου CoMD (Constrained  
Molecular Dynamics)**

**ΝΙΚΟΛΕΤΤΑ ΒΟΝΤΑ  
ΧΗΜΙΚΟΣ**

**ΑΘΗΝΑ**

**ΙΟΥΝΙΟΣ 2014**

## **ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ**

Μικροσκοπική περιγραφή της πυρηνικής σχάσης χαμηλών και ενδιάμεσων ενεργειών με τη χρήση του μοντέλου CoMD (Constrained Molecular Dynamics)

**ΝΙΚΟΛΕΤΤΑ ΒΟΝΤΑ**

**A.M.:** 21201

**ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ:**

Γεώργιος Α. Σουλιώτης, Επίκουρος Καθηγητής ΕΚΠΑ

**ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ**

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

Αθανάσιος Τσεκούρας, (Επίκουρος Καθηγητής Τμήματος Χημείας ΕΚΠΑ)

Ευστάθιος Στυλιάρης, (Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής ΕΚΠΑ)



## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η μικροσκοπική περιγραφή της πυρηνικής σχάσης παραμένει ένα επιστημονικό πεδίο έντονης έρευνας. Η σε βάθος κατανόηση του φαινομένου αυτού, πέρα από τη θεωρητική περιγραφή του συστήματος πολλών σωματιδίων, έχει πρακτική σημασία για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας καθώς και για τη μεταστοιχείωση των πυρηνικών αποβλήτων. Επιπλέον, η πυρηνική σχάση είναι ουσιαστικά η διαδικασία που καθορίζει το ανώτατο όριο για τον περιοδικό πίνακα των στοιχείων και διαδραματίζει ζωτικό ρόλο στην παραγωγή των βαρέων στοιχείων μέσω της αστροφυσικής διαδικασίας ταχείας σύλληψης νετρονίων (r-process).

Παρακινούμενοι από την παρούσα κατάσταση σχετικά με την έρευνα στο πεδίο της πυρηνικής σχάσης, ξεκινήσαμε μία συστηματική μελέτη του φαινομένου της πυρηνικής σχάσης χαμηλών και ενδιάμεσων ενεργειών χρησιμοποιώντας τον κώδικα CoMD (Constrained Molecular Dynamics) των A. Bonasera και M. Papa. Ο κώδικας χρησιμοποιεί μία φαινομενολογική αλληλεπίδραση μεταξύ νουκλεονίων χρησιμοποιώντας τη συμπίεστικότητα πυρηνικής ύλης  $K=200$ , με διάφορες συναρτησιακές μορφές του δυναμικού συμμετρίας συναρτήσεως της πυκνότητας. Επιπλέον ο CoMD επιβάλλει έναν περιορισμό στο χώρο των φάσεων για κάθε νουκλεόνιο (αποκατάσταση της αρχής Pauli σε κάθε χρονικό βήμα της σύγκρουσης). Κατάλληλη επιλογή των παραμέτρων του όρου επιφάνειας έχει γίνει για την περιγραφή της σχάσης. Στην παρούσα εργασία παρουσιάζουμε αποτελέσματα για τις παρακάτω αντιδράσεις:  $p(27\text{MeV}) + {}^{232}\text{Th}$ ,  $p(63\text{MeV}) + {}^{232}\text{Th}$ ,  $p(30\text{MeV}) + {}^{235}\text{U}$ ,  $p(10\text{MeV}) + {}^{235}\text{U}$ ,  $p(60\text{MeV}) + {}^{235}\text{U}$ ,  $p(100\text{MeV}) + {}^{235}\text{U}$ ,  $p(100\text{MeV}) + {}^{238}\text{U}$ ,  $p(660\text{MeV}) + {}^{238}\text{U}$  και  $n(10\text{MeV}) + {}^{179}\text{Hg}$ . Οι υπολογισμοί συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα και τα αποτελέσματα δείχνουν ότι ο κώδικας είναι ικανός να περιγράψει σε ικανοποιητικό βαθμό την πολύπλοκη δυναμική του συστήματος N-σωματιδίων κατά τη διαδικασία της πυρηνικής σχάσης. Ωστόσο, χρειάζονται περαιτέρω ρύθμιση των παραμέτρων της αποτελεσματικής αλληλεπίδρασης και πιθανές βελτιώσεις του κώδικα.

**ΘΕΜΑΤΙΚΗ ΠΕΡΙΟΧΗ:** Πυρηνική σχάση

**ΛΕΞΕΙΣ ΚΛΕΙΔΙΑ:** αντιδράσεις πυρηνικής σχάσης, ενεργός διατομή



## ABSTRACT

The microscopic description of the mechanism of nuclear fission still remains a topic of intense nuclear research. Understanding of nuclear fission, apart from the theoretical many-body point of view, is of practical importance for energy production, as well as for the transmutation of nuclear waste. Furthermore, nuclear fission is essentially the process that sets the upper limit to the periodic table of the elements and plays a vital role in the production of heavy elements via the astrophysical rapid neutron-capture process (r-process).

Motivated by the present state of affairs regarding fission research, we initiated a systematic study of low and intermediate energy fission calculations using the code CoMD (Constrained Molecular Dynamics) of A. Bonasera and M. Papa. The code implements an effective interaction with a nuclear-matter compressibility of  $K=200$  (soft EOS) with several forms of the density-dependence of the nucleon symmetry potential. In addition, CoMD imposes a constraint in the phase space occupation for each nucleon (restoring the Pauli principle at each time step of the collision). Proper choice of the surface parameters of the effective interaction has been made to describe fission. In this thesis, we present our results of fission calculations for the following reactions:  $p(27\text{MeV})+^{232}\text{Th}$ ,  $p(63\text{MeV})+^{232}\text{Th}$ ,  $p(30\text{MeV})+^{235}\text{U}$ ,  $p(10\text{ MeV})+^{235}\text{U}$ ,  $p(60\text{ MeV})+^{235}\text{U}$ ,  $p(100\text{ MeV})+^{235}\text{U}$ ,  $p(100\text{ MeV})+^{238}\text{U}$ ,  $p(660\text{ MeV})+^{238}\text{U}$  and  $n(10\text{ MeV})+^{179}\text{Hg}$ . Calculated mass and energy distributions will be shown and compared with the experimental data for the above reactions. It appears that the microscopic code CoMD is able to describe the complicated N-body dynamics of the fission process. However, proper adjustment of the parameters of the effective interaction and possible improvements of the code is necessary.

**SUBJECT AREA:** nuclear fission

**KEYWORDS:** nuclear fission reactions, cross section



## **ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ**

Θα ήθελα να ευχαριστήσω σε αυτό το σημείο τον επιβλέποντα καθηγητή της παρούσας ερευνητικής εργασίας, επίκουρο καθηγητή στο Τμήμα Χημείας του Πανεπιστημίου Αθηνών κ. Γεώργιο Σουλιώτη, ο οποίος μου ανέθεσε αυτό το ενδιαφέρον θέμα. Θα ήθελα να ευχαριστήσω επίσης όσους συνετέλεσαν στην πραγμάτωση του παρόντος πονήματος.



## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

<b>ΠΡΟΛΟΓΟΣ.....</b>	<b>20</b>
<b>Κεφάλαιο 1 .....</b>	<b>21</b>
1.0 Ιστορικά στοιχεία της πυρηνικής σχάσης.....	21
1.1 Ιδιότητες της αντίδρασης της πυρηνικής σχάσης.....	25
1.1.1 Μηχανισμός της πυρηνικής σχάσης.....	25
1.1.2 Πυρηνικά μοντέλα της σχάσης.....	28
1.1.3 Διάφορες μορφές πυρηνικής σχάσης.....	34
1.1.4 Κατανομές θραυσμάτων στην πυρηνική σχάση.....	38
1.2 Εφαρμογές στην πυρηνική σχάση.....	41
1.3 Σύγχρονες ερευνητικές προσπάθειες σχετικά με το μηχανισμό της σχάσης.....	43
<b>Κεφάλαιο 2 .....</b>	<b>48</b>
<b>Περιγραφή των πειραματικών μεθόδων ανίχνευσης θραυσμάτων σχάσης.....</b>	<b>48</b>
2.0 Εισαγωγή.....	48
2.1 Ραδιοχημικές μέθοδοι.....	49
2.2 Ανίχνευση σε μη πραγματικό χρόνο.....	50
2.3 Ανίχνευση σε πραγματικό χρόνο.....	54
<b>Κεφάλαιο 3 .....</b>	<b>58</b>
<b>Περιγραφή των θεωρητικών μοντέλων .....</b>	<b>58</b>
3.0 Εισαγωγή.....	58
3.1 Κώδικας Talys και κώδικας CRISP.....	58
3.2 Κώδικας CoMD.....	61

<b>Κεφάλαιο 4 .....</b>	<b>69</b>
<b>Αποτελέσματα.....</b>	<b>69</b>
4.1 Κατανομές μαζών και κατανομές των ατομικών αριθμών των υπό μελέτη αντιδράσεων .....	69
4.1.1 Ουράνιο και θόριο.....	69
4.1.2 Υδράργυρος.....	91
4.2 Συσχετίσεις διαφόρων χαρακτηριστικών των θραυσμάτων σχάσης με την ενέργεια διέγερσης.....	91
4.2.1 Ουράνιο και Θόριο.....	91
4.2.1.α Ολικές ενεργές διατομές (total fission cross section) και λόγος της ενεργού διατομής σχάσης προς την ενεργό διατομή υπολειπόμενων πυρήνων (fission cross section/residue cross section).....	91
4.2.1.β Συνολική κινητική ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης.....	94
4.2.1.γ Πολλαπλότητα νετρονίων (Neutron multiplicities).....	96
4.2.1.δ Πολλαπλότητα πρωτονίων (Proton multiplicities).....	98
4.2.1.ε Χρόνος.....	100
4.2.2. Υδράργυρος.....	101
4.3 Ανακεφαλαίωση	και
Συμπεράσματα.....	102
<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι.....</b>	<b>104</b>

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 1.1.1: Διαγραμματική απεικόνιση της πορείας της σχάσης [21].....27

Σχήμα 1.1.2: α) Η ενέργεια επιφάνειας και Coulomb για ελλειψοειδή με  $A = 150$  και  $Z = 62.58$  συναρτήσει του παράγοντα παραμόρφωσης  $\epsilon$  και β) η διαφορά μεταξύ των ενεργειών επιφάνειας και Coulomb για ελλειψοειδές και σφαίρα της ίδιας πυκνότητας συναρτήσει του αράγοντα παραμόρφωσης  $\epsilon$ . .....30

Σχήμα 1.1.3: Η διαφορά μεταξύ των ενεργειών επιφάνειας και Coulomb για ελλειψοειδές και σφαίρα της ίδιας πυκνότητας συναρτήσει του αράγοντα παραμόρφωσης  $\epsilon$ , για παραμέτρους σχάσης κάτω από το κρίσιμο σημείο  $Z^2/A \sim 50$ .....31

Σχήμα 1.1.4: Ποιοτική απεικόνιση του ενεργειακού φράγματος σχάσης για ακτινίδες [21].....33

Σχήμα 1.1.5: Διαγραμματική αναπαράσταση της πιθανότητας (cross section, b) να πραγματοποιηθεί η φωτοσχάση για τον πυρήνα  $^{236}\text{U}$  συναρτήσει της ενέργειας (MeV) του φωτονίου. [23].....37

Σχήμα 1.1.6: Διαγραμματική απεικόνιση της κατανομής μαζών για εξαναγκασμένη σχάση από θερμικό νετρόνιο για τους πυρήνες  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  και  $^{239}\text{Pu}$  [23].....39

Σχήμα 1.1.7: Διαγραμματική απεικόνιση των μέσων μαζών των βαρέων και των ελαφρών θραυσμάτων συναρτήσει της μάζας του πυρήνα που πρόκειται να υποστεί σχάση.[23].....41

Σχήμα 3.2.1: Στιγμιότυπα από τη χρονική εξέλιξη του συστήματος που θα υποστεί σχάση: για την αντίδραση  $p$  (63 MeV) +  $^{232}\text{Th}$ . Οι χωρικές συντεταγμένες είναι στο κέντρο μάζας. α)  $t = 0$  fm/c, η αντίδραση δεν έχει ξεκινήσει ακόμα. β)  $t = 2000$  fm/c, σχεδόν στην αναπαράσταση σαμαριού (saddle point configuration), γ)  $t = 4000$  fm/c: τα θράυσματα σχάσης απομακρύνονται.....67

Σχήμα 3.2.2: Χρονική εξέλιξη των α) αξονική τετραπολική ροπή  $Q_{210}$  and β) μέση τετραγωνική ρίζα της ακτίνας του συστήματος που υπόκειται σχάση, (the root mean square) (RMS). Για το συγκεκριμένο γεγονός, η σχάση συμβαίνει σε χρόνο  $t = 2500 \text{ fm}/c$ .....68

Σχήμα 4.1.1: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p (27 \text{ MeV}) + {}^{232}\text{Th}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία: CoMD υπολογισμοί επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.....71

Σχήμα 4.1.2: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p (63 \text{ MeV}) + {}^{232}\text{Th}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.....72

Σχήμα 4.1.3: α) Συσχέτιση δύο διαστάσεων (μπλε σημεία) μέσω ολικών ενεργειών των θραυσμάτων σχάσης ως προς τη μάζα των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p 27 (\text{MeV}) + {}^{232}\text{Th}$  και (μαύρα σημεία) μέση ενέργεια βαρέων και ελαφρών θραυσμάτων σχάσης β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή του μαλακού δυναμικού συμμετρίας.....74

Σχήμα 4.1.4: α) Συσχέτιση δύο διαστάσεων (μπλε σημεία) μέσω ολικών ενεργειών των θραυσμάτων σχάσης ως προς τη μάζα των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p (63 \text{ MeV}) + {}^{232}\text{Th}$  και (μαύρα σημεία) μέση ενέργεια βαρέων και ελαφρών θραυσμάτων σχάσης β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή του μαλακού δυναμικού συμμετρίας.....75

Σχήμα 4.1.5: α) Κανονικοποιημένες κατανομές ατομικού αριθμού, ενεργές διατομές θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p 27 \text{ MeV}) + {}^{232}\text{Th}$ . Ανοιχτά

σημεία: CoMD υπολογισμοί με κανονικό δυναμικό συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με το μαλακό δυναμικό συμμετρίας.....77

Σχήμα 4.1.6: α) Κανονικοποιημένες κατανομές ατομικού αριθμού, ενεργές διατομές θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p(63 \text{ MeV}) + {}^{232}\text{Th}$ . Ανοιχτά σημεία: CoMD υπολογισμοί με κανονικό δυναμικό συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με το μαλακό δυναμικό συμμετρίας.....78

Σχήμα 4.1.7: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p(10 \text{ MeV}) + {}^{235}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία: CoMD υπολογισμοί με την κανονική επιλογή του δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με τη μαλακή επιλογή του δυναμικού συμμετρίας.....80

Σχήμα 4.1.8: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p(30 \text{ MeV}) + {}^{235}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία: CoMD υπολογισμοί με την κανονική επιλογή του δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με τη μαλακή επιλογή του δυναμικού συμμετρίας.....81

Σχήμα 4.1.9: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p(30 \text{ MeV}) + {}^{235}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία: CoMD υπολογισμοί με την κανονική επιλογή του δυναμικού συμμετρίας και η ενέργεια επιφάνειας ελαφρώς θετική. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με ενέργεια συμμετρίας ελαφρώς αρνητική.....82

Σχήμα 4.1.10: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p(60 \text{ MeV}) + {}^{235}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία: CoMD υπολογισμοί με την επιλογή του κανονικού δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι

υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή του μαλακού δυναμικού συμμετρίας.....84

Σχήμα 4.1.11: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p$  (660 MeV) +  $^{238}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία: CoMD υπολογισμοί με την επιλογή του κανονικού δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή του μαλακού δυναμικού συμμετρίας.....87

Σχήμα 4.1.12: α) Διαγραμματική απεικόνιση μέσου ατομικού αριθμού συναρτήσει της μάζας των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p$  (660 MeV) +  $^{238}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με κανονικό δυναμικό συμμετρίας και μπλε σημεία: υπολογισμοί με επιλογή του συστήματος που θα υποστεί σχάση με  $Z=93$ . β) διαγραμματική απεικόνιση της τυπικής απόκλισης του ατομικού αριθμού συναρτήσει της μάζας των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p$  660 MeV) +  $^{238}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με κανονικό δυναμικό συμμετρίας και μπλε σημεία: υπολογισμοί με επιλογή του συστήματος που θα υποστεί σχάση με  $Z=93$ .....88

Σχήμα 4.1.13: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $n$  (10 MeV) +  $^{179}\text{Hg}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία: CoMD υπολογισμοί με την επιλογή του κανονικού δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή του μαλακού δυναμικού συμμετρίας (κόκκινα σημεία).....90

Σχήμα 4.2.1: Ολική ενεργός διατομή σε συνάρτηση με τις ποικίλες ενέργειες διέγερσης για  $p$  (27 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (63 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (10 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (30 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (60 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα),  $p$  (660 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα). Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν με την επιλογή του

κανονικού δυναμικού συμμετρίας (κόκκινα σημεία). Ανοιχτά γκρι σύμβολα: πειραματικά δεδομένα [28 και 56].....93

Σχήμα 4.2.2: Λόγος της ενεργούς διατομής των θραυσμάτων σχάσης που θα υποστούν σχάση προς την ενεργό διατομή των βαρέων υπολειμμάτων που δε θα υποστούν σχάση σε συνάρτηση με τις ποικίλλες ενέργειες διέγερσης για  $p$  (27 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (63 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (10 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (30 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (60MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα),  $p$  (660 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα). Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν με την επιλογή του κανονικού (κόκκινα σημεία) και του μαλακού δυναμικού συμμετρίας (μπλε σημεία).....94

Σχήμα 4.2.3: Μέση ολική ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης σε συνάρτηση με τις ποικίλες ενέργειες διέγερσης για  $p$  (27 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (63 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (10 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (30 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (60MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα),  $p$  (660 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα). Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν με το κανονικό (κόκκινα σημεία) και το μαλακό δυναμικό συμμετρίας (μπλε σημεία). Ανοιχτά σύμβολα [26, 28 και 46].....95

Σχήμα 4.2.4: Πολλαπλότητα νετρονίων σε συνάρτηση με τις ποικίλες ενέργειες διέγερσης για  $p$  (27 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (63 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (10 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (30 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (60MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα),  $p$  (660 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετραγωνα). Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν με το κανονικό δυναμικό συμμετρίας (κόκκινα σημεία). Ανοιχτά σύμβολα: πειραματικά δεδομένα [26 και 46].....97

Σχήμα 4.2.5: Πολλαπλότητα πρωτονίων σε συνάρτηση με τις ποικίλες ενέργειες διέγερσης για  $p$  (27 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (63 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (10 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (30 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (60 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα),  $p$  (660 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα). Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν με το κανονικό δυναμικό συμμετρίας (κόκκινα σημεία).....99

Σχήμα 4.2.6: Χρόνος της σχάσης σε συνάρτηση με τις ποικίλες ενέργειες διέγερσης  $p$  (27 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (63 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (10 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (30 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (60 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα),  $p$  (660 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα). Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν με το κανονικό (κόκκινα σημεία) και με το μαλακό δυναμικό (μπλε σημεία) συμμετρίας. Επίσης τα ανοιχτά σύμβολα που ενώνονται με τις διακεκομμένες γραμμές ακολουθούν τον προαναφερθέντα φορμαλισμό με τη διαφορά ότι οι υπολογισμοί διεξήχθησαν με τον περιορισμό ότι το υπό σχάση σύστημα να έχει α)  $Z=91$ , για τον πυρήνα  $^{232}\text{Th}$  και β)  $Z=93$ , για τους πυρήνες  $^{235}\text{U}$  και  $^{238}\text{U}$ .....101



## Κατάλογος Εικόνων

Εικόνα 2.2.1: Διαγραμματική απεικόνιση ενός συλλέκτη θραυσμάτων ανάκρουσης.....53

Εικόνα 2.3.1: Βασική αναπαράσταση ενός ανιχνευτή MWPC. Κάθε καλώδιο συμπεριφέρεται ως ανεξάρτητος αναλογικός μετρητής. Το σήμα στο καλώδιο (άνοδος) είναι αρνητικό, ενώ αυτό στους άλλους αγωγούς είναι μικρό και θετικό. [45].....56



## ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Οι υπολογισμοί της παρούσας εργασίας διεκπεραιώθηκαν στο εργαστήριο Φυσικοχημείας του τομέα 1 του τμήματος Χημείας του Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών. Επίσης, θα θέλαμε να ευχαριστήσουμε τους συνεργάτες μας στο Cyclotron Institute του πανεπιστημίου Texas A&M που μας επέτρεψε να χρησιμοποιήσουμε τους υπολογιστές του Ινστιτούτου για μέρος των υπολογισμών.



## Κεφάλαιο 1

### Εισαγωγή

#### 1.0 Ιστορικά στοιχεία της πυρηνικής σχάσης

Η δεκαετία του 1930 αποτέλεσε μια περίοδο ορόσημο για την εξέλιξη της πυρηνικής φυσικής. Η ανακάλυψη της πυρηνικής σχάσης στα 1938 από τους O. Hahn και F. Strassmann [1] έβαλε τα θεμέλια για την εκμετάλλευση της πυρηνικής ενέργειας. Κάνοντας μια σύντομη ιστορική διαδρομή για αυτή τη σπουδαία ανακάλυψη θα σταθούμε στις χρονολογίες που αποτέλεσαν το κλειδί για την εξέλιξη της φυσικής και ήταν προγενέστερες της ανακάλυψης της πυρηνικής σχάσης.

Η ιστορική αναδρομή θα ξεκινήσει με την ανακάλυψη του ουρανίου από το Γερμανό χημικό M. Klaproth [2] στα 1789 και μετά από έναν αιώνα περίπου συναντάμε την ανακάλυψη των ακτίνων  $\chi$  από τον Wilhelm Röntgen στα 1895 [3]. Ένα χρόνο αργότερα ο H. Becquerel [4] βρήκε ότι ένα ορυκτό που περιείχε ουράνιο προσέβαλε μια φωτογραφική πλάκα στο σκοτάδι και κατέδειξε πως αυτό οφειλόταν στην εκπομπή  $\beta$  ακτινοβολίας. Τότε ο Villard ανακάλυψε έναν τρίτο τύπο ακτινοβολίας: την ακτινοβολία  $\gamma$ , η οποία μάλιστα έμοιαζε με την ήδη γνωστή ακτινοβολία  $\chi$ . Την ίδια χρονιά ήταν που ο Pierre και η Marie Curie ονόμασαν αυτό το φαινόμενο 'ραδιενέργεια' ('radioactivity') και στα 1898 κατάφεραν να απομονώσουν τα στοιχεία πολώνιο και ράδιο [5].

Στις αρχές του εικοστού αιώνα, στα 1902, ο E. Rutherford [6] απέδειξε ότι η ραδιενέργεια μπορεί να θεωρηθεί αυθόρμητο γεγονός κατά το οποίο ο πυρήνας εκπέμπει  $\alpha$  ή  $\beta$  σωματίδιο δημιουργώντας ένα νέο στοιχείο. Στα 1911 ο F. Soddy [7] ανακάλυψε την ύπαρξη των ισοτόπων, δηλαδή βρήκε ότι τα στοιχεία με φυσική ραδιενέργεια εμπεριέχουν έναν αριθμό διαφορετικών ισοτόπων (ραδιονουκλίδια), με τις ίδιες χημικές ιδιότητες. Την ίδια χρονιά ο G. De Hevesy [8] απέδειξε ότι αυτά τα ραδιονουκλίδια μπορούσαν να λειτουργήσουν ως ιχνηθέτες διότι με αυτόν τον τρόπο θα μπορούσαν να ανιχνευθούν πολύ μικρές ποσότητες αυτών με απλά ανιχνευτικά όργανα.

Κατά τη δεκαετία του 1930 έγιναν μερικές ριζοσπαστικές ανακαλύψεις στο πεδίο της ατομικής και πυρηνικής φυσικής. Στα 1932 ο J. Chadwick [9] ανακάλυψε το νετρόνιο και την ίδια χρονιά επίσης οι J. Cockroft και E. Walton [10] πραγματοποίησαν πειράματα όπου βομβάρδιζαν άτομα με πρωτόνια που είχαν μεγάλη ταχύτητα, προκαλώντας μεταβολές στους πυρήνες. Έπειτα, στα 1934 οι Irene Curie και Frederic Joliot, συνεχίζοντας τα πειράματα των J. Cockroft και E. Walton, δημιούργησαν ορισμένα ραδιονουκλίδια με τεχνητό τρόπο. Τον επόμενο χρόνο ο Enrico Fermi ανακάλυψε ότι θα μπορούσε να παραχθεί μεγαλύτερη ποικιλία τεχνητών ραδιονουκλιδίων αν στη θέση των πρωτονίων χρησιμοποιούνταν νετρόνια. Ο Fermi [11] συνέχισε τα πειράματά του παράγοντας κυρίως βαρείς πυρήνες αλλά και ελαφρούς πυρήνες όταν χρησιμοποιούσε σαν στόχο ουράνιο. Στα τέλη του 1938 οι O. Hahn και F. Strassman έδειξαν ότι τα παραγόμενα αυτά ελαφρά στοιχεία ήταν το βάριο και κάποια άλλα τα οποία είχαν περίπου τη μισή μάζα του ουρανίου και με αυτόν τον τρόπο απέδειξαν την ύπαρξη της πυρηνικής σχάσης. Μέσα σε σύντομο χρονικό διάστημα πειράματα επιβεβαίωσαν ότι θραύσματα υψηλής ενέργειας παράγονταν μετά από απορρόφηση νετρονίου σε ουράνιο. Αυτό οδήγησε στην ανάπτυξη θεωριών που προσπαθούσαν να ρίξουν φως στο φαινόμενο. Θα χρειαστούν πολλά χρόνια μέχρι την ανακάλυψη του φαινομένου της αυθόρμητης σχάσης και τη συνειδητοποίηση της ομοιότητας των δύο φαινομένων.

Στα 1939, η L. Meitner και ο ανιψιός της O. Frisch [12], δουλεύοντας κάτω από την καθοδήγηση του N. Bohr, εξήγησαν το παραπάνω φαινόμενο προτείνοντας τα εξής: ο πυρήνας του στόχου ενσωμάτωσε ένα νετρόνιο, το οποίο δημιούργησε δονήσεις μεγάλου πλάτους και οδήγησε τον πυρήνα να υποστεί σχάση σε δύο άνισα μέρη και υπολόγισαν την ενέργεια που απελευθερώθηκε από αυτή τη διαδικασία γύρω στα 200 MeV. Η πειραματική επιβεβαίωση ήρθε από τον Frisch ένα χρόνο αργότερα. Αυτή αποτέλεσε και την πρώτη πειραματική απόδειξη της σχέσης του A. Einstein για την ισοδυναμία μάζας και ενέργειας (1905).

Η πυρηνική σχάση, εκτός από το μεγάλο ποσό ενέργειας, απελευθερώνει επίσης και έναν αριθμό νετρονίων τα οποία με τη σειρά τους πυροδοτούν νέα σχάση και πιθανώς οδηγούν σε αλυσιδωτή αντίδραση και σε

αθροιστικά τεράστια ποσά ενέργειας. Ο E. Fermi και οι συνεργάτες του επιβεβαίωσαν πειραματικά αυτή την ιδέα στα 1942 στο Chicago, όπου λειτούργησε επιτυχώς ο πρώτος πυρηνικός αντιδραστήρας. Λίγο αργότερα ο Bohr πρότεινε ότι η σχάση είναι πιο πιθανό να πραγματοποιηθεί όταν το καύσιμο υλικό είναι  $^{235}\text{U}$  παρά  $^{238}\text{U}$  καθώς και ότι η σχάση θα ήταν πιο αποτελεσματική αν τα νετρόνια που την πυροδοτούσαν ήταν αργά και όχι γρήγορα. Οι προτάσεις αυτές επιβεβαιώθηκαν πειραματικά από την ομάδα του Fermi και λίγο πριν ξεσπάσει ο δεύτερος Παγκόσμιος Πόλεμος, οι Bohr και Wheeler [13] δημοσίευσαν την κλασική τους εργασία που αφορούσε στη διαδικασία της πυρηνικής σχάσης. Στην εργασία [13] αυτή γίνεται μία πρώτη προσέγγιση του γιατί και πώς πραγματοποιείται η σχάση εισάγοντας έννοιες όπως ενεργειακό φράγμα της σχάσης και κατανομές μαζών και ατομικών αριθμών των προϊόντων.

Η βασική ιδέα για τη σύλληψη της ατομικής βόμβας προήλθε από τον Francis Perrin [14] στα 1939 όταν εισήγαγε την έννοια της κρίσιμης μάζας (critical mass) προκειμένου να παράγονται αυτοελεγχόμενα ποσά ενέργειας κατά τη διαδικασία της πυρηνικής σχάσης μιας ποσότητας σχάσιμου υλικού. Συνεχίζοντας αυτές τις θεωρίες και επεκτείνοντάς τις, ο R. Peierls (Πανεπιστήμιο του Birmingham) οδήγησε στη δημιουργία της πυρηνικής βόμβας. Η ομάδα του Perrin απέδειξε ότι μια αλυσιδωτή αντίδραση μπορεί να είναι ελεγχόμενη μέσα σε ένα μίγμα από ουράνιο και νερό, το οποίο θα λειτουργεί ως επιβραδυντής για τα παραγόμενα νετρόνια. Επίσης, εισήγαγαν την ιδέα να χρησιμοποιείται ένα υλικό το οποίο να απορροφά νετρόνια προκειμένου να περιοριστεί ο ρυθμός παραγωγής νετρονίων, με σκοπό τον έλεγχο της πυρηνικής αντίδρασης (αρχή στην οποία βασίζεται η λειτουργία ενός πυρηνικού αντιδραστήρα).

Στα 1940, οι Petrzhak και Fleron [15] βρήκαν ότι η σχάση μερικών βαρέων πυρήνων μπορεί να συμβεί αυθόρμητα, χωρίς εξωτερικό εξαναγκασμό. Ένα τυπικό παράδειγμα είναι ο πυρήνας  $^{252}\text{Cf}$ . Κατά κανόνα, οι πυρήνες γίνονται λιγότερο σταθεροί και υπόκεινται αυθόρμητη σχάση καθώς αυξάνει η παράμετρος σχάσης, η οποία ορίζεται ως  $Z^2/A$ , όπου Z και A είναι ο ατομικός και ο μαζικός αριθμός αντίστοιχα. Κατανοούμε λοιπόν ότι η πυρηνική σχάση είναι υπεύθυνη για τον περιορισμό του Περιοδικού Πίνακα

των στοιχείων. Αυτές οι γνώσεις πάνω στην αντίδραση της πυρηνικής σχάσης οδήγησαν στη δημιουργία του πρώτου πυρηνικού αντιδραστήρα Chicago – Pile 1 στα 1942, από την ομάδα του E. Fermi όπως αναφέρθηκε προηγουμένως.

Η σύγχρονη περιγραφή της σχάσης βασίζεται κατ' αρχάς φαινομελογικά, στο μοντέλο της φορτισμένης υγρής σταγόνας (charged liquid drop model) [13]. Στα 1955, ο Swiatecki [16] πρότεινε ότι θα μπορούσε να επιτευχθεί μια πιο ρεαλιστική προσέγγιση των φραγμάτων σχάσης με την προσθήκη μιας ενέργειας διόρθωσης στο ελάχιστο του μοντέλου της υγρής σταγόνας. Η διόρθωση υπολογίστηκε ως η διαφορά μεταξύ της πειραματικά παρατηρηθείσας μάζας της θεμελιώδους κατάστασης με τη μάζα που προκύπτει από το μοντέλο. Με τα τροποποιημένα ενεργειακά φράγματα του μοντέλου, ο Swiatecki υπολόγισε πολύ βελτιωμένους χρόνους ημιζωής για πυρήνες που υπόκεινται σε αυθόρμητη σχάση. Αυτές οι παρατηρήσεις έθεσαν τη βάση για τη μέθοδο της διορθώσης φλοιών (shell correction method).

Στα μέσα της δεκαετίας του 1960, ο Strutinsky [17,18] εισήγαγε μία μέθοδο υπολογισμού των διορθώσεων φλοιών θεωρητικώς. Προσέθεσε τις διορθώσεις φλοιών στο ήδη υπάρχον μοντέλο της υγρής σταγόνας. Αυτή η μακροσκοπική-μικροσκοπική προσέγγιση φάνηκε να έχει μεγάλη επιτυχία στην εξήγηση του φαινομένου της αυθόρμητης σχάσης [19,20]. Σε σύγκριση με την  $\alpha$ -διάσπαση, η αυθόρμητη σχάση είναι πολύ πιο περίπλοκη διεργασία και υπάρχουν ορισμένα στοιχεία όπως η μάζα και οι ατομικοί αριθμοί των δύο θραυσμάτων, ο αριθμός των νετρονίων που εκπέμπονται και η παραχθείσα ενέργεια, κλπ., τα οποία είναι πολύ δύσκολο να αναπαραχθούν θεωρητικά.



## 1.1 Ιδιότητες της αντίδρασης της πυρηνικής σχάσης

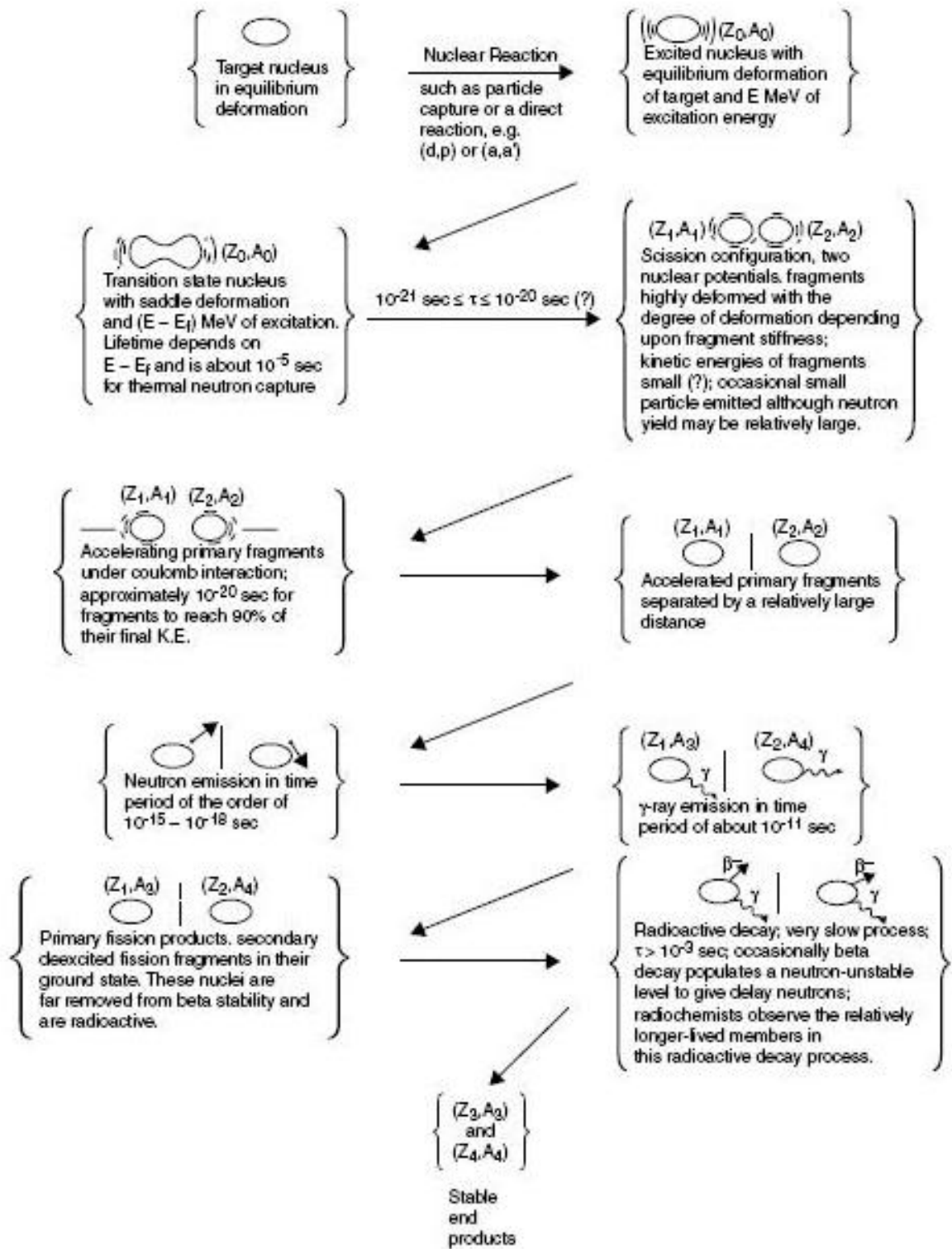
### 1.1.1 Μηχανισμός πυρηνικής σχάσης (Σχήμα 1.1.1)

Στο σχήμα 1.1.1 παρουσιάζεται διαγραμματικά η πορεία της πυρηνικής σχάσης. Ο πυρήνας έχει αρχικά μια απόκλιση από το σφαιρικό σχήμα, βρίσκεται δηλαδή σε μια κατάσταση μόνιμης παραμόρφωσης (equilibrium deformation). Όταν δεχθεί επιπρόσθετη ενέργεια με οποιονδήποτε τρόπο (αιχμαλώτιση σωματιδίων ή πυρηνική αντίδραση) μεταβαίνει σε μια διεγερμένη ενεργειακή κατάσταση η οποία καλείται μεταβατική κατάσταση (saddle point configuration). Όταν αρχίζει η παραμόρφωση του πυρήνα, η ενέργεια Coulomb του πυρήνα μειώνεται ενώ παράλληλα η ενέργεια επιφάνειας αυξάνεται. Αυτό συμβαίνει γιατί όσο αυξάνει η παραμόρφωση, αυξάνει η μέση απόσταση των πρωτονίων και αυξάνεται ταυτόχρονα η πυρηνική επιφάνεια. Όταν ο πυρήνας βρίσκεται στο σημείο μεταβατικής ισορροπίας η τιμή της διαφοράς της ενέργειας Coulomb ισούται με την τιμή της διαφοράς της ενέργειας επιφάνειας ως προς την αρχική διαμόρφωση. Αυτό το σημείο αποτελεί το σημείο κλειδί όσον αφορά στην πραγματοποίηση της σχάσης ενεργειακά. Αν ο πυρήνας καταφέρει να προσπεράσει το σημείο αυτό, τότε θα έχει υπερνικήσει τον ενεργειακό φραγμό για την πραγματοποίηση της σχάσης και θα επέλθει περαιτέρω παραμόρφωση. Για να γίνει αυτό, θα πρέπει να δοθεί στο σύστημα μια ενέργεια ενεργοποίησης.

Αν ο πυρήνας συνεχίζει να παραμορφώνεται πέρα από αυτό το σημείο, τότε πρόκειται να συμβεί η πυρηνική σχάση. Τότε, μέσα σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα ο λαιμός μεταξύ των επικείμενων θραυσμάτων εξαφανίζεται και ο πυρήνας χωρίζεται σε δύο θραύσματα στο σημείο διάσχισης (scission point). Σε αυτό το σημείο έχουν παραχθεί δύο παραμορφωμένα θραύσματα που βρίσκονται σε επαφή το ένα με το άλλο. Η δύναμη Coulomb μεταξύ των θραυσμάτων τα επιταχύνει και αυτά φτάνουν στο 90% της τελικής τους κινητικής ενέργειας μέσα σε χρόνο της τάξης  $10^{-20}$  s. Ενώ τα θραύσματα επιταχύνονται, αποκτούν πιο σφαιρικό σχήμα, μετατρέποντας τη δυναμική ενέργεια παραμόρφωσης σε εσωτερική ενέργεια διέγερσης (θερμαίνονται). Αυτή η ενέργεια διέγερσης αποβάλλεται από τους πυρήνες με δύο τρόπους

που δρουν ανταγωνιστικά: είτε με την εκπομπή νετρονίων από τα θραύσματα είτε με την εκπομπή ακτίνων γ.

Σε μεγαλύτερο χρονικό διάστημα τα θραύσματα που είναι πλούσια σε νετρόνια, ως προερχόμενα από τη διαίρεση ενός πλούσιου σε νετρόνια πυρήνα ( π.χ.  $^{238}\text{U}$  με  $N/Z = 1.58$ ) οδηγούνται σε β<sup>-</sup> ραδιενεργό διάσπαση. Σε πολλές περιπτώσεις παράγονται με αυτόν τον τρόπο πυρήνες που είναι ασταθείς στην εκπομπή νετρονίων και έτσι παράγονται και άλλα νετρόνια (β – delayed neutrons). Η ενέργεια που αποβάλλεται μετά από τη διαδικασία της πυρηνικής σχάσης βρίσκεται πρωταρχικώς υπό τη μορφή της κινητικής ενέργειας των θραυσμάτων και εξαρτάται από τη σταθερότητα των θραυσμάτων της σχάσης.



Σχήμα 1.1.1: Διαγραμματική απεικόνιση της πορείας της σχάσης [21]

### 1.1.2 Πυρηνικά μοντέλα της σχάσης

#### Μοντέλο της υγρής σταγόνας (*liquid drop model*)

Σύμφωνα με το μοντέλο της υγρής σταγόνας υπάρχουν δύο παράγοντες που καθορίζουν ενεργειακά τη σχάση: η ενέργεια επιφάνειας της σταγόνας και η αποθηκευμένη σε αυτή ενέργεια Coulomb. Κατά την παραμόρφωση ενός σφαιρικού πυρήνα, η ενέργεια επιφάνειας πρέπει να αυξάνει αλλά η ενέργεια Coulomb να μειώνεται λόγω της αύξησης της απόστασης μεταξύ των νουκλεονίων. Η μεταβολή της ολικής δυναμικής ενέργειας του συστήματος στη δυαδική σχάση δίνεται από τη διαφορά των δύο παραπάνω όρων. Καθώς το υπό σχάση σύστημα υπόκειται σε παραμόρφωση, θα πρέπει να υπερπηδήσει ένα ενεργειακό φράγμα που θα οδηγήσει τελικώς στη σχάση.

Αν θεωρήσουμε ότι ένας πυρήνας έχει σφαιρικό σχήμα, μπορούμε να υπολογίσουμε την ενεργειακή διαφορά της σφαίρας και ενός ελάχιστα παραμορφωμένου πυρήνα, με σταθερή την πυρηνική πυκνότητα. Αυτό σημαίνει ότι θεωρούμε ότι ο όγκος του σφαιρικού πυρήνα παραμένει ίδιος όπως και ο όγκος του παραμορφωμένου. Θεωρούμε αρχικά ότι ο παραμορφωμένος πυρήνας είναι ελλειψοειδής εκ περιστροφής. Για ένα ελλειψοειδές με κύριο ημιάξονα  $a$  και δευτερεύοντα ημιάξονα  $b$ , ο όγκος και η επιφάνεια δίνονται από τις εκφράσεις:

$$V = \frac{4}{3}\pi ab^2 \text{ και}$$

$$S = 2\pi b^2 + 2\pi\left(\frac{ab}{e}\right) \sin^{-1} e,$$

$$\text{όπου } e \text{ η εκκεντρότητα της έλλειψης και } b^2 = \frac{a^2}{e^2}(1 - e^2)$$

Η ενέργεια επιφάνειας καθώς και η ενέργεια Coulomb του ελλειψοειδούς δίνονται από τους τύπους:

$$E_{S,\text{ellips}} = \left(\frac{a_s}{4\pi r_0^2}\right)S \text{ και}$$

$$E_{\text{coul,ellips}} = \frac{3}{10} \frac{z^2 e^2}{(a^2 - b^2)^{1/2}} \log\left(\frac{a + (a^2 - b^2)^{1/2}}{a - (a^2 - b^2)^{1/2}}\right)$$

Η ακτίνα του αρχικού πυρήνα είναι R και ισχύει:

$$\frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{4}{3} \pi a b^2 \text{ και}$$

$$R^3 = \frac{a^3}{e^2} (1 - e^2)$$

Οι ενέργειες επιφάνειας και Coulomb για μία μη παραμορφωμένη σφαίρα δίνονται από τους τύπους:

$$E_{S,\text{sh}} = a_s A^{2/3} \text{ και } E_{\text{coul,sh}} = \frac{3}{5} ((z^2/e^2)/R)$$

Άρα η ενεργειακή διαφορά μεταξύ ενός ελλειψοειδούς εκ περιστροφής και μίας σφαίρας δίνεται από τον τύπο:

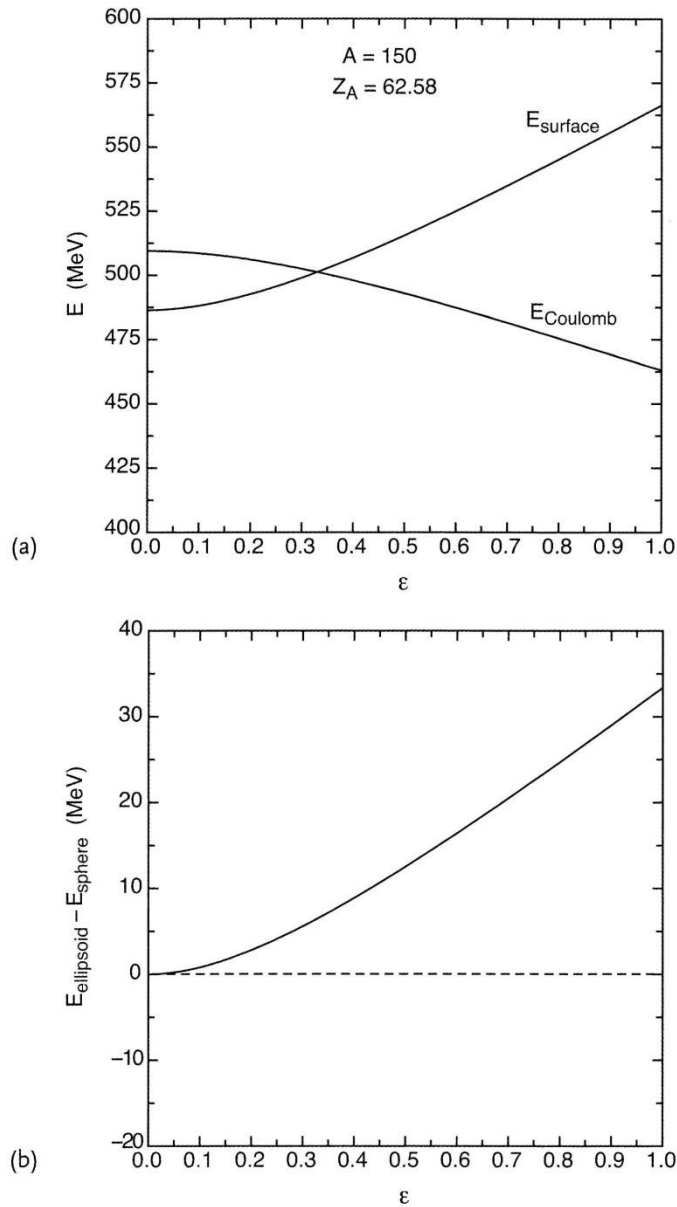
$$\Delta E = \Delta E_s + \Delta E_{\text{coul}}$$

$$= \left(\frac{a_s}{4\pi r_0^2}\right) S - a_s A^{2/3} + \frac{3}{10} \frac{z^2 e^2}{(a^2 - b^2)^{1/2}} \log\left(\frac{a + (a^2 - b^2)^{1/2}}{a - (a^2 - b^2)^{1/2}}\right) - \frac{3}{5} ((z^2/e^2)/R)$$

Αν  $\Delta E < 0$ , μπορεί να πραγματοποιηθεί η παραμόρφωση από το σφαιρικό σχήμα αυθόρμητα. Αν  $\Delta E > 0$ , δεν μπορεί να λάβει χώρα αυθόρμητα ενεργειακώς η παραμόρφωση, άρα και η σχάση.

Ορίζουμε την παράμετρο  $\epsilon$ , προκειμένου να παρουσιαστούν αυτοσυνεπώς τα παρακάτω σχήματα.

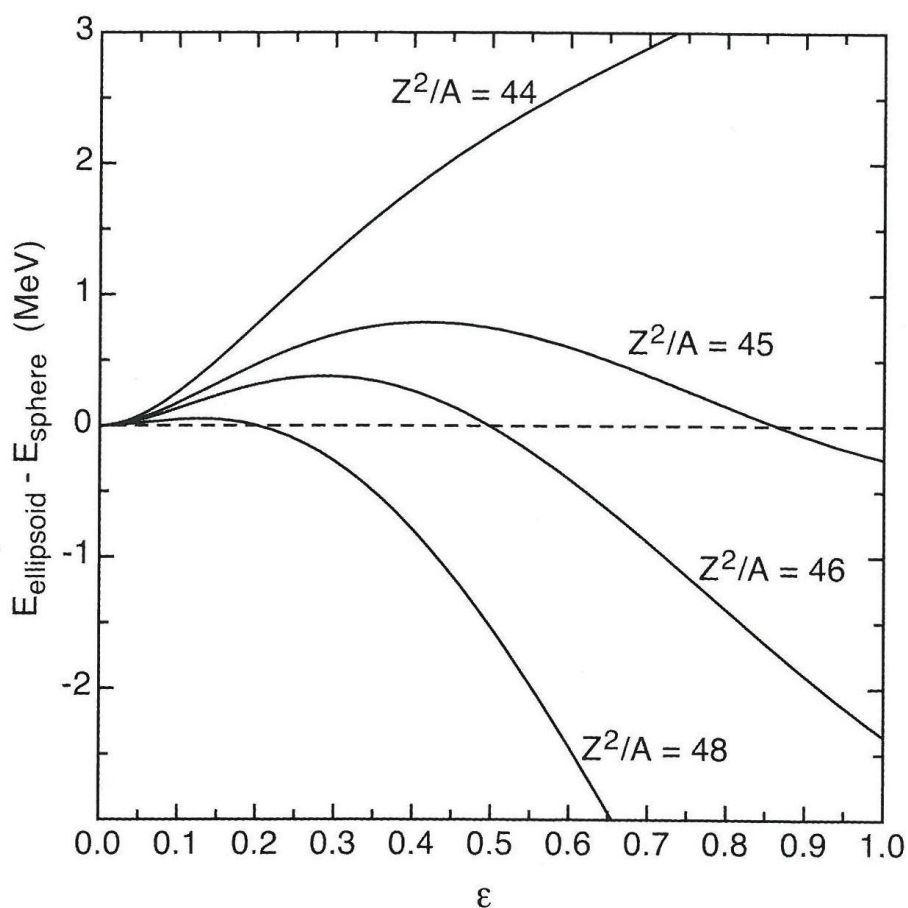
$$e = \left[1 - \frac{1}{(1 + \epsilon)^3}\right]^{1/2}$$



Σχήμα 1.1.2: α) Η ενέργεια επιφάνειας και Coulomb για ελλειψοειδή με  $A = 150$  και  $Z = 62.58$  συναρτήσει του παράγοντα παραμόρφωσης  $\epsilon$  και β) η διαφορά μεταξύ των ενεργειών επιφάνειας και Coulomb για ελλειψοειδές και σφαίρα της ίδιας πυκνότητας συναρτήσει του παράγοντα παραμόρφωσης  $\epsilon$ .

Στο σχήμα 1.1.2 αναπαριστώνται διαγραμματικά οι ενέργειες επιφάνειας και Coulomb του ελλειψοειδούς εκ περιστροφής συναρτήσει του  $\epsilon$  για τον πιο σταθερό πυρήνα  $A = 150$  και  $Z = 62.58$ . Όσο αυξάνεται η παραμόρφωση, η ενέργεια Coulomb μειώνεται ενώ η ενέργεια επιφάνειας αυξάνεται. Οι δύο όροι ενέργειας έχουν περίπου ίδια τιμή όταν ο πυρήνας βρίσκεται στη σφαιρική κατάσταση. Όταν όμως ο πυρήνας αρχίζει να παραμορφώνεται, η ενέργεια Coulomb πέφτει ενώ η ενέργεια επιφάνειας

αυξάνει (σχήμα 1.1.2.α). Στο σχήμα 1.1.2.β παρουσιάζονται οι διαφορές μεταξύ του αθροίσματος των δύο ενεργειών του ελλειψοειδούς και του αθροίσματος των δύο ενεργειών του σφαιρικού πυρήνα. Ακόμα και η παραμικρή παραμόρφωση προκαλεί την αύξηση της δυναμικής ενέργειας, η οποία συνεχίζει να αυξάνει για μεγαλύτερες παραμορφώσεις. Συμπερασματικά, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι, ακριβώς επειδή  $\Delta E > 0$  για όλες τις παραμορφώσεις, τότε θα πρέπει να υπάρχει ένα ενεργειακό φράγμα που απαγορεύει το μονοπάτι που οδηγεί στην αυθόρμητη σχάση. Έτσι κατανοούμε ότι προκειμένου να επιτευχθεί η σχάση, πρέπει να προστεθεί ενέργεια στο σύστημα.



Σχήμα 1.1.3: Η διαφορά μεταξύ των ενεργειών επιφάνειας και Coulomb για ελλειψοειδές και σφαίρα της ίδιας πυκνότητας συναρτήσει του αράγοντα παραμόρφωσης  $\epsilon$ , για παραμέτρους σχάσης κάτω από το κρίσιμο σημείο  $Z^2/A \sim 50$ .

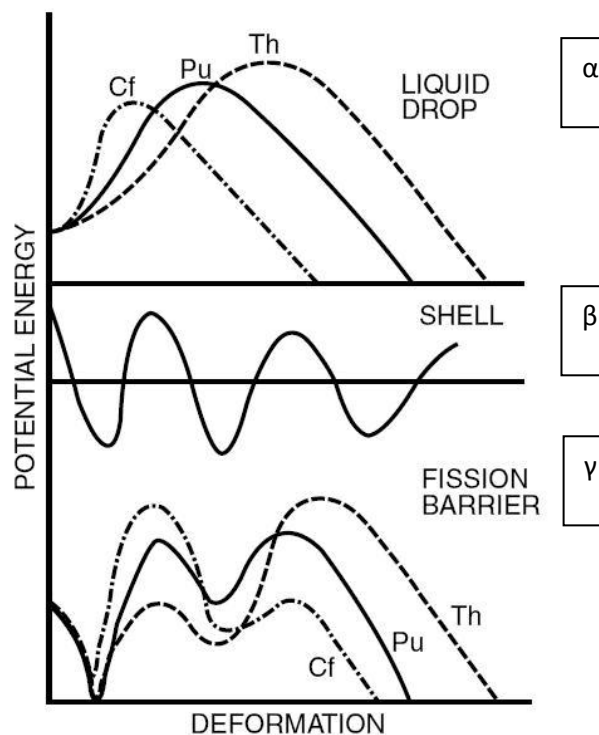
Το σχήμα 1.1.3 δείχνει την εξάρτηση της διαφοράς μεταξύ του αθροίσματος της ενέργειας επιφάνειας και της ενέργειας Coulomb για ένα ελλειψοειδές εκ περιστροφής και μίας σφαίρας συναρτήσει του  $\epsilon$  για

παραμέτρους σχάσης κάτω από το κρίσιμο σημείο  $Z^2/A \sim 50$ , δηλαδή για  $Z^2/A = 44, 45, 46$  και  $48$ . Ισχύει ότι για  $Z^2/A \geq 50$ , η παραμικρή παραμόρφωση προκαλεί μείωση στη δυναμική ενέργεια του συστήματος και έτσι ανοίγεται ένα μονοπάτι για την αυθόρμητη σχάση. Για την περίπτωση του  $Z^2/A = 44$ , η δυναμική ενέργεια αυξάνει συνεχώς καθώς αυξάνει η παραμόρφωση  $\epsilon$ . Όταν όμως πρόκειται για  $Z^2/A \geq 45$ , η περιοχή όπου αυξάνει το δυναμικό ακολουθείται από μια περιοχή όπου το δυναμικό μειώνεται, το οποίο γίνεται αρνητικό σε μεγάλες παραμορφώσεις. Αυτό σημαίνει ότι προβλέπεται κλασικά ένα συγκεκριμένο ενεργειακό φράγμα, το οποίο όταν ξεπεραστεί, ανοίγεται το μονοπάτι ώστε ο πυρήνας να υποστεί σχάση. Συμπερασματικά μπορούμε να πούμε ότι, επειδή για όλες τις παραμορφώσεις ισχύει ότι  $\Delta E > 0$ , θα πρέπει να υπάρχει ένα ενεργειακό φράγμα, το οποίο προσπερνώντας το, το σύστημα θα οδηγηθεί σε αυθόρμητη σχάση χωρίς να προστεθεί ενέργεια στο σύστημα.

#### *Διορθώσεις φλοιών (shell effects)*

Το σχήμα 1.1.2 αναπαριστά γραφικά μερικές αντιπροσωπευτικές μορφές των ενεργειακών φραγμάτων σχάσης για πυρήνες που ανήκουν στην οικογένεια ακτινιδών. Το ύψος του φράγματος σχάσης μειώνεται όσο αυξάνεται το  $Z^2/A$  από το Th ( $Z = 90$ ) προς το Cf ( $Z = 98$ ) (σχήμα 1.1.2.α).





Σχήμα 1.1.4: Ποιοτική απεικόνιση του ενεργειακού φράγματος σχάσης για ακτινίδες [21]

Προκειμένου να κατανοήσουμε σε επαρκή βαθμό το μηχανισμό της σχάσης, θα πρέπει να εισαγάγουμε την επίδραση σχηματισμού φλοιών (shell effects) στο μοντέλο της υγρής σταγόνας που περιγράφει το μηχανισμό αυτό. Στη μέθοδο που πρότεινε ο Strutinski στα 1967 προκειμένου να υπολογιστούν οι διορθώσεις φλοιού, η ολική ενέργεια του πυρήνα θεωρείται ως το άθροισμα των ενεργειών που προκύπτουν από το μοντέλο της υγρής σταγόνας (Ενέργεια,  $E_{LDM}$ ) και των διορθώσεων λόγω σχηματισμού φλοιών νουκλεονίων ( $\delta S + \delta P$ , διορθώσεις φλοιών και σύζευξης), δηλαδή:

$$E = E_{LDM} + \sum_{p,n} (\delta S + \delta P)$$

Οι διορθώσεις φλοιών τείνουν να μειώσουν τις μάζες της θεμελιώδους κατάστασης του σφαιρικού πυρήνα ο οποίος διαθέτει μαγικό (ή σχεδόν) αριθμό νετρονίων ή πρωτονίων. Στο σχήμα 1.1.4 διαφαίνεται το ποιοτικό

αποτέλεσμα του συνδυασμού του μοντέλου της υγρής σταγόνας με τις διορθώσεις φλοιού. Το σχήμα 1.1.4.α δείχνει τα ενεργειακά φράγματα τα οποία έχουν υπολογιστεί με τη βοήθεια του μοντέλου της υγρής σταγόνας. Το ενεργειακό φράγμα μειώνεται και το μέγιστο της καμπύλης πηγαίνει προς μικρότερες παραμορφώσεις καθώς το  $Z^2/A$  αυξάνει.

Οι διορθώσεις φλοιών είναι συναρτήσεις της παραμόρφωσης του πυρήνα που θα υποστεί σχάση. Οι διορθώσεις φλοιών τείνουν να χαμηλώνουν τις μάζες της θεμελιώδους κατάστασης των σφαιρικών πυρήνων που έχουν μαγικούς ή ημιμαγικούς αριθμούς νουκλεονίων. Ο σταθερός πυρήνας στη θεμελιώδη κατάσταση προβλέπεται να έχει μία μικρή εγγενή παραμόρφωση, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.1.4.β με το πρώτο ελάχιστο της καμπύλης. Προβλέπεται λοιπόν ότι η θεμελιώδης κατάσταση θα έχει κάποια μικρή παραμόρφωση από το σφαιρικό σχήμα και θα εμφανίζεται ένα δεύτερο ελάχιστο που υποδηλώνει την ασύμμετρη φύση της σχάσης στις κατανομές μαζών. Για πυρήνες με  $Z > 106$  το μοντέλο της υγρής σταγόνας προβλέπει πολύ μικρά ενεργειακά φράγματα σχάσης. Αν όμως ληφθούν υπόψη οι διορθώσεις φλοιού, μπορούμε να εξηγήσουμε το γεγονός ότι πυρήνες με  $Z > 106$  έχουν περισσότερο χρόνο ζωής (δηλαδή υπάρχουν ως πυρήνες υπερβαρέων στοιχείων, *super heavy elements*) και δεν υφίστανται σχάση ακαριαία, όπως υποδεικνύει το μοντέλο της υγρής σταγόνας.

Το σχήμα 1.1.4.γ παρουσιάζει ποιοτικά το αποτέλεσμα του συνδυασμού των διορθώσεων φλοιών με το φράγμα που προβλέπεται από το μοντέλο της υγρής σταγόνας. Ο συνδυασμός του μοντέλου της υγρής σταγόνας και των διορθώσεων φλοιού προβλέπει ότι στην περιοχή των πυρήνων ουρανίου – πλουτωνίου υπάρχει ένα διπλό ενεργειακό φράγμα με δύο ισοϋψή ενεργειακά όρη αλλά το δεύτερο ελάχιστο θα είναι βαθύτερο. Για βαρύτερους πυρήνες, όπως το καλιφόρνιο, το πρώτο ενεργειακό φράγμα αναμένεται να είναι πολύ μεγαλύτερο από το δεύτερο.

Θα πρέπει να τονιστεί σε αυτό το σημείο ότι ο υπολογισμός του ενεργειακού φράγματος για την πυρηνική σχάση είναι εξαιρετικά περίπλοκος. Το γενικότερο συμπέρασμα που μπορεί να εξαχθεί με τα μέχρι τώρα

πειραματικά και θεωρητικά δεδομένα είναι ότι το πιο συμφέρον ενεργειακά μονοπάτι για τη διαδικασία της σχάσης προϋποθέτει πως ο πυρήνας θα είναι αρχικά συμμετρικός ως προς τον κύριο άξονα συμμετρίας (π.χ. ελλειψοειδές εκ περιστροφής).

Οι πυρήνες που είναι εγκλωβισμένοι στο δεύτερο ελάχιστο του ενεργειακού φράγματος ονομάζονται 'ίσομερή αυθόρμητης σχάσης' ('spontaneously fissioning isomers') και παρατηρήθηκαν για πρώτη φορά το 1962. Αυτοί οι πυρήνες ανήκουν στην ευρύτερη κατηγορία των υπερπαραμορφωμένων πυρήνων (superdeformed nuclei).

### 1.1.3 Διάφορες μορφές πυρηνικής σχάσης

#### *Αυθόρμητη σχάση*

Οι Petrzhak και Flerov ανακάλυψαν στα 1940 [15], ότι ο πυρήνας  $^{238}\text{U}$  μπορούσε να υποστεί αυθόρμητη σχάση με αποτέλεσμα την παραγωγή δύο θραυσμάτων. Μέχρι σήμερα έχουν ανακαλυφθεί περίπου 100 πυρήνες που συμπεριφέρονται με τον ίδιο τρόπο.

Η αυθόρμητη σχάση είναι ένας σπάνιος τύπος ραδιενεργού διάσπασης που συμβαίνει στις ελαφρές ακτινίδες και συναντάται όλο και περισσότερο όσο αυξάνει ο ατομικός αριθμός με ανώτατο όριο το  $Z = 98$ . Οι πυρήνες με ατομικό αριθμό μεγαλύτερο αυτού του ορίου παρουσιάζουν ιδιαίτερη σταθερότητα.

Σε αυτόν τον τύπο σχάσης πραγματοποιείται το κβαντομηχανικό φαινόμενο σήραγγος (tunneling effect), από τη θεμελιώδη κατάσταση στο σημείο διάσχισης. Ο χρόνος ημιζωής της αυθόρμητης σχάσης μπορεί να εκφραστεί με την εξής μορφή:

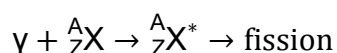
$$t_{1/2}^{\text{SF}} = \frac{\ln 2}{\Gamma}$$

όπου  $f$  είναι η συχνότητα των προσπαθειών για να προσπεραστεί το πρώτο ελάχιστο του ενεργειακού φράγματος και  $P$  είναι η πιθανότητα διέλευσης του ενεργειακού φράγματος. Ένα απλό μοντέλο που να υπολογίζει το ενεργειακό φράγμα αποτελεί η εξίσωση Hill – Wheeler [24] η οποία προσεγγίζει το ενεργειακό φράγμα σχάσης με δυναμικό ενός αντεστραμμένου αρμονικού ταλαντωτή.

### Φωτοσχάση

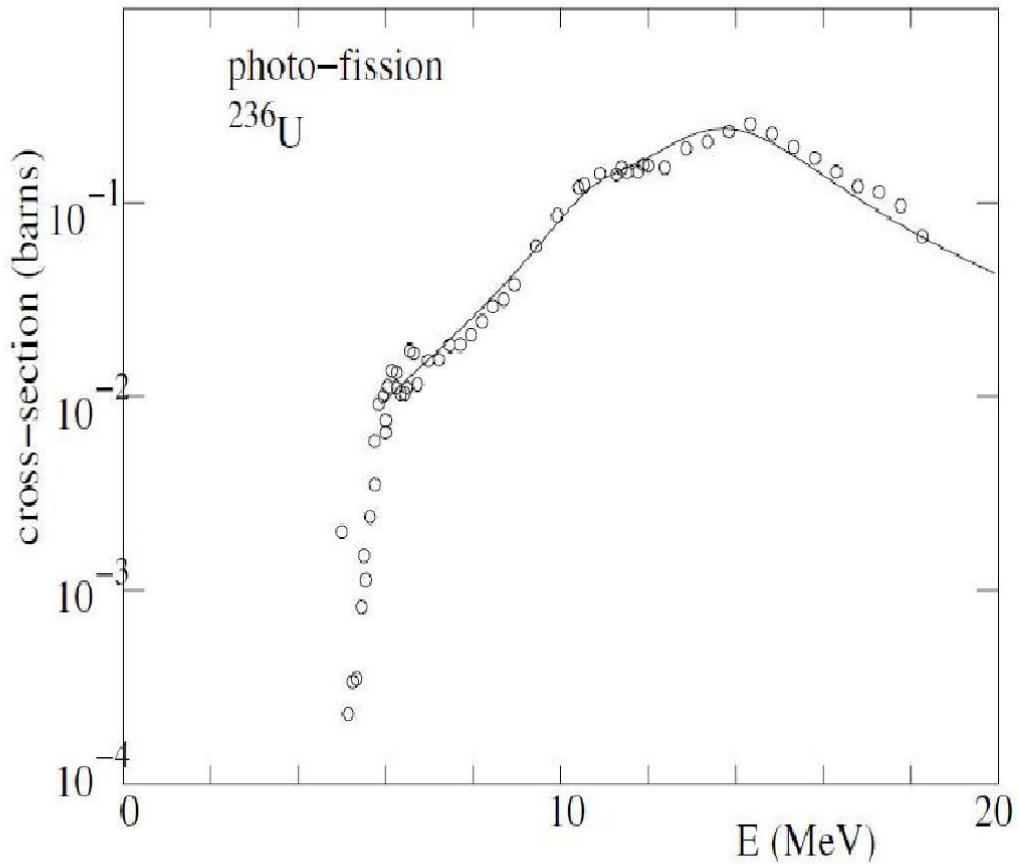
Πέρα από τη διαδικασία της αυθόρμητης σχάσης, υπάρχει η πιθανότητα για κάποιους πυρήνες να υποστούν εξαναγκασμένη σχάση είτε με τη διαδικασία της φωτοσχάσης (photofission), είτε με την εξαναγκασμένη σχάση από νετρόνιο (neutron induced fission).

Κατά τη φωτοσχάση, ο πυρήνας λαμβάνει ένα ποσό ενέργειας απορροφώντας ένα φωτόνιο  $\gamma$  σύμφωνα με την παρακάτω εξίσωση:



Με αυτόν τον τρόπο, ο πυρήνας λαμβάνει την απαιτούμενη ενέργεια για να υπερπηδήσει το ενεργειακό φράγμα σχάσης.

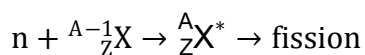
Στο σχήμα 1.1.5 αναπαριστάται γραφικά η πιθανότητα (cross section) να πραγματοποιηθεί φωτοσχάση του πυρήνα  ${}^{235}\text{U}$  αυξανόμενης της ενέργειας του φωτονίου. Η πιθανότητα είναι αμελητέα για φωτόνιο με ενέργεια κάτω από 5 MeV, ενώ αυξάνεται γρήγορα για ενέργειες μεταξύ 5 και 6 MeV και αυξάνεται αργά μέχρι να φτάσει την ενέργεια των 14 MeV. Με βάση τα δεδομένα που εξάγονται από το γράφημα, θα μπορούσαμε να ισχυριστούμε ότι χρειάζονται περίπου 5.7 MeV προστιθέμενη ενέργεια στη θεμελιώδη κατάσταση του πυρήνα ώστε να μεγιστοποιηθεί η πιθανότητα για σχάση.



Σχήμα 1.1.5: Διαγραμματική αναπαράσταση της πιθανότητας (crosssection, b) να πραγματοποιηθεί η φωτοσχάση για τον πυρήνα  $^{236}\text{U}$  συναρτήσει της ενέργειας (MeV) του φωτονίου. [23]

### Εξαναγκασμένη σχάση

Η εξαναγκασμένη σχάση από νετρόνιο μπορεί να παρασταθεί με την παρακάτω εξίσωση:



Ο πυρήνας προτού υποστεί εξαναγκασμένη σχάση από νετρόνιο, μεταβαίνει σε μια διεγερμένη κατάσταση. Τα θερμικά νετρόνια, τα οποία έχουν κινητική ενέργεια  $E_n \sim 0.025 \text{ eV}$  για  $T = 300\text{K}$ , προκαλούν σχάση στον πυρήνα  $^{235}\text{U}$  αλλά όχι στον πυρήνα  $^{238}\text{U}$ . Αυτό συμβαίνει για τον εξής λόγο. Η

ενέργεια που απελευθερώνεται όταν ένα θερμικό νετρόνιο συλλαμβάνεται από τους πυρήνες  $^{235}\text{U}$  και  $^{238}\text{U}$  είναι 6.5 MeV και 4.8 MeV αντίστοιχα. Το φράγμα σχάσης για τους πυρήνες αυτούς είναι περίπου 5.7 MeV. Έτσι λοιπόν, για την αντίδραση  $n + ^{235}\text{U}$  υπάρχει περίσσειμα ενέργειας κατά την υπερπήδηση του ενεργειακού φράγματος, ενώ στην περίπτωση της αντίδρασης  $n + ^{238}\text{U}$  χρειάζονται νετρόνια με ενέργεια περίπου 1 MeV. Η ικανότητα των ακτινίδων με περιττό μαζικό αριθμό να υποστούν σχάση, όταν βομβαρδίζονται με θερμικά νετρόνια έχει πολύ μεγάλη πρακτική σημασία. Τα θερμικά νετρόνια έχουν μεγάλο μήκος κύματος και ως εκ τούτου εμφανίζουν μεγάλες ενεργές διατομές, όταν αντιδρούν με τις ακτινίδες με αποτέλεσμα τη σχάση των τελευταίων.

#### 1.1.4 Κατανομές θραυσμάτων στην πυρηνική σχάση

Μια πρώτη προσέγγιση για την εξαγωγή της ολικής κινητικής ενέργειας των θραυσμάτων προϋποθέτει να ληφθεί υπόψη μόνο η απωστική ενέργεια Coulomb. Η πιο απλή εξίσωση η οποία χρησιμοποιείται είναι η παρακάτω:

$$\text{TKE} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2}{R_1 + R_2} \quad \text{με}$$

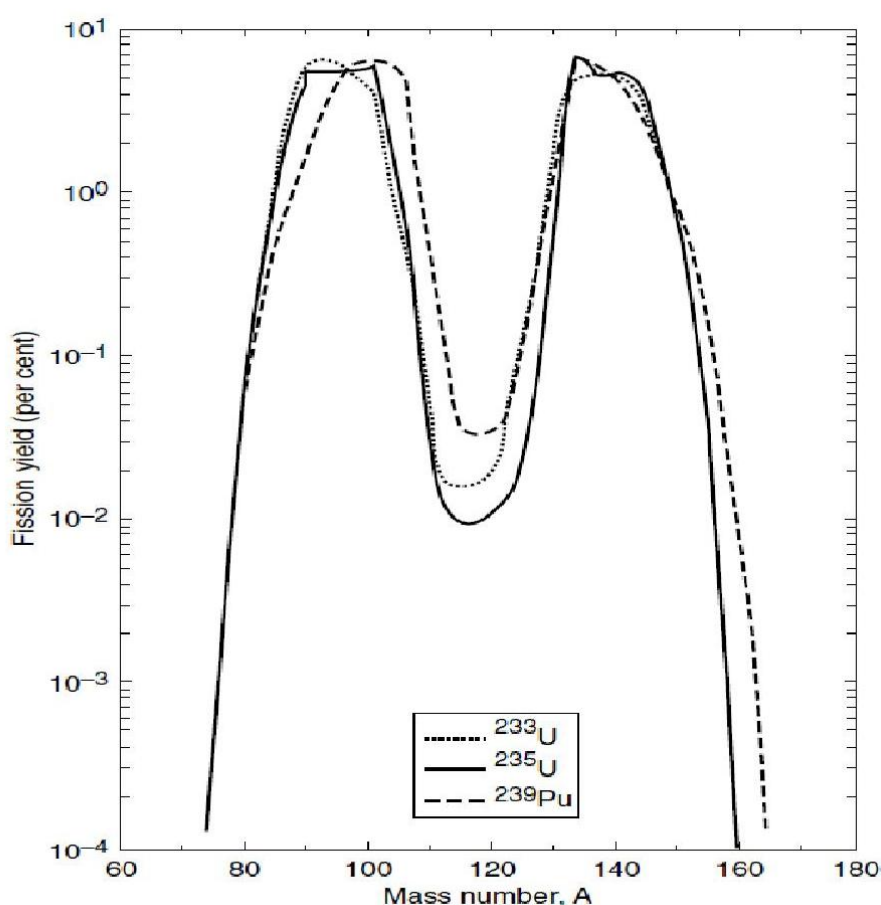
$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} = 1.44 \text{ MeVfm}$$

Στην εξίσωση αυτή, τα  $Z_1$  και  $Z_2$  αναφέρονται στους ατομικούς αριθμούς των δύο θραυσμάτων και το TKE (Total Kinetic Energy) αναφέρεται στην ολική κινητική ενέργεια. Επίσης,  $R_1$  και  $R_2$  είναι οι ακτίνες των παραμορφωμένων θραυσμάτων σχάσης που συνδέονται με τους μαζικούς αριθμούς  $A_1$  και  $A_2$  με τους τύπους:

$$R_1 = 1.8 A_1^{1/3} \text{ και}$$

$$R_2 = 1.8 A_2^{1/3}$$

Οι αρχικές μελέτες που αφορούσαν στο μηχανισμό της πυρηνικής σχάσης έδειξαν ότι ο πιο πιθανός τρόπος διαχωρισμού των θραυσμάτων είναι ο ασύμμετρος ( $M_H / M_L = 1.3-1.5$ )<sup>1</sup>. Το μοντέλο της υγρής σταγόνας, παρόλα αυτά, προβλέπει ως πιθανότερη τη συμμετρική σχάση (δηλαδή  $M_H / M_L = 1$ ). Τα άνωθεν περιγράφονται από τη διαγραμματική απεικόνιση του σχήματος 1.1.6, το οποίο παρουσιάζει τις κατανομές μαζών των  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  και  $^{239}\text{Pu}$  συναρτήσει του μαζικού αριθμού. Όπως φαίνεται στο διάγραμμα, η ασύμμετρη σχάση υπερέχει συγκριτικά με τη συμμετρική κατά δύο-τρεις περίπου τάξεις μεγέθους.



Σχήμα 1.1.6: Διαγραμματική απεικόνιση της κατανομής μαζών για εξαναγκασμένη σχάση από θερμικό νετρόνιο για τους πυρήνες  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  και  $^{239}\text{Pu}$  [23].

Παρατηρώντας τα σχήματα 1.1.6 και 1.1.7, όσο αυξάνεται η μάζα του πυρήνα που πρόκειται να υποστεί σχάση, η κορυφή που αντιστοιχεί στο

<sup>1</sup> Όπου, οι όροι  $M_H$  και  $M_L$  αναφέρονται στη μάζα του βαρύτερου θραύσματος (H: heavy) και του ελαφρύτερου (L: light) θραύσματος αντίστοιχα.

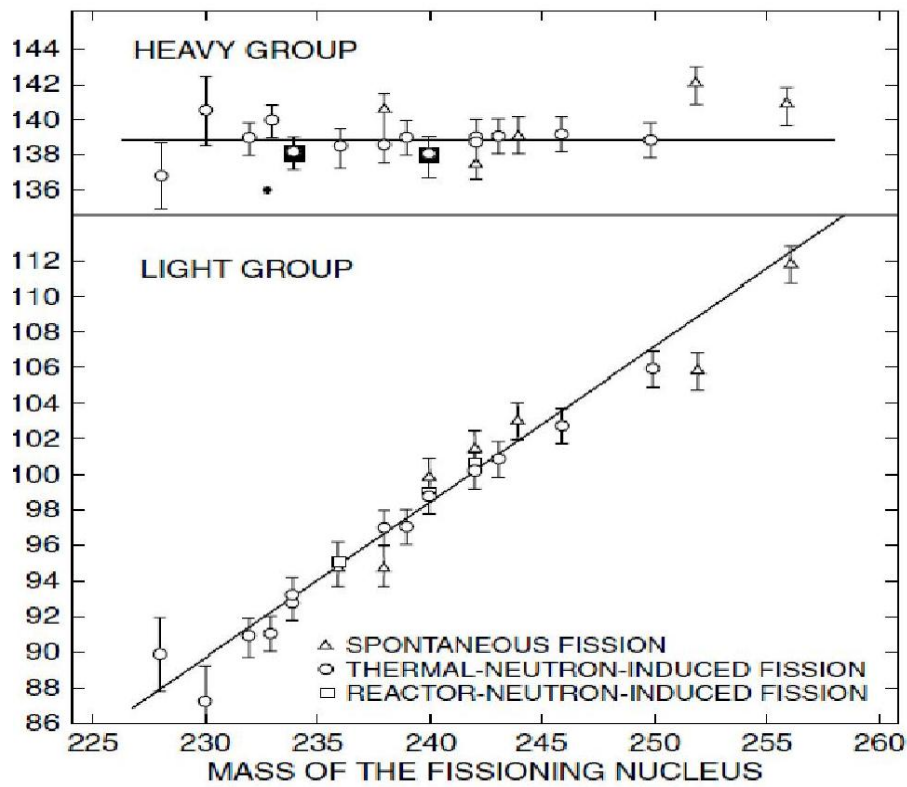
βαρύτερο θραύσμα μένει σταθερή ενώ η κορυφή που αντιστοιχεί στο ελαφρύτερο αυξάνεται. Επιπλέον το κατώτερο άκρο της κορυφής που αντιπροσωπεύει το βαρύτερο θραύσμα βρίσκεται κοντά στο μαζικό αριθμό  $A = 132$ . Αυτό αποτελεί ένδειξη για προτίμηση ασύμμετρης σχάσης εξαιτίας της επιπρόσθετης σταθερότητας που έχει ένα θραύσμα με  $Z = 50$  και  $N = 82$  (πρόκειται για πυρήνα με διπλό μαγικό αριθμό, δηλαδή για τον  $^{132}\text{Sn}$ ).

Οι παραπάνω παρατηρήσεις αφορούν σε κατανομές μαζών των θραυσμάτων που προέρχονται από εξαναγκασμένη σχάση χαμηλής <sup>2</sup> ενέργειας. Μένοντας στο ίδιο πνεύμα, αναμένουμε ότι για εξαναγκασμένη σχάση υψηλής ενέργειας, θα μειωνόταν η επιρροή από τις διορθώσεις φλοιών της θεμελιώδους κατάστασης των θραυσμάτων και θα υπήρχε μία αυξημένη τάση για συμμετρική σχάση. Πειραματικά παρατηρείται ότι βαρείς πυρήνες με υψηλή ενέργεια υπόκεινται σε συμμετρική σχάση.

---

<sup>2</sup>Σε αυτό το σημείο θα ήθελα να ξεκαθαρίσω τι εννοώ όταν αναφέρομαι στους όρους: χαμηλή, μέτρια και υψηλή ενέργεια συμμετρίας. Η χαμηλή αντιστοιχεί σε ενέργειες μικρότερες των 10 MeV, η μέτρια σε ενέργειες μεταξύ 10 και 100 MeV και η υψηλή από 100 MeV και πάνω.





Σχήμα 1.1.7: Διαγραμματική απεικόνιση των μέσων μαζών των βαρέων και των ελαφρών θραυσμάτων συναρτήσει της μάζας του πυρήνα που πρόκειται να υποστεί σχάση. [23]

## 1.2 Εφαρμογές της πυρηνικής σχάσης

Η εφαρμογή της πυρηνικής σχάσης για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας μας φέρνει αντιμέτωπους με το ανακύπτον θέμα της διαχείρισης των πυρηνικών αποβλήτων από τους πυρηνικούς αντιδραστήρες. Μία δραστική αντιμετώπιση του προβλήματος είναι να πραγματοποιηθεί πυρηνική μεταστοιχείωση των ραδιονουκλιδίων σε σταθερά ή μικρού χρόνου ημιζωής νουκλίδια. Προκειμένου να καταφέρουμε κάτι τέτοιο, χρειάζεται η κατασκευή των συστημάτων καθοδηγούμενων από επιταχυντή (ADS, Accelerator Driven Systems).

Τα συστήματα ADS συνδυάζουν στοιχεία από επιταχυντές υψηλών ενεργειών και πυρηνικών αντιδραστήρων. Τα πιο σύγχρονα συστήματα ADS περιλαμβάνουν έναν επιταχυντή πρωτονίων υψηλής έντασης με ενέργεια περίπου 1 GeV. Η δέσμη πρωτονίων κατευθύνεται προς ένα στόχο βομβαρδισμού κατασκευασμένο από θορίο που ψύχεται από υγρό μόλυβδο-βισμούθιο στην καρδιά του συστήματος. Η καρδιά μπορεί να περιέχει για παράδειγμα ακτινίδες με πολύ υψηλό χρόνο ζωής ή προιόντα σχάσης από αναλωμένα πυρηνικά καύσιμα.

Το βασικό πλεονέκτημα της μεταστοιχείωσης από το σύστημα ADS είναι ότι επιτρέπεται η “αποτέφρωση”<sup>3</sup> των ακτινίδων με μεγάλο χρόνο ζωής που είναι πολύ δύσκολο να χρησιμοποιηθούν ως καύσιμα σε εγκαταστάσεις με αλυσιδωτές αντιδράσεις. Ένα άλλο πλεονέκτημα είναι ότι ο αντιδραστήρας που συνδέεται με το ADS λειτουργεί σε υποκρίσιμη μορφή, κάτι που βελτιώνει την ασφάλεια του συστήματος.

Η σχάση διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στην αστροφυσική διαδικασία ταχείας σύλληψης νετρονίων (astrophysical r-process) η οποία είναι υπεύθυνη όχι μόνο για τα ποσοστά των υπερουράνιων ισοτόπων, αλλά επηρεάζει στη διαμόρφωση της πλειονότητας των βαρέων πυρήνων που οφείλονται στην ανακύκλωση σχάσης. Οι εργασίες που αναφέρονται στο ρόλο που διαδραματίζει η σχάση στην r-process καταδεικνύουν την ύπαρξη μεγάλης ευαισθησίας του ύψους φράγματος της σχάσης (fission barrier height) των

---

<sup>3</sup>Οι αποτεφρωτές καίνε τα πυρηνικά απόβλητα σε υψηλές θερμοκρασίες. Ο βασικότερος σκοπός της αποτεφρωσης των ραδιενεργών πυρηνικών αποβλήτων είναι η μείωση του όγκου των αποβλήτων καθώς και την τοξικότητα των αποβλήτων.

βαρέων πυρήνων στην r-διαδικασία με  $A > 190$  και  $Z > 84$ . Τα φράγματα σχάσης έχουν άμεση εξάρτηση με τις υπολογισμένες πιθανότητες σχάσης. Επίσης οι πληροφορίες που προκύπτουν από τις κατανομές μαζών και ατομικών αριθμών των νουκλιδίων που σχηματίζονται κατά τη σχάση των βαρέων πυρήνων στην r-process είναι απαραίτητες για τον υπολογισμό της αφθονίας στην r-process. [25]

### 1.3 Σύγχρονες ερευνητικές προσπάθειες σχετικά με το μηχανισμό της πυρηνικής σχάσης

Στη σύγχρονη έρευνα που αναφέρεται στο μηχανισμό της πυρηνικής σχάσης, υπάρχουν ποικίλες επιστημονικές προσεγγίσεις του φαινομένου. Το γεγονός ότι δεν υπάρχει απλή αναλυτική σχέση που δίνει το δυναμικό μεταξύ νουκλεονίων στον πυρήνα, οδηγεί τους ερευνητές σε διάφορες προσεγγιστικές μεθόδους, με τη βοήθεια των οποίων γίνεται προσπάθεια εξαγωγής χρήσιμων συμπερασμάτων για το μηχανισμό της σχάσης. Στο παρόν υποκεφάλαιο θα γίνει αναφορά σύγχρονων εργασιών που καταπιάνονται με το υπό μελέτη φαινόμενο και οι οποίες προσεγγίζουν το θέμα από διαφορετική σκοπιά, χρησιμοποιώντας κατάλληλα πυρηνικά μοντέλα.

Τα προϊόντα που προκύπτουν από τη σχάση μπορούν να χρησιμοποιηθούν με στόχο την εφαρμογή τους σε πυρηνικές αντιδράσεις που σχετίζονται με τη διαχείριση των πυρηνικών αποβλήτων αλλά και για την παραγωγή ενέργειας. Ένας πολλά υποσχόμενος ερευνητικός κλάδος αφορά στην κατασκευή νέας γενιάς πυρηνικών αντιδραστήρων, προκειμένου να επιτευχθεί η μεταστοιχείωση των πυρηνικών αποβλήτων, τα οποία παράγονται κατά κύριο λόγο από τους σημερινούς αντιδραστήρες ισχύος. Η έρευνα που αφορά σε εξαναγκασμένη σχάση από νουκλεόνια, σε ενέργειες μεταξύ 10 και 300 MeV, εγείρει μεγάλο ενδιαφέρον, μεταξύ άλλων, λόγω της ανάπτυξης των ADS. Τα ADS, όπως εξηγήθηκε στο προηγούμενο υποκεφάλαιο, αποσκοπούν στη μεταστοιχείωση των πυρηνικών αποβλήτων, καθώς και στην παραγωγή ενέργειας και ραδιοϊσοτόπων.

Οι εξαναγκασμένες αντιδράσεις από νετρόνια και πρωτόνια, σε ενδιάμεσες ενέργειες, καταλήγουν κατά πλειονότητα σε αντιδράσεις πυρηνικής σχάσης που συνοδεύονται από εκπομπή νετρονίων προ και μετά του σημείου διάσχισης (scission point). Είναι αναγκαία η διερεύνηση των πολλαπλοτήτων των νετρονίων (neutron multiplicities) γιατί η εκπομπή των νετρονίων παίζει σημαντικό ρόλο για το σχεδιασμό των ADS, ως προς τον καθορισμό της υποκρισιμότητας του αντιδραστήρα. Κάποιες επιλεγμένες εργασίες που περιλαμβάνουν μετρήσεις εξαναγκασμένης πυρηνικής σχάσης από νετρόνια και πρωτόνια θα παρουσιαστούν παρακάτω.

Η εργασία των P. Demetriou και συνεργατών [26] περιλαμβάνει τόσο πειραματική όσο και θεωρητική μελέτη. Ερευνήθηκαν οι ιδιότητες της εξαναγκασμένης σχάσης από πρωτόνιο των  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{Pu}$  και  $^{239}\text{Am}$  και συγκρίθηκαν με τον κώδικα Talys [26]. Ο κώδικας προβλέπει τις μάζες των θραυσμάτων της σχάσης, το ποσό των εκπεμπόμενων νετρονίων και την ολική πιθανότητα πραγματοποίησης της σχάσης.

Στην εργασία των S.I. Mulgin και συνεργατών [28], γίνεται παρουσίαση πειραματικών μετρήσεων των κατανομών μάζας και ενέργειας των θραυσμάτων από την εξαναγκασμένη σχάση των πυρήνων  $^{232}\text{Th}$  και  $^{235}\text{U}$  από πρωτόνια μεταξύ 10.3 και 30 MeV. Τα θραύσματα ανιχνεύθηκαν με ανιχνευτές πυριτίου επιφανειακού φράγματος. Προτείνεται μια νέα μέθοδος ανάλυσης των πειραματικών κατανομών που οδηγεί στην εξαγωγή θραυσμάτων μάζας και ενέργειας (mass and energy yields) των τεσσάρων ανεξάρτητων τρόπων σχάσης, για τους οποίους θα αναφερθώ στη συνέχεια. Παρουσιάζονται τα κυριότερα χαρακτηριστικά τους (π.χ. μέσες μάζες, κινητικές ενέργειες) σε εξάρτηση με την ενέργεια της αρχικής δέσμης πρωτονίων.

Οι θεωρητικές εργασίες των Pashkevich [29] και Brosa [30] και συνεργατών δείχνουν ότι το μοντέλο της σταγόνας και οι διορθώσεις φλοιών σε έναν πυρήνα υπό σχάση ευθύνονται για τη δημιουργία ορισμένων κοιλάδων στην επιφάνεια δυναμικής ενέργειας. Αυτό οδηγεί στην υπόθεση της ύπαρξης της πολύτροπης σχάσης (multimodal fission). Κάθε κοιλάδα αντιστοιχεί στο δικό της στατιστικό σύνολο αναπαραστάσεων στο σημείο διάσχισης, τυπικό της ασύμμετρης παραμόρφωσης της μάζας. Αυτό το σύνολο είναι υπεύθυνο για τη δημιουργία του κάθε ανεξάρτητου τρόπου σχάσης. Στην εργασία [30] προβλέπεται θεωρητικά η ύπαρξη τριών τρόπων: μία συμμετρική 'πολύ επιμήκης' (symmetric 'super-long', SL ή S) και δύο ασύμμετρες: standard 1 (S1) και standard 2 (S2).

Ο συμμετρικός τρόπος S καθορίζεται από το μακροσκοπικό μέρος της δυναμικής ενέργειας και χαρακτηρίζεται από πολύ επιμήκη σχήματα των υπό σχάση πυρήνων στο σημείο διάσχισης. Αναμένεται δε τα δύο θραύσματα να έχουν περίπου ίσες μάζες. Ο ασύμμετρος τρόπος S1 προβλέπει μία μέση μάζα για το βαρύ θραύσμα στα  $A = 134-135$  u περίπου. Επίσης τα βαριά

θραύσματα δεν εκτρέπονται πολύ από τη σφαιρικότητα και οι αριθμοί πρωτονίων και νετρονίων είναι κοντά στους μαγικούς αριθμούς  $Z = 50$  και  $N=82$ . Η εμφάνιση και η κυριαρχία του ασύμμετρου τρόπου S2 προκύπτει συχνά λόγω της δημιουργίας ενός παραμορφωμένου φλοιού νετρονίων  $N=88$  σε βαριά θραύσματα μάζας  $A = 138 -140$  u. Πέρα από αυτούς τους τρεις βασικούς τρόπους, καταδεικνύεται η ύπαρξη ενός τέταρτου τρόπου, S3, ο οποίος εμφανίζεται σε πάρα πολύ ασύμμετρη σχάση και η προέλευση του σχετίζεται με την επίδραση του φλοιού νετρονίων  $N=50$ , ο οποίος συντελεί στην ιδιαίτερη σταθερότητα ελαφρών θραυσμάτων.

Οι Derpman και συνεργάτες [31], σε πρόσφατη εργασία τους αναλύουν θεωρητικά την εξαναγκασμένη πυρηνική σχάση των πυρήνων  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{238}\text{U}$  και  $^{237}\text{Np}$ , χρησιμοποιώντας τον κώδικα CRISP. Ο κώδικας είναι βασισμένος στο μοντέλο Bohr-Wheeler, προκειμένου να εξαχθούν οι πιθανότητες σχάσης. Η εργασία περιλαμβάνει υπολογισμό και σύγκριση με πειραματικές μετρήσεις των πιθανοτήτων σχάσης και του αριθμού των νουκλεονίων που αποβάλλονται από τον πυρήνα πριν και μετά τη σχάση.

Πέρα από τις εξαναγκασμένες σχάσεις από νουκλεόνια ενδιάμεσων ενεργειών, συναντάμε στη σύγχρονη έρευνα εργασίες που εξετάζουν αυτές τις αντιδράσεις με νετρόνια είτε θερμικά (keV) είτε χαμηλών ενεργειών. Εν προκειμένω στην εργασία των S. Noda και συνεργατών [32] παρουσιάζονται φάσματα εκπεμπόμενων νετρονίων πριν το σημείο διάχισης. Οι ενέργειες των νετρονίων είναι από 1 έως 200 MeV στην εγκατάσταση WNR στο Los Alamos Neutron Science Centre. Τα πειραματικά δεδομένα αναλύθηκαν με το μοντέλο Los Alamos (Los Alamos Model) για ενέργειες δέσμης νετρονίων από 1 έως 8 MeV. Το μοντέλο αυτό ανήκει στην κατηγορία “μακροσκοπικό – μικροσκοπικό”. Η προσέγγιση που χρησιμοποιείται προκειμένου να περιγραφεί η δυναμική του πυρήνα που υπόκειται σχάση έχει να κάνει με τον υπολογισμό των δυνάμεων που επιδρούν στο σχηματισμό του μακροσκοπικού σχήματος του πυρήνα. Επίσης εξαρτάται και από τις λεπτομέρειες της μεμονωμένης συμπεριφοράς των νουκλεονίων (μικροσκοπική συμπεριφορά). Στη συνέχεια το μοντέλο υπολογίζει τη μεταβολή του σχήματος του πυρήνα σαν αποτέλεσμα αυτών των δυνάμεων.

Η εξαναγκασμένη πυρηνική σχάση μπορεί να πυροδοτηθεί από φωτόνια από την ακτινοβολία πέδησης (breaking radiation). Ένα παράδειγμα αποτελεί η εργασία των H. Naik και συνεργατών [33], όπου μετρήθηκαν οι αποδόσεις των διαφόρων προϊόντων της σχάσης των πυρήνων  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  και  $^{240}\text{Pu}$  χρησιμοποιώντας την τεχνική συλλογής θραυσμάτων ανάκρουσης (recoil catcher) και τεχνικές φασματομετρίας ακτίνων-γ σε μη πραγματικό χρόνο (offline analysis).

Ένας άλλος τρόπος πραγματοποίησης εξαναγκασμένης σχάσης είναι να χρησιμοποιηθεί ως βλήμα κάποιο ελαφρύ ιόν (spallation induced fission). Στην εργασία των K.-H. Schmidt και συνεργατών [34], γίνεται μέτρηση των ολικών διατομών για τις εξαναγκασμένες πυρηνικές σχάσεις των πυρήνων  $^{208}\text{Pb}$  και  $^{238}\text{U}$  από δέσμες πρωτονίων και δευτερίων, που κυμαίνονται σε ένα ενεργειακό εύρος 500 MeV και 1 GeV. Το πείραμα έχει πραγματοποιηθεί σε αντίστροφη κινηματική στο GSI Darmstadt (δηλαδή χρησιμοποιώντας δέσμη ουρανίου ή μολύβδου σε στόχο φωσφόρο ή δευτέριο), διευκολύνοντας την καταμέτρηση των βλημάτων και την ταυτοποίηση των προϊόντων της αντίδρασης, με τεχνικές πυρηνικής φασματομετρίας μάζας.

Η εξαναγκασμένη σχάση μπορεί επίσης να γίνει με αντιδράσεις ανταλλαγής νουκλεονίων (nuclear transfer reactions) ή αντιδράσεις σύντηξης (fusion reactions). Η εργασία των Caamaño και συνεργατών [35], εισάγει μία νέα μέθοδο για την πλήρη ταυτοποίηση του ατομικού και του μαζικού αριθμού των θραυσμάτων σχάσης των ακτινίδων σε χαμηλής ενέργειας αντιδράσεις. Με τη χρήση της αντίστροφης κινηματικής, διερευνήθηκε με φασματομετρία μάζας η αντίδραση μεταξύ  $^{238}\text{U}$  βλήματος και  $^{12}\text{C}$  στόχου, κατά την οποία παράγονται διεγερμένες ακτινίδες που υπόκεινται σχάση.

Στη συνέχεια θα αναφερθώ σε επιλεγμένες εργασίες που είναι βασισμένες σε θεωρητικά μοντέλα.

Στην πρόσφατη εργασία των W. Younes και D. Gogny [36], γίνεται χρήση ενός κβαντομηχανικού μικροσκοπικού μοντέλου με σκοπό τον υπολογισμό των κινητικών ενεργειών των θραυσμάτων. Στην εργασία αυτή γίνεται προσπάθεια απάντησης στο ερώτημα αναφορικά με την εξαγόμενη ενέργεια του βαρέως και του ελαφρού θραύσματος αμέσως μετά τη σχάση του

πυρήνα  $^{240}\text{Pu}$ , χρησιμοποιώντας αποκλειστικά κβαντομηχανική προσέγγιση της διαδικασίας της σχάσης.

Η εργασία των V.A. Rubchenya και J. Aysto [37] αναφέρεται στον υπολογισμό της πιθανότητας δημιουργίας συγκεκριμένων θραυσμάτων από την εξαναγκασμένη σχάση ορισμένων βαρέων ακτινίδων, από πρωτόνιο, νετρόνιο και  $\gamma$  ακτινοβολία. Επίσης έγιναν υπολογισμοί της ενέργειας διέγερσης και κινητικής ενέργειας καθώς και οι πολλαπλότητες των νετρονίων μετά το σημείο διάσχισης. Το μοντέλο που χρησιμοποιείται, στηρίζεται στη μέθοδο Monte Carlo και εμπεριέχει ένα χρονικώς εξαρτώμενο στατιστικό μοντέλο σχεδιασμένο για τις διαδικασίες της σχάσης και της σύντηξης. Δίνει πληροφορίες για την εκπομπή νουκλεονίων πριν από το σχηματισμό του σύνθετου πυρήνα (compound nucleus). Η διάσπαση του διεγερμένου σύνθετου πυρήνα συμπεριλαμβάνεται μέσα στο πλαίσιο του χρονικώς εξαρτώμενου στατιστικού μοντέλου. Αυτό το μοντέλο συμπεριλαμβάνει τις κυριότερες δυναμικές αλληλεπιδράσεις της πυρηνικής τριβής και το χρόνο που καλύπτει τη μετάβαση από το σημείο μετάβασης (saddle point) στο σημείο διάσχισης. Με αυτό τον τρόπο επιτυγχάνεται πιο σαφής καθορισμός του σύνθετου πυρήνα στο σημείο διάσχισης. Για κάθε πυρήνα στο σημείο διάσχισης, υπολογίζονται οι αρχικές κατανομές μαζών των θραυσμάτων, χρησιμοποιώντας την πολύτροπη προσέγγιση της διαδικασίας της σχάσης (multimodal fission), επεκτείνοντάς το με ακόμα δύο υπερασύμμετρους τρόπους. Για την εξαγωγή των κατανομών των ατομικών αριθμών των θραυσμάτων, λήφθηκαν υπόψη οι κβαντικές διακυμάνσεις της ισοτελεστικής πυκνότητας πυρηνικής μάζας στο σημείο διάσχισης, δηλαδή η εξάρτησή τους από την περίσσεια νετρονίων και την ενέργεια συμμετρίας. Η παρούσα υπολογιστική μέθοδος έχει ιδιαίτερη σημασία στην καλλιέργεια της πειραματικής μεθόδου για την παραγωγή εξαιρετικά πλούσιων σε νετρόνια πυρήνων καθώς ενσωματώνει δυναμικά φαινόμενα πυρηνικής τριβής (nuclear friction) σχετικά με την πιθανότητα της σχάσης (ρυθμός σχάσης – fission width) και με το χρονικό διάστημα που ενώνει το σημείο μεταβατικής κατάστασης (saddle point) με το σημείο διάσχισης (scission point). Σκοπός του είναι να παρέχει ακριβή αποτελέσματα της σύστασης των νουκλεονίων



καθώς και της ενέργειας διέγερσης του πυρήνα που πρόκειται να υποστεί σχάση στο σημείο διάσχισης.

Ορισμένες πρωτοπόρες εργασίες αναφορικά με την πυρηνική σχάση καταπιάνονται με τον υπολογισμό του ενεργειακού φράγματος (fission barrier,  $B_f$ ), όπως η εργασία [38]. Η έννοια του ενεργειακού φράγματος είναι θεμελιώδους σημασίας για πολλά φυσικά φαινόμενα. Το  $B_f$  για τις ακτινίδες και τα υπερβαρέα στοιχεία (superheavy elements) προσεγγίζεται με ποικίλες θεωρητικές μεθόδους, τόσο μακροσκοπικές όσο και μικροσκοπικές. Το ύψος του ενεργειακού φράγματος παίζει σπουδαίο ρόλο στις ανταγωνιστικές διαδικασίες μεταξύ εκπομπής νετρονίου και της σχάσης ενός πυρήνα κατά τη διαδικασία της αποδιέγερσης του καθώς και κατά τη διαδικασία  $r$  της πυρηνοσύνθεσης στα άστρα [39].

Οι ανωτέρω αναφορές σε πρόσφατες εργασίες πάνω στο μηχανισμό της πυρηνικής σχάσης έχουν σκοπό να καταδείξουν το γεγονός ότι αποτελεί ένα σύγχρονο και σημαντικό πεδίο έρευνας στην πυρηνική φυσική. Αν και η ραδιενεργός διάσπαση που καλείται σχάση έχει ιστορία 70 περίπου χρόνων, παραμένει ακόμα σε μεγάλο βαθμό ανεξιχνίαστη. Η πυρηνική σχάση είναι από τα λίγα πυρηνικά φαινόμενα στα οποία συναντώνται πολλές θεμελιώδεις έννοιες της πυρηνικής φυσικής. Αρκετοί ερευνητές πιστεύουν ότι η βαθύτερη κατανόηση του μηχανισμού της έχει να προσφέρει πολλές και σημαντικές γνώσεις στο χώρο της φυσικής.

## Κεφάλαιο 2

### Περιγραφή των πειραματικών μεθόδων ανίχνευσης θραυσμάτων σχάσης

#### 2.0 Εισαγωγή

Στο παρόν κεφάλαιο θα γίνει συνοπτική παρουσίαση των πειραματικών μεθόδων και τεχνικών που χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση των θραυσμάτων σχάσης. Υπάρχουν ποικίλες πειραματικές τεχνικές για αυτό το σκοπό από τότε που ανακαλύφθηκε η πυρηνική σχάση. Για ένα συγκεκριμένο πείραμα, οι ερευνητές εστιάζουν συνήθως σε συγκεκριμένα χαρακτηριστικά της διαδικασίας της πυρηνικής σχάσης, (π.χ. ενεργές διατομές, cross sections), κατανομή θραυσμάτων συναρτήσει γωνίας, ενέργειας, μάζας, φορτίου κλπ). Οι πειραματικές συνθήκες ποικίλουν αναλόγως και εξαρτώνται από την υπό μελέτη αντίδραση.

#### 2.1 Ραδιοχημικές μέθοδοι

Η ραδιοχημική μέθοδος είναι ανάμεσα στις πρώτες που εφαρμόστηκαν στην ανίχνευση της σχάσης και χρησιμοποιήθηκε σε συνδυασμό με β και γ φασματομετρία. Οι ραδιοχημικοί διαχωρισμοί δε χρειάζεται να είναι ποσοτικοί γιατί η πληροφορία που χρειαζόμαστε είναι οι σχετικές αποδόσεις (yields) των θραυσμάτων της σχάσης. Επειδή στις μέρες μας, διαθέτουμε εξοπλισμό υψηλής διακριτικής ικανότητας, όπως τα φασματομέτρα γερμανίου ακτινοβολίας γ, οι κλασικές ραδιοχημικές μέθοδοι χρησιμοποιούνται σπανίως.

Η πιο παλιά χημική μέθοδος διαχωρισμού είναι η κατακρήμνιση. Η κατακρήμνιση γίνεται σε συνθήκες υψηλής θερμοκρασίας σε αραιωμένα υδατικά διαλύματα, όπου γίνεται ο αργός σχηματισμός των κρυστάλλων. Μετά την κατακρήμνιση, το ίζημα καθαρίζεται και αφαιρούνται οι προσμίξεις. Έπειτα γίνεται επανακαταβύθιση για μέγιστη καθαρότητα. Το ίζημα συλλέγεται με διήθηση και έχει γνωστή στοιχειομετρία προκειμένου να γίνει ο υπολογισμός της απόδοσης του διαχωρισμού.

Μία άλλη κλασική μέθοδος διαχωρισμού είναι η εκχύλιση. Ένα πολύ γνωστό παράδειγμα εκχυλιστικών ουσιών είναι η εκχύλιση νιτρικού ουρανιλίου

σε δισουλφαιθέρα. Αυτή ήταν η διαδικασία που ακολουθήθηκε στο σχέδιο Manhattan για τον καθαρισμό του ουρανίου με σκοπό τη χρήση του στους πρώτους αντιδραστήρες.

Η ιονανταλλαγή εφαρμόζεται για τον διαχωρισμό ιόντων και αποτελεί μία από τις σημαντικότερες μεθόδους διαχωρισμού. Στη μέθοδο αυτή οι δύο φάσεις βρίσκονται σε επαφή μεταξύ τους ανταλλάσσοντας ιόντα έως ότου να αποκατασταθεί ισορροπία. Η μία από τις φάσεις είναι υγρή (κινητή φάση) ενώ η άλλη είναι στερεή (στατική φάση).

Η εφαρμογή της μεθόδου σε ιδιαίτερα ευρύ φάσμα είναι ο διαχωρισμός των σπανίων γαιών ή ακτινίδων μεταξύ τους. Αυτό γίνεται με ανταλλαγή κατιόντων χρησιμοποιώντας ένα παράγοντα συμπλοκοποίησης του α-υδροξυϊσοβουτυρικού οξέος. Τα ένυδρα ιόντα με τις μεγαλύτερες ακτίνες εκκλύονται πρώτα, δηλαδή βγαίνουν πρώτα χρονικά από τη στήλη.

Μία από τις πιο ευρέως χρησιμοποιούμενες τεχνικές για το γρήγορο χημικό διαχωρισμό είναι η χρωματογραφία αερίου, η οποία έχει αναπτυχθεί για τα υπερουράνια στοιχεία από τον Zvara και συνεργάτες (1972) [21]. Στην αεριοχρωματογραφία, τα πτητικά στοιχεία ή οι ενώσεις διαχωρίζονται μεταξύ τους από τις διαφορές τους στην κατανομή μεταξύ μιας κινητής φάσεως αερίου και μίας στάσιμης στερεάς φάσης.

## 2.2 Ανίχνευση σε μη πραγματικό χρόνο (off-line analysis)

Η ανάλυση φασμάτων της ακτινοβολίας  $\gamma$  είναι ένα ισχυρό εργαλείο για την ανίχνευση και την ποσοτική μέτρηση των ραδιονουκλιδίων σε ένα περιβαλλοντικό δείγμα. Το δείγμα αναλύεται συνήθως από ένα φασματοφωτόμετρο γερμανίου ακτινοβολίας  $\gamma$  γιατί αυτή η επιλογή διασφαλίζει μικρή επεξεργασία του δείγματος καθώς και ταυτόχρονη ποσοτικοποίηση πολλών ραδιονουκλιδίων. Η ανάλυση αποτελείται από τον προσδιορισμό της ενέργειας της κάθε κορυφής σε ένα φάσμα ακτινοβολίας  $\gamma$  και του καθαρού ποσοστού κρούσεων που σχετίζεται με κάθε μια από τις χαρακτηριστικές κορυφές των ραδιονουκλιδίων.

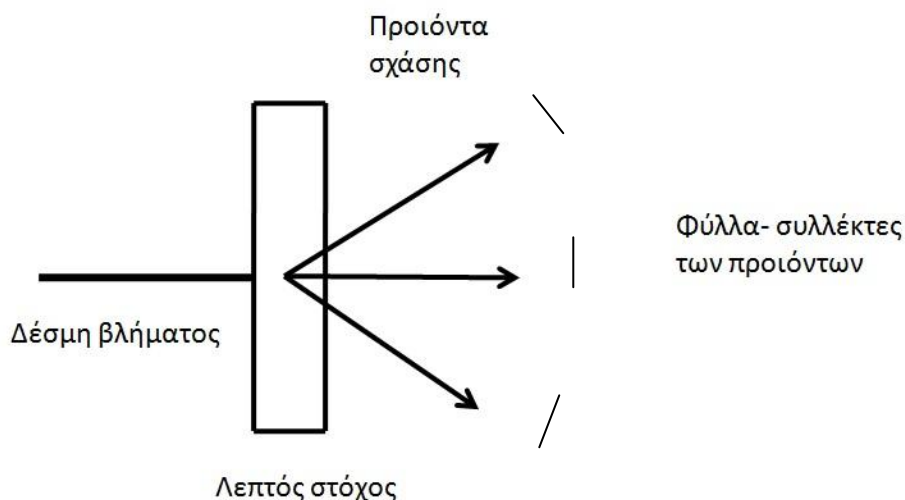
Το ανιχνευτικό σύστημα βαθμονομείται ως προς την ενέργεια ανά κανάλι σε μονάδες keV ή MeV. Ένα ραδιονουκλίδιο ταυτοποιείται από τη σύγκριση των παρατηρούμενων χαρακτηριστικών της ακτινοβολίας  $\gamma$ , δηλαδή την ενέργεια της χαρακτηριστικής κορυφής και άλλων κορυφών και τις εντάσεις των κορυφών, με τους αντίστοιχους δημοσιευμένους πίνακες ραδιονουκλιδίων. Οι πίνακες αυτοί περιέχουν ενέργειες ακτινοβολίας  $\gamma$ , χρόνους ημιζωής και λοιπά χαρακτηριστικά [38].

Τα ραδιονουκλίδια, που προσδιορίζονται από την ενέργεια ακτινοβολίας  $\gamma$ , στη συνέχεια προσδιορίζονται ποσοτικά. Πολλές ακτίνες  $\gamma$  διαφορετικών ενεργειών μπορεί να ταυτοποιηθούν στο φάσμα. Κάθε κορυφή πλήρους ενέργειας (full energy peak) χαρακτηρίζεται από την ενέργειά της. Κάποιες κορυφές οι οποίες βρίσκονται στο φάσμα ενέργειας των αλληλεπιδράσεων Compton και της ενέργειας υποβάθρου, εμφανίζονται πολύ εξασθενημένες στο φάσμα. Σε μερικές περιπτώσεις, η ανάλυση μπορεί να είναι ανεπαρκής για ταυτοποίηση, επειδή δύο ακτίνες  $\gamma$  με κοντινές ενέργειες (διαφορά λίγων keV μεταξύ τους) εμφανίζονται ως μία ενιαία κορυφή (σχετική εργασία [40]).

## Μέθοδος συλλέκτη θραυσμάτων ανάκρουσης (recoil catcher)

Κατά την αντίδραση της δέσμης βλήματος με τον πυρήνα στόχο, παράγεται ο σύνθετος πυρήνας. Αν ο στόχος είναι αρκετά λεπτός, η ορμή της ανάκρουσης είναι επαρκής προκειμένου να φύγει το προϊόν της αντίδρασης, δηλαδή ο σύνθετος πυρήνας, από το στόχο. Αυτοί οι πυρήνες, που είναι προϊόντα ανάκρουσης, σταματούν σε μεταλλικά φύλλα τα οποία τοποθετούνται σε μία καταλληλη διάταξη γωνιών μετά το στόχο. Έπειτα ακολουθεί ο διαχωρισμός των προϊόντων από τα φύλλα και αν τα προϊόντα είναι β ραδιενεργά, γίνεται περαιτέρω ανάλυση, με offline μέθοδο όπως αναφέρθηκε προηγουμένως.

# Recoil catcher



Εικόνα 2.2.1: Διαγραμματική απεικόνιση ενός συλλέκτη θραυσμάτων σνάκρουσης

Στην πρόσφατη εργασία των N. A. Demekhina και συνεργατών [41], μετρήθηκε η ενεργός διατομή της σχάσης του  $^{nat}\text{Pb}$  από δέσμη  $^7\text{Li}$ , σε ενέργεια 245 MeV. Η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε για την ανίχνευση των θραυσμάτων σχάσης έγινε σε μη πραγματικό χρόνο και η τεχνική βασίζεται στη μέθοδο συλλογής θραυσμάτων ανάκρουσης. Μέσω αυτής της τεχνικής καθορίστηκαν όλα τα χαρακτηριστικά της κινηματικής της αντίδρασης αυτής.

Ο στόχος ήταν εκτεθειμένος σε δέσμη  $^7\text{Li}$ -ιόντων ενέργειας 35MeV/ u, η οποία παρήχθη από το κύκλοτρο U-400 M στο Ινστιτούτο Πυρηνικής Έρευνας (JINR), Dubna, Ρωσία. Χρησιμοποιήθηκαν φύλλα αλουμινίου πάχους 20  $\mu\text{m}$  για τη συλλογή των πυρήνων ανάκρουσης στις δύο πλευρές του στόχου σε εμπρός και πίσω κατευθύνσεις ως προς τη δέσμη. Η στερεά γωνία που μπορεί να επιτευχθεί με αυτή τη διάταξη είναι περίπου  $2\pi$ . Οι διατομές των θραυσμάτων σχάσης μετρήθηκαν σε μη πραγματικό χρόνο. Οι μετρήσεις των φασμάτων της ακτινοβολίας  $\gamma$  που εκπέμπονται από διασπάσεις των ραδιενεργών προϊόντων σχάσης άρχισε 10 λεπτά μετά την ολοκλήρωση της

ακτινοβολησης και διήρκεσε πέντεμηνες με τη χρήση ανιχνευτή γερμανίου υψηλης καθαρότητας (HPGe).

### **2.3 Ανίχνευση σε πραγματικό χρόνο (on-line analysis)**

Οι τεχνικές ανίχνευσης σε πραγματικό χρόνο έχουν ανιχνεύουν και ταυτοποιούν τους πυρήνες στο χρόνο κατά τον οποίο γίνεται η αντίδραση. Θα αναφερθώ παρακάτω σε επιλεγμένους τρόπους ανίχνευσης τέτοιου τύπου.

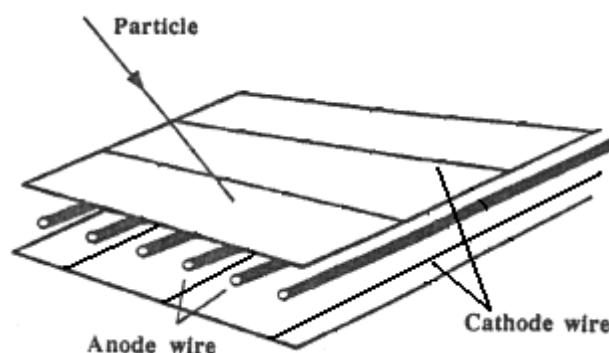
Αναλογικός θάλαμος πολλαπλών συρμάτων (Multiwire Proportional Chamber, MWPC)

Ένας θάλαμος πολλαπλών συρμάτων είναι ένας τύπος αναλογικού μετρητή που ανιχνεύει φορισμένα σωματίδια και τα φωτόνια που προκύπτουν από ιοντίζουσες ακτινοβολίες.

Ένας αναλογικός μετρητής, (proportional counter) χρησιμοποιεί ένα σύρμα, υπό υψηλή τάση, που διαπερνά ένα μεταλλικό ή αγωγίμο περίβλημα του οποίου τα τοιχώματα είναι γειωμένα. Το περίβλημα εμπεριέχει προσεκτικά επιλεγμένα αέριο, όπως ένα μίγμα αργού / μεθανίου. Το ιοντίζον σωματίδιο που μπαίνει στο αέριο προσκρούει στα μόρια του αερίου ιοντίζοντας και παράγεται ένα ζεύγος ηλεκτρονίου και θετικώς φορισμένου σωματιδίου. Όσο το φορισμένο σωματίδιο ταξιδεύει μέσα στο θάλαμο, αφήνει στο πέρασμά του ζεύγη ηλεκτρονίου/ιόντος, ο αριθμός των οποίος είναι ανάλογος της αρχικής ενέργειας του ιοντίζοντος σωματιδίου. Με αυτόν τον τρόπο, κάθε ιοντίζον σωματίδιο που περνά μέσα από το θάλαμο θα ιοντίσει τα άτομα του αερίου. Τα ιόντα και ηλεκτρόνια που παράγονται από τον ιοντισμό επιταχύνονται από το ηλεκρικό πεδίο που υπάρχει γύρω από το σύρμα, προκαλώντας εντοπισμένη χιονοστιβάδα ιοντισμού. Τα ζεύγη ιόντος/ηλεκτρονίου συλλέγονται στο σύρμα και δημιουργείται ένα ηλεκτρικό ρεύμα ανάλογο προς την ενέργεια του ανιχνευόμενου σωματιδίου. Με αυτόν τον τρόπο δεν αποτυπώνεται μόνο η τροχιά του σωματιδίου αλλά προσδιορίζεται και η ενέργεια της αρχικής ακτινοβολίας. Το ηλεκτρικό πεδίο είναι ισχυρό και επιταχύνει τα ελεύθερα ηλεκτρόνια σε μία ενέργεια ικανή να ιοντίσει τα μόρια του αερίου. Τα ηλεκτρόνια που απελευθερώνονται από τους

δευτερογενείς ιοντισμούς επιταχύνονται προκειμένου να προκαλέσουν επιπλέον ιοντισμούς. Αυτό οδηγεί σε μια χιονοστιβάδα ιοντισμών (avalanche multiplication). Ο αριθμός των ζευγών των ιόντων/ηλεκτρονίων είναι ευθέως ανάλογος των αρχικών ηλεκτρονίων. Επομένως, προκύπτει μία ανάλογη ενίσχυση του ρεύματος με έναν πολλαπλασιαστικό παράγοντα που εξαρτάται από την εφαρμοζόμενη τάση. Το παραγόμενο σήμα είναι ευθέως ανάλογο του αρχικού ιοντισμού.

Στα 1968 ο G. Charpak [42, 43, 44] εφηύρε τον ανιχνευτή MWPC (Multiwire Proportional Chamber). Ο MWPC αποτελείται κατά βάση από ένα επίπεδο από ισοκαταναμημένα σύρματα τα οποία είναι τοποθετημένα μεταξύ δύο επίπεδων καθόδων. Ο G. Charpak έδειξε ότι μία σειρά από καλώδια (άνοδοι), τα οποία είναι πολύ κοντινά τοποθετημένα μεταξύ τους δρουν σαν ανεξάρτητοι αναλογικοί μετρητές.



Εικόνα 1.3.1: Βασική αναπαράσταση ενός ανιχνευτή MWPC. Κάθε καλώδιο συμπεριφέρεται σαν ανεξάρτητος αναλογικός μετρητής. Το σήμα στο καλώδιο (άνοδος) είναι αρνητικό, ενώ αυτό στα διπλανά καλώδια είναι μικρό και θετικό. [45]

Όταν τα ηλεκτρόνια απελευθερώνονται στην περιοχή που υπάρχει σταθερό ηλεκτρικό πεδίο οδηγούνται στην κοντινότερη άνοδο. Όταν εισέλθουν στην περιοχή με υψηλότερο ηλεκτρικό πεδίο, τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται και δημιουργείται μια χιονοστιβάδα. Τα θετικά ιόντα που απελευθερώνονται από την πολλαπλασιαστική διαδικασία επάγουν ένα αρνητικό σήμα στην άνοδο. Με τον ίδιο τρόπο δημιουργείται ένα θετικό σήμα στην κάθοδο. Το σήμα από μία άνοδο, δίνει πληροφορίες για μια συντεταγμένη του γεγονότος. Η δεύτερη συντεταγμένη μπορεί να εξαχθεί χρησιμοποιώντας ένα δεύτερο ανιχνευτή, του οποίου οι άνοδοι είναι τοποθετημένοι κάθετα στον πρώτο. Αν θέλουμε να



πάρουμε ακόμα περισσότερες πληροφορίες για την τροχιά των σωματιδίων, μπορούμε να τοποθετήσουμε δύο ανιχνευτές MWPC στην τροχιά των σωματιδίων, οπότε η πληροφορία θέσης σε καθένα από αυτούς οδηγεί σε πληροφορία γωνιών.

Ανιχνευτής χιονοστιβάδας πολλαπλών πλακών (Parallel Plate Avalanche Counter, PPAC )

Ο ανιχνευτής χιονοστιβάδας παράλληλων πλακών είναι χρήσιμος σε εφαρμογές που έχουν να κάνουν με ανίχνευση φορτισμένων βαρέων ιόντων. Ο λόγος είναι ότι σε τέτοιες περιπτώσεις δεν ενδείκνυται η χρήση των ανιχνευτών στερεάς κατάστασης λόγω της σχετικής ζημίας ακτινοβολίας. Ο PPAC αποτελείται από δύο παράλληλα ηλεκτρόδια πλάκας που διαχωρίζονται από ένα μικρό διάκενο. Τα ηλεκτρόδια περικλείονται σε ένα δοχείο μέσα στο οποίο εισάγεται ένα αέριο σε χαμηλή πίεση και εφαρμόζεται μεταξύ τους υψηλή τάση. Αν ένα φορτισμένο σωματίδιο διασχίσει το κενό μεταξύ των πλακών, αφήνει ένα μονοπάτι ιόντων και ηλεκτρονίων, τα οποία πολλαπλασιάζονται μέσα από τη διαδικασία χιονοστιβάδας που έχει ήδη περιγραφεί. Τα ηλεκτρόνια που σχηματίζονται πλησιέστερα στην κάθοδο προφανώς υποβάλλονται σε μεγαλύτερο πολλαπλασιασμό από ό,τι εκείνα που σχηματίζονται κοντά στην άνοδο. Η συσκευή αυτή χρησιμοποιείται για τον προσδιορισμό θέσης διαφορετικών τύπων σωματιδίων με ευρύ φάσμα απώλειας της ενέργειάς τους, λόγω της μεγάλης καταστροφής ακτινοβολίας (radiation damage) που προκαλούν τα βαρέα ιόντα στον ανιχνευτή ημιαγωγού. Έχει εφαρμογή σε ποικίλες πειραματικές διατάξεις, μεταξύ άλλων σε φασματογράφους μάζας.

## Κεφάλαιο 3

### Περιγραφή των θεωρητικών μοντέλων

#### 3.0 Εισαγωγή

Στο παρόν κεφάλαιο θα γίνει συνοπτική παρουσίαση των θεωρητικών μοντέλων της σχάσης. Ως προς τη βασική έρευνα, η σχάση παραμένει ενδιαφέρον πεδίο έρευνας. Στις ενδιάμεσες ενέργειες (10-200 MeV), η ενέργεια διέγερσης παίζει ρόλο κλειδί για τα ποικίλα χαρακτηριστικά της σχάσης. Όσο η ενέργεια διέγερσης αυξάνει, είναι πολύ πιθανό η σχάση να ανταγωνίζεται με την εκπομπή σωματιδίων (particle evaporation), συγκεκριμένα κυρίως νετρονίων. Υπάρχουν ορισμένες εργασίες περιγραφής των χαρακτηριστικών της σχάσης, συγκριτικά με την ενέργεια διέγερσης [46]. Η ύπαρξη της επίδρασης των φλοιών συνεισφέρει στον ανταγωνισμό μεταξύ της συμμετρικής και της ασύμμετρης σχάσης. Εξαιτίας αυτών των επιδράσεων, ο πυρήνας που υπόκειται σχάση επιλέγει το συμμετρικό ή τους ασύμμετρους τρόπους για να υποστεί σχάση. Η ενέργεια διέγερσης παίζει καθοριστικό ρόλο για αυτή την επιλογή. Σε υψηλές ενέργειες διέγερσης, η επίδραση των φλοιών εξασθενεί και το υπό σχάση σύστημα επιλέγει το συμμετρικό τρόπο. Αντιθέτως, σε χαμηλότερες ενέργειες, οι ακτινίδες επιλέγουν τους ασύμμετρους τρόπους.

#### 3.1 Κώδικας Talys και κώδικας CRISP

Ο κώδικας πυρηνικών αντιδράσεων Talys [47] έχει χρησιμοποιηθεί για υπολογισμούς που αφορούν στη σχάση σε διάφορες αντιδράσεις. Αυτός ο κώδικας γεφυρώνει γνωστά μοντέλα πυρηνικών αντιδράσεων με το μοντέλο “θραύσης λαιμού” MM-RNRM (Multimodal Random-Neck Rupture model) [48]. Ενσωματώνει, μεταξύ άλλων, ένα σύγχρονο στατιστικό πυρηνικό μοντέλο για αντιδράσεις σχάσης, το οποίο υπολογίζει ολικές πιθανότητες σχάσης και κατανομές μαζών και ατομικών αριθμών προϊόντων σχάσης. Επιπλέον μπορεί να προβλέψει διπλά και τριπλά φράγματα σχάσης. Το μοντέλο πυρηνικής σχάσης χρησιμοποιεί τους συντελεστές διαπερατότητας

(transmission coefficients) των Hill-Wheeler. Πιο συγκεκριμένα, η αντίδραση της πυρηνικής σχάσης περιγράφεται ως ένα κανάλι, χωρίς να λαμβάνεται υπόψη η φύση των θραυσμάτων σχάσης. Ο κώδικας Talys, μπορεί να υπολογίσει την πιθανότητα σχάσης για ένα δεδομένο πυρήνα. Αναφορικά με τους συντελεστές διαπερατότητας, το μοντέλο που έχει εισαχθεί στον Talys βασίζεται στην υπόθεση μεταβατικής κατάστασης του Bohr και της έκφρασης Hill-Wheeler. Ο κώδικας δίνει τη δυνατότητα να χρησιμοποιηθεί η προσέγγιση WKB αντί της προσέγγισης Hill-Wheeler [49] για τον υπολογισμό της πιθανότητας διαπέρασης φράγματος. Στην αναφορά [47] περιγράφεται η διαδικασία που δίνει την κατανομή των θραυσμάτων σχάσης. Η τελευταία μορφή του μοντέλου MM-RNRM χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό της κατανομής μαζών, υπολογίζοντας το φράγμα σχάσης και τις σχετικές παραμέτρους πριν το σημείο σχάσης. Είναι γνωστό ότι τα θραύσματα σχάσης είναι πολύ διεγερμένα, ακριβώς μετά τη σχάση, γιατί δέχονται την ενέργεια διέγερσης που απορρέει από την ίδια τη σχάση καθώς και την παραμόρφωση τους ως προς τη θεμελιώδη τους κατάσταση. Η αποδιέγερση των θραυσμάτων σχάσης πραγματοποιείται μέσω της εκπομπής νετρονίων και ακτινοβολίας γάμμα. Ο κώδικας δίνει τις πολλαπλότητες νετρονίων για ένα δεδομένο θραύσμα. Αναφορικά με τις κατανομές φορτίου, αυτές πραγματοποιούνται στον Talys μέσω ενός φορμαλισμού [50], ο οποίος βασίζεται στην αμετάβλητη πυκνότητα φορτίου (unchanged charge density) και η οποία αναφέρεται στο ότι ο λόγος  $N/Z$  των θραυσμάτων σχάσης είναι περίπου ίσος με το λόγο  $N/Z$  του συστήματος που υπόκειται σε σχάση.

Πρόσφατοι υπολογισμοί [51], αναφορικά με τις ιδιότητες της σχάσης, έχουν πραγματοποιηθεί με τον κώδικα Talys. Σε αυτή την εργασία γίνεται σύγκριση μεταξύ προβλέψεων και πειραματικών δεδομένων για τις ιδιότητες σχάσης των παρακάτω πυρήνων  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{238}\text{Pu}$  and  $^{239}\text{Am}$ , όταν βομβαρδιστούν με πρωτόνια. Η παρουσίαση περιλαμβάνει τις κατανομές μαζών των θραυσμάτων σχάσης, τις ολικές πιθανότητες σχάσης και τις πολλαπλότητες νετρονίων πριν και μετά το σημείο σχάσης με ενέργειες δέσμης πρωτονίου στα 25.6 και 62.9 MeV. Τα αποτελέσματα για τις κατανομές μαζών και τις ολικές πιθανότητες σχάσης δε συμφωνούν πλήρως με τις πειραματικές τιμές, παρόλες τις βελτιώσεις που περιγράφονται στην

αναφορά. Πιο συγκεκριμένα δε γίνεται καλή αναπαραγωγή των συμμετρικών και των ασύμμετρων τρόπων σχάσης. Επίσης, οι υπολογισμοί, τείνουν από τη μία μεριά να υπερεκτιμούν τις τιμές που αντιστοιχούν στις παραγόμενες πολλαπλότητες νετρονίων πριν από τη σχάση, όταν πρόκειται για τη χαμηλή ενέργεια διέγερσης ( $E_p = 26.5 \text{ MeV}$ ). Από την άλλη μεριά, τείνουν να τις υποτιμούν όταν πρόκειται για υψηλότερη ενέργεια διέγερσης ( $E_p = 62.9 \text{ MeV}$ ).

Στην αναφορά [52], χρησιμοποιήθηκε ο κώδικας CRISP, βασιζόμενος σε Monte Carlo υπολογιστική μέθοδο, προκειμένου να περιγράψει πυρηνικές αντιδράσεις με δέσμη πρωτονίων 660 MeV σε πυρήνες  $^{241}\text{Am}$  και  $^{237}\text{Np}$ , με δέσμη πρωτονίων 500 MeV σε πυρήνα. Αυτός ο κώδικας χρησιμοποιεί την προσέγγιση σχάσης πολλαπλών τρόπων και αυτοί οι υπολογισμοί περιλαμβάνουν αποτελέσματα που αναφέρονται σε διαφορετικούς τρόπους σχάσης. Ο κώδικας χρησιμοποιεί ελεύθερες παραμέτρους και τα αποτελέσματα εξαρτώνται από το σύστημα που υπόκειται σε σχάση. Οι προσομοιώσεις μέσω του CRISP γίνονται σε δύο βήματα: α) το πρώτο στάδιο δυναμικής αλληλεπίδρασης του πρωτονίου με τον πυρήνα που περιγράφεται με μηχανισμό τύπου intranuclear cascade, κατά το οποίο το πρωτόνιο το οποίο έχει επιταχυνθεί σε πολύ μεγάλες ενέργειες της τάξης του GeV περνάει μέσα από τον πυρήνα θεωρώντας τον ως αέριο και διαπερνάει τον πυρήνα έχοντας χάσει κάποια ενέργεια μετά από τις αλληλεπιδράσεις με τον πυρήνα, και β) το στάδιο αποδιέγερσης του προκύπτοντος διεγερμένου πυρήνα που περιγράφεται ως ανταγωνισμός μεταξύ εκπομπής ελαφρών σωματιδίων (π.χ. n, p, d, α) και σχάσης.

Σε αυτό το σημείο, μετά τις προαναφερθείσες αντιδράσεις ενδιάμεσων ενεργειών, θα αναφερθώ σε αντιδράσεις θραύσης, οι οποίες περιλαμβάνουν και τη σχάση. Στην αναφορά [53], παρουσιάζονται οι υπολογισμοί της πυρηνικής σχάσης πυροδοτούμενης από πρωτόνιο σε ενέργεια 660 MeV, χρησιμοποιώντας τον κώδικα CRISP [53 και 54]. Πιο συγκεκριμένα παρουσιάζονται οι κατανομές μαζών της σχάσης των πυρήνων  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{238}\text{U}$  και  $^{237}\text{Np}$  υπολογισμένες από τον κώδικα CRISP και συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα [55 και 56]. Βρέθηκε ότι οι θεωρητικοί υπολογισμοί είναι σε συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα. Αναλύθηκαν επίσης και οι πολλαπλότητες νετρονίων πριν και μετά τη σχάση όπως επίσης και οι

κατανομές των ατομικών αριθμών των θραυσμάτων σχάσης και βρέθηκε ότι είναι επίσης σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα.

Μέχρι στιγμής, όπως διαπιστώσαμε με τη λεπτομερή βιβλιογραφική έρευνα δεν υπάρχει μικροσκοπικός κώδικας που θα μπορούσε να περιγράψει ικανοποιητικά τη σχάση σε πραγματικό χρόνο. Η δυναμική διεργασία είναι αποφασιστικής σημασίας επειδή η πυρηνική σχάση είναι μια πολλών σωματιδίων, πολύπλοκη, δυναμική πορεία. Παρακινούμενοι από την κατάσταση αυτή, στην παρούσα εργασία δοκιμάσαμε το μικροσκοπικό μοντέλο CoMD (Constrained Molecular Dynamics) [59, 60, 61, 62 και 63] ως προς την πρόβλεψη των ιδιοτήτων της σχάσης.

### 3.2 Κώδικας CoMD

Ο κώδικας CoMD είναι μία βελτιωμένη προσέγγιση του μοντέλου Κβαντικής Μοριακής Δυναμικής (Quantum Molecular Dynamics model, QMD), το οποίο ενσωματώνει περιορισμούς με σκοπό να διαφυλάξει από τη μία μεριά τη φερμιονική φύση του συστήματος και από την άλλη μεριά να κρατήσει το χρόνο προσομοίωσης σε λογικά πλαίσια.

Είναι σχεδιασμένος για αντιδράσεις κοντά και κάτω από την ενέργεια Fermi [59,60]. Πιο συγκεκριμένα, τα νουκλεόνια περιγράφονται σαν εντοπισμένα γκαουσιανά κυματοπακέτα και η κίνηση τους χαρακτηρίζεται από την κίνηση του κεντροειδούς της θέσης και της ορμής. Στο μοντέλο, τα νουκλεόνια περιγράφονται από γκαουσιανές κυματοσυναρτήσεις και για κάθε νουκλεόνιο η συνάρτηση κατανομής στο χώρο των φάσεων είναι της μορφής:

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

Τα μεγέθη  $\langle\mathbf{r}_i\rangle$  και  $\langle\mathbf{p}_i\rangle$  αποτελούν τα κεντροειδή της θέσης και της ορμής αντίστοιχα, όπως επίσης τα  $\sigma_r$  και  $\sigma_p$  αποτελούν τα εύρη της θέσης και της ορμής για κάθε νουκλεόνιο  $i$ .

Το γινόμενο αυτών των κυματοσυναρτήσεων των σωματιδίων σχηματίζει την κυματοσυνάρτηση του ολικού πυρηνικού συστήματος. Χρησιμοποιώντας

τη συνάρτηση κατανομής στο χώρο των φάσεων για κάθε νουκλεόνιο μας βοηθάει να υπολογίσουμε ποικίλες φυσικές ποσότητες, όπως πυκνότητες και κατανομές ενέργειας. Η κίνηση κάθε νουκλεονίου περιγράφεται από τις εξισώσεις Hamilton. Για τα κεντροειδή των κυματοπακέτων  $\langle r_i \rangle$  και  $\langle p_i \rangle$  έχουμε τις εξής σχέσεις, για τη θέση και την ορμή αντιστοίχως:

$$\langle \dot{r}_i \rangle = \frac{\partial H}{\partial \langle p_i \rangle}, \quad \langle \dot{p}_i \rangle = -\frac{\partial H}{\partial \langle r_i \rangle}$$

Η ολική ενέργεια περιλαμβάνει τον κινητικό όρο και μια αλληλεπίδραση τύπου Skyrme (Skyrme-1 type), με τη γενική μορφή:

$$H = \sum_i \frac{\langle p_i \rangle^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i,j \neq i} V_{ij} + A \frac{3\sigma_p^2}{2m}$$

Ο τρίτος όρος προέρχεται από το Γκαουσιανό εύρος στο χώρο των ορμών. Ο όρος αυτός παραλείπεται και αυτό γίνεται γιατί αναπαράγοντας τις ενέργειες σύνδεσης, μέρος της φερμιονικής κίνησης θα προερχόταν από αυτό και θα είχε ως συνέπεια το σωματίδιο να βρίσκεται διαρκώς σε ηρεμία. Πιο συγκεκριμένα, θα είχαμε  $\frac{3\sigma_p^2}{2m} \approx 20 \text{ MeV}$  και το σύστημα θα προσομοιάζε σε στερεό.

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

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

Το ολοκλήρωμα της υπέρθεσης ορίζεται ως

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

Οι όροι της παραπάνω εξίσωσης για το δυναμικό μπορούν να γραφτούν ως:

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

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

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

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

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

Στις παραπάνω σχέσεις το  $\tau_i$  αντιστοιχεί στο βαθμό ελευθερίας του isospin. Οι όροι  $V^{\text{vol}}$  και  $V^{(3)}$

Αυτή η αλληλεπίδραση περιλαμβάνει δύο όρους που σχετίζονται με τις αλληλεπιδράσεις δύο και τριών νουκλεονίων, τους  $V^{\text{vol}}$  και  $V^{(3)}$  αντίστοιχα. Οι τιμές των  $t_0$  και  $t_3$  είναι καθορισμένες στα -356 MeV και στα 303 MeV αντίστοιχα. Αυτές οι τιμές αναπαράγουν την πυκνότητα κόρου  $\rho_0 \sim 0.160$  νουκλεόνιο/fm<sup>3</sup> και την ενέργεια σύνδεσης ( $\sim 8$  MeV/νουκλεόνιο). Η αλληλεπίδραση ανταποκρίνεται σε μία συμπίεστικότητα συμμετρικής πυρηνικής ύλης της τάξης του K=200 (μαλακή EOS, Energy of Symmetry) or K=380 (σκληρή EOS, Energy of Symmetry).

Ο τρίτος όρος αντιπροσωπεύει την ενέργεια συμμετρίας (ή ασυμμετρίας) σταθεράς  $a_{\text{sym}} = 32$  MeV. Στο ισοδυναμικό μέρος της έχουν εισαχθεί ποικίλες μορφές της εξάρτησης της πυκνότητας από την ενέργεια συμμετρίας νουκλεονίου - νουκλεονίου.

Στη συγκεκριμένη εργασία θα παρουσιαστούν δύο από αυτές τις μορφές: το “κανονικό” και το “μαλακό”. Αντιστοιχούν σε εξάρτηση από την πυκνότητα στη δύναμη 1 και στη δύναμη 1/2 αντιστοίχως.

Το δυναμικό της επιφάνειας  $V^{\text{surf}}$  είναι μεγάλης σημασίας. Δεν χρησιμοποιήθηκε η κανονική τιμή  $C_s = -22.77$  MeVfm<sup>2</sup> [59, 60, 61, 62 και 63], καθώς ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας επιφανείας προέρχεται από τα  $V^{\text{vol}}$  και  $V^{(3)}$  χρησιμοποιώντας Γκαουσιανή συνάρτηση για τα νουκλεόνια. Έτσι, η  $C_s$  λαμβάνεται ως μία ελεύθερη παράμετρος προκειμένου να αναπαραγάγει την πυρηνική ακτίνα. Στην παρούσα εργασία, κάναμε κάποιες επιλογές για αυτή την παράμετρο για συγκεκριμένες αντιδράσεις και θα παρουσιαστούν στο

επόμενο κεφάλαιο. Τέλος, το τελευταίο μέρος της ενέργειας είναι το δυναμικό Coulomb, μεταξύ των πρωτονίων.

Οι Χαμιλτώνιες εξισώσεις κίνησης λύνονται χρησιμοποιώντας τη μέθοδο ολοκλήρωσης κατά Runge-Kutta τετάρτης τάξης η οποία είναι συζευγμένη με δύο αριθμητικούς αλγόριθμους. Οι αλγόριθμοι έχουν σκοπό να συμπεριλάβουν τις υπολοιπόμενες αλληλεπιδράσεις (residual interactions) και τη φερμιονική φύση του πολυσωματιδιακού προβλήματος.

Ο πρώτος αλγόριθμος εμπεριέχει τις ελαστικές συγκρούσεις μεταξύ δύο σωματιδίων, οι οποίες αναπαριστούν τη μικρής εμβέλειας απωστική υπολοιπόμενη αλληλεπίδραση, μαζί με μία τυχαία αλλαγή στο χώρο των φάσεων-ορμών. Η αρχή του Pauli εξασφαλίζεται στις τελικές καταστάσεις. Η πιθανότητα σύγκρουσης ανά μονάδα χρόνου υπολογίζεται λαμβάνοντας υπόψη κατάλληλη παραμετροποίηση ελαστικής σκέδασης νουκλεονίου-νουκλεονίου [5].

Η προσέγγιση CoMD εισάγει έναν περιορισμό στο χώρο των φάσεων, με σκοπό να διατηρήσει τη φερμιονική φύση των νουκλεονίων. Οι αλληλεπιδράσεις νουκλεονίου-νουκλεονίου μικρής εμβέλειας περιγράφονται ως ξεχωριστές συγκρούσεις νουκλεονίου-νουκλεονίου, που καθορίζονται από την πιθανότητα σκέδασης. Ο δεύτερος αλγόριθμος ελέγχει την ακόλουθη συνθήκη, σε κάθε χρονικό βήμα:

$$\bar{f}_i \leq 1$$

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

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

Σε κάθε χρονικό βήμα και για κάθε σωματίδιο  $i$  καθορίζεται ένα σύνολο  $K_i$  των πλησιέστερων ομοίων σωματιδίων (συμπεριλαμβανομένου και του σωματιδίου  $i$ ). Εάν η κατάληψη του χώρου των φάσεων  $\bar{f}_i$  έχει τιμή



μεγαλύτερη του 1, ο κώδικας αλλάζει τυχαία τα διανύσματα (αλλά όχι τα μέτρα) των ορμών των σωματιδίων που ανήκουν στο σύνολο  $K_i$ , έτσι ώστε να διατηρείται η συνολική ορμή και κινητική ενέργεια του καινούριου δείγματος (ελαστική σκέδαση πολλών σωματιδίων). Το νέο δείγμα είναι αποδεκτό μόνο εάν μειώνει την κατάληψη του χώρου φάσεων  $\bar{f}_i$  σε μια ποσότητα μικρότερη της μονάδας.

Στους υπολογισμούς της παρούσας εργασίας, ο κώδικας CoMD χρησιμοποιήθηκε με τιμές παραμέτρων όπως υποδεικνύεται από τους συγγραφείς [59 και 60]. Επιλέχθηκε το “μαλακό” ισοβαθμωτό δυναμικό. Επίσης, επιλέχθηκαν το “κανονικό” και το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας. Ο όρος επιφάνειας επιλέχθηκε μηδέν, με εξαίρεση δύο αντιδράσεις στις οποίες θα αναφερθούμε στο επόμενο κεφάλαιο. Για μία δεδομένη αντίδραση, συλλέχθηκαν 3000 – 5000 γεγονότα. Για κάθε γεγονός, η παράμετρος κρούσης (impact parameter) επιλέχθηκε στο εύρος  $b = 0-6$  fm. Προκαθορίσαμε ότι κάθε γεγονός θα ακολουθείται μέχρι τα 15000 fm/c. Οι συντεταγμένες του χώρου των φάσεων καταγράφονταν κάθε 50 fm/c. Σε κάθε χρονικό βήμα, τα θραύσματα αναγνωρίζονταν με τη μέθοδο ελάχιστης έκτασης (minimum spanning tree method) και οι ιδιότητές τους καταγράφονταν. Σύμφωνα με αυτή τη μέθοδο, όταν ο κώδικας αναγνωρίσει ένα νουκλεόνιο, τότε ελέγχει αν τα υπόλοιπα νουκλεόνια βρίσκονται σε απόσταση μικρότερη των 2.4 fm, αν ναι τότε τα νουκλεόνια ανήκουν στο ίδιο θραύσμα. Με αυτή την καταγραφή, παίρνουμε όλες τις πληροφορίες σχετικά με την εξέλιξη του συστήματος κατά τη διαδικασία της σχάσης καθώς και τις ιδιότητες των παραγόμενων θραυσμάτων σχάσης.

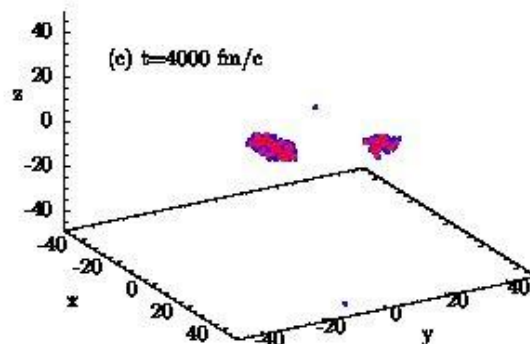
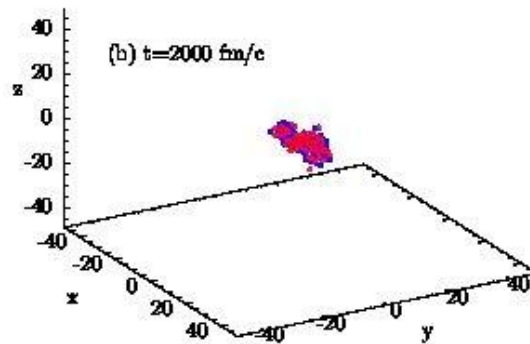
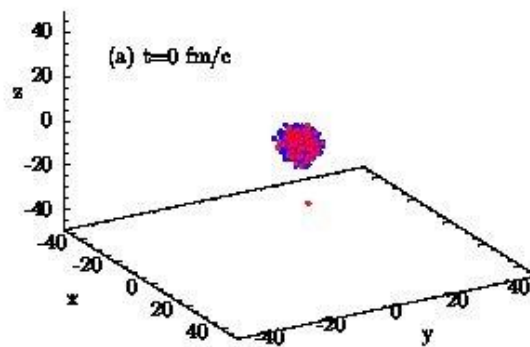
Για παράδειγμα, στο σχήμα 3.2.1, καταγράφεται η χρονική εξέλιξη της σχάσης του πυρήνα  $^{232}\text{Th}$  από πρωτόνια σε ενέργεια 63 MeV. Το σχήμα δίνει την εποπτική εικόνα τριών διαστάσεων του υπό σχάση συστήματος στο κέντρο μάζας σε τρεις διαφορετικούς χρόνους. Σε χρόνο 0 fm/c (α), το πρωτόνιο πλησιάζει τον πυρήνα-στόχο  $^{232}\text{Th}$ . Σε χρόνο 2000 fm/c (β), το πρωτόνιο έχει ενσωματωθεί στον πυρήνα-στόχο. Ο πυρήνας παραμορφώνεται και αυτή η διαμόρφωση φαίνεται να είναι κοντά στο σημείο του σαμαριού (saddle point). Σε χρόνο 4000 fm/c (γ), μπορούμε να παρατηρήσουμε τα δύο θραύσματα σχάσης και την εκπομπή δυο νετρονίων

μετά το σημείο της σχάσης, τα οποία κατευθύνονται κάθετα προς τον άξονα της σχάσης.

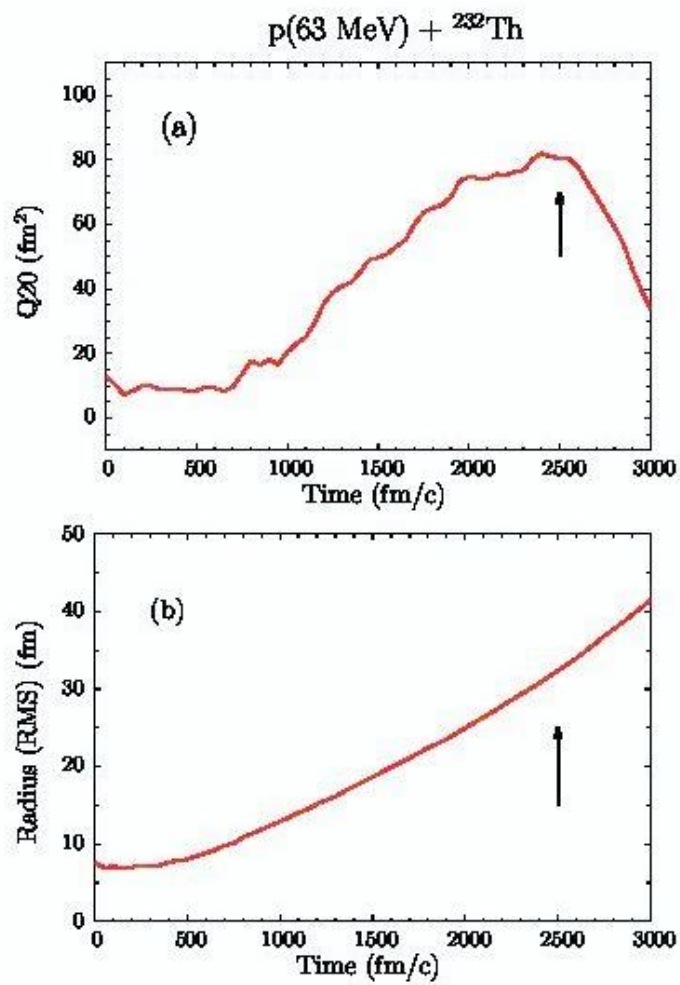
Στο σχήμα 3.2.2, παρουσιάζονται η τετραπολική παραμόρφωση  $Q_{210}$  του συστήματος σχάσης, καθώς και η ακτίνα σε συνάρτηση με το χρόνο, για το ίδιο γεγονός του οποίου την εξέλιξη στο χώρο παρατηρήσαμε στο σχήμα 3.2.1. Και οι δύο ποσότητες καταδεικνύουν την ύπαρξη της σχάσης. Όπως ήταν αναμενόμενο, καταδεινύεται μία αύξουσα συμπεριφορά της  $Q_{210}$ , καθώς το σύστημα εξελίσσεται στο χρόνο. Ομοίως, βλέπουμε μία αύξουσα τάση και για την ακτίνα.

Η  $Q_{20}$  δίνεται από τον τύπο:

$$Q_{20} = 3z^2 - x^2 - y^2$$



Σχήμα 3.2.1: Στιγμιότυπα από τη χρονική εξέλιξη του συστήματος που θα υποστεί σχάση: για την αντίδραση  $p (63\text{MeV}) + {}^{232}\text{Th}$ . Οι χωρικές συντεταγμένες είναι στο κέντρο μάζας. α)  $t = 0 \text{ fm/c}$ , η αντίδραση δεν έχει ξεκινήσει ακόμα. β)  $t = 2000 \text{ fm/c}$ , σχεδόν στην αναπαράσταση σαμαριού (saddle point configuration), γ)  $t = 4000 \text{ fm/c}$  τα θράυσμα σχάσης απομακρύνονται



Σχήμα 3.2.2: Χρονική εξέλιξη των α) αξονική τετραπολική ροπή  $Q_{20}$  και β) μέση τετραγωνική ρίζα της ακτίνας του συστήματος που υπόκειται σχάση, (the root means square) (RMS). Για το συγκεκριμένο γεγονός, η σχάση συμβαίνει σε χρόνο  $t = 2500 \text{ fm/c}$

## Κεφάλαιο 4

### Αποτελέσματα

#### 4.0 Εισαγωγή

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται υπολογισμοί που αφορούν στα χαρακτηριστικά πυρηνικής σχάσης για τις παρακάτω αντιδράσεις: α) σχάση του πυρήνα  $^{232}\text{Th}$  από πρωτόνια σε ενέργειες 27 MeV και 63 MeV, β) σχάση του πυρήνα του  $^{235}\text{U}$  σε ενέργειες πρωτονίων 10 MeV, 30 MeV, 60 MeV και 100 MeV, γ) σχάση του πυρήνα  $^{238}\text{U}$  σε ενέργειες πρωτονίου 100 MeV και 660 MeV, δ) σχάση του πυρήνα  $^{179}\text{Hg}$  από νετρόνιο σε ενέργεια 10 MeV. Υπολογίστηκαν οι κατανομές μαζών και οι κατανομές ατομικών αριθμών, καθώς και επιλεγμένες συσχετίσεις μεταξύ της ενέργειας διέγερσης και πολλαπλοτήτων νετρονίων πριν και μετά τη σχάση, της ολικής ενέργειας, της ολικής πιθανότητας σχάσης και του χρόνου σχάσης.

#### 4.1 Κατανομές μαζών και κατανομές των ατομικών αριθμών των υπό μελέτη αντιδράσεων

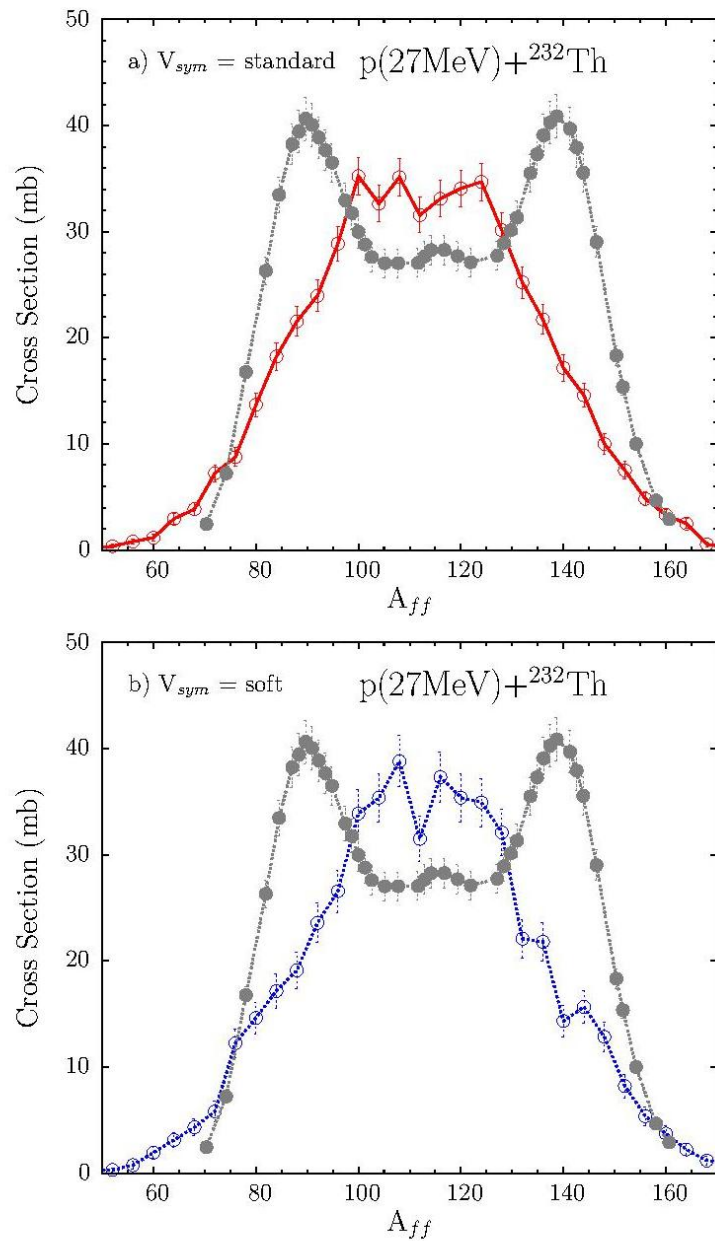
##### 4.1.1 Ουράνιο και Θόριο

Παρακινούμενοι από την πρόσφατη εργασία [51], επιλέξαμε να κάνουμε υπολογισμούς με τον κώδικα CoMD για την αντίδραση πυρηνικής σχάσης του πυρήνα  $^{232}\text{Th}$ , από πρωτόνια σε ενέργειες 27 MeV και 63 MeV, χρησιμοποιώντας το κανονικό και το μαλακό δυναμικό συμμετρίας.

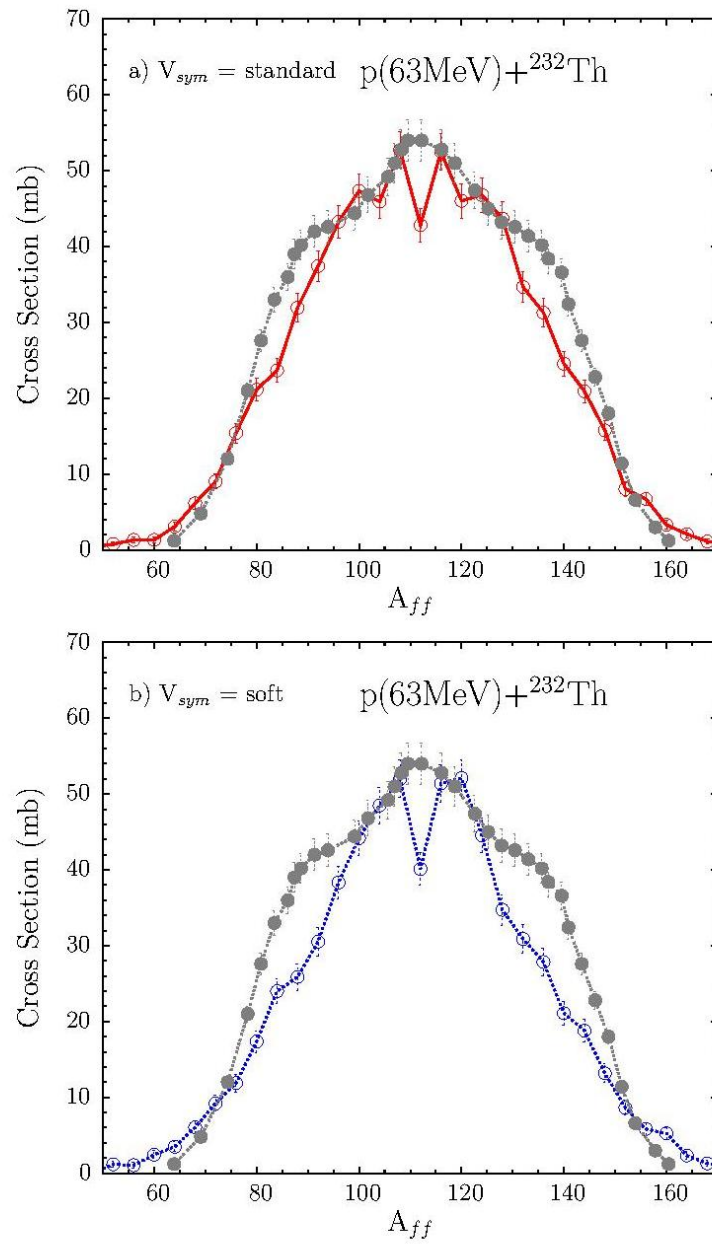
Στο σχήμα 4.1.1, παρουσιάζονται οι κατανομές μαζών για την αντίδραση στα 27 MeV. Στα πειραματικά σημεία, τα οποία παρουσιάζονται με τα γεμάτα μαύρα σημεία, παρατηρούμε την ασύμμετρη φύση της συγκεκριμένης σχάσης, όπως είναι αναμενόμενο. Στο α) γίνεται η επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, ενώ στο β) δείχνουμε τη μαλακή επιλογή. Και στις δύο επιλογές του δυναμικού συμμετρίας, παρατηρούμε σχεδόν συμμετρική κατανομή με μία επίπεδη κορυφή, κυρίως στην α). Ο κύριος λόγος που συμβαίνει αυτό σχετίζεται με το γεγονός ότι η αλληλεπίδραση

νουκλεονίου – νουκλεονίου στο μοντέλο CoMD δεν περιλαμβάνει εξάρτηση από το spin. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το δυναμικό μέσου πεδίου να μην περιλαμβάνει συνεισφορά spin-orbit. Έτσι, το μοντέλο δεν μπορεί να αναπαραγάγει τις σωστές επιδράσεις των φλοιών, οι οποίες είναι σημαντικές και οδηγούν τον πυρήνα  $^{232}\text{Th}$  σε ασύμμετρη σχάση. Αν παρατηρήσουμε προσεκτικά τους δύο αυτούς υπολογισμούς, θα μπορούσαμε να υποθέσουμε ότι η επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας είναι ελάχιστα διαφορετική από την κλασική, με την προϋπόθεση ότι η ενέργεια συμμετρίας παίζει ρόλο στην ύπαρξη των επιδράσεων των φλοιών. Όταν η ενέργεια πρωτονίου, συνεπώς και η ενέργεια διέγερσης αυξάνουν, αναμένεται ότι οι επιδράσεις φλοιών θα αρχίζουν να εξασθενούν. Όσο περισσότερη ενέργεια διέγερσης μεταφέρεται στον πυρήνα, τόσο περισσότερο το σύστημα που υπόκειται σχάση τείνει προς τη συμμετρική σχάση. Στο σχήμα 4.1.2, παρουσιάζονται οι κατανομές μαζών για την ίδια αντίδραση σε ενεργεια πρωτονίου 63 MeV. Είναι προφανές ότι η πειραματική δομή της κατανομής τείνει να είναι πιο συμμετρική σε αυτή την ενέργεια. Παρόλα αυτά, φαίνεται ότι η προαναφερθείσα ενέργεια δεν είναι τόσο υψηλή ώστε να εξαλείψει εντελώς τις επιδράσεις φλοιών. Στο α) παρουσιάζεται η επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας και στο β) η επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας. Οι δύο επιλογές της ενέργειας συμμετρίας δε φαίνεται να έχουν ουσιώδεις διαφορές αναφορικά με το σχήμα των κατανομών. Φαίνεται ότι η ασύμμετρη συνεισφορά στη διαδικασία της σχάσης τείνει να μειώνεται, σε αντίθεση με τη συμμετρική συνεισφορά, η οποία ενισχύεται. Φαίνεται ότι υπάρχει καλλιτέρευση στη συμφωνία μεταξύ των υπολογισμών με το μοντέλο CoMD και των πειραματικών δεδομένων.

Σε αυτό το σημείο θα ήθελα να επισημάνω ότι, παρακινούμενοι από το γεγονός ότι στους υπολογισμούς με την επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας φαίνεται να εμφανίζονται δύο ώμοι στην κατανομή, θα συνιστούσαμε τη διεξαγωγή ενός μελλοντικού πειράματος με αντίστροφη κινηματική σε χαμηλές ενέργειες διέγερσης, όπως στα 10 – 20 MeV, για την ανωτέρω αντίδραση. Σκοπός αυτής της μελέτης θα ήταν να ληφθούν λεπτομερή δεδομένα κατανομής θραυσμάτων σχάσης ως προς Z, A και ταχύτητα. Ένα τέτοιο πείραμα θα μπορούσε να πραγματοποιηθεί με πειραματική διάταξη φασματογράφου μάζας [64].



Σχήμα 4.1.1: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p(27\text{ MeV}) + {}^{232}\text{Th}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6].Ανοιχτά σημεία: CoMD υπολογισμοί επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

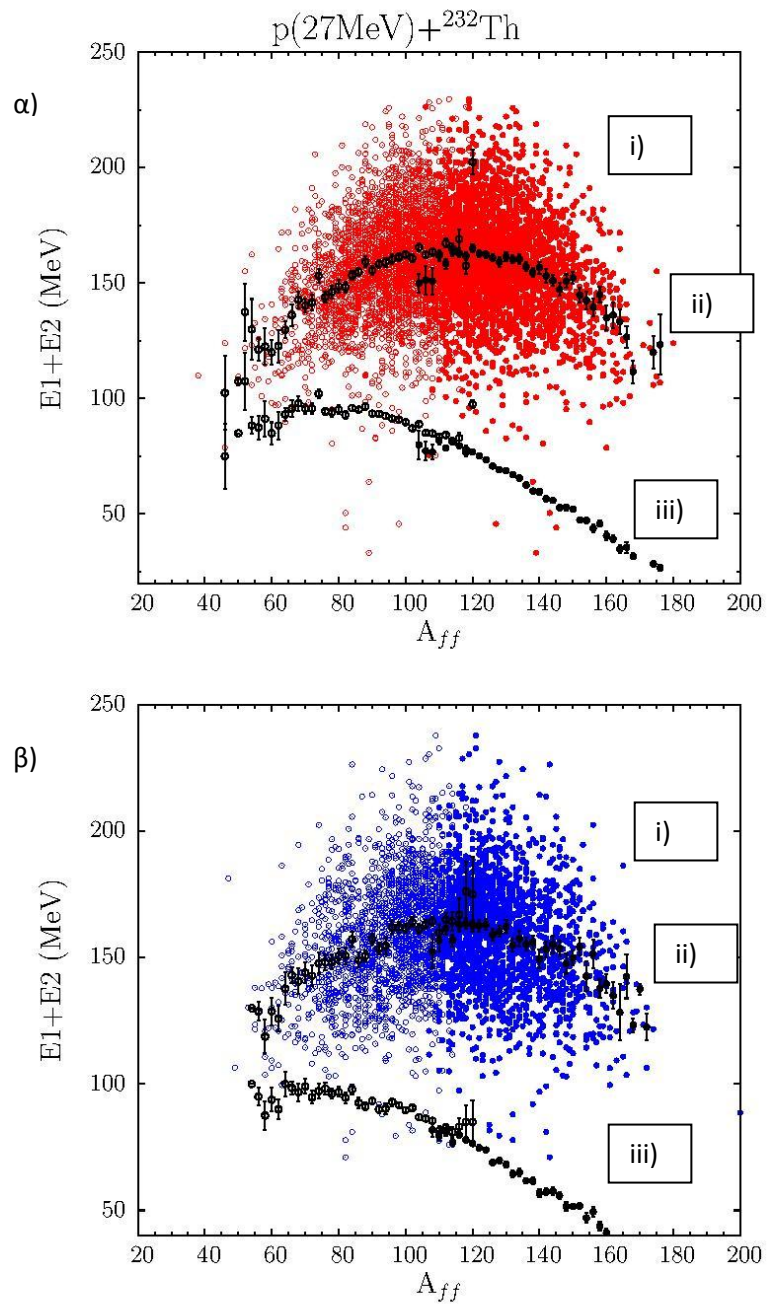


Σχήμα 4.1.2: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p(63\text{ MeV}) + {}^{232}\text{Th}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

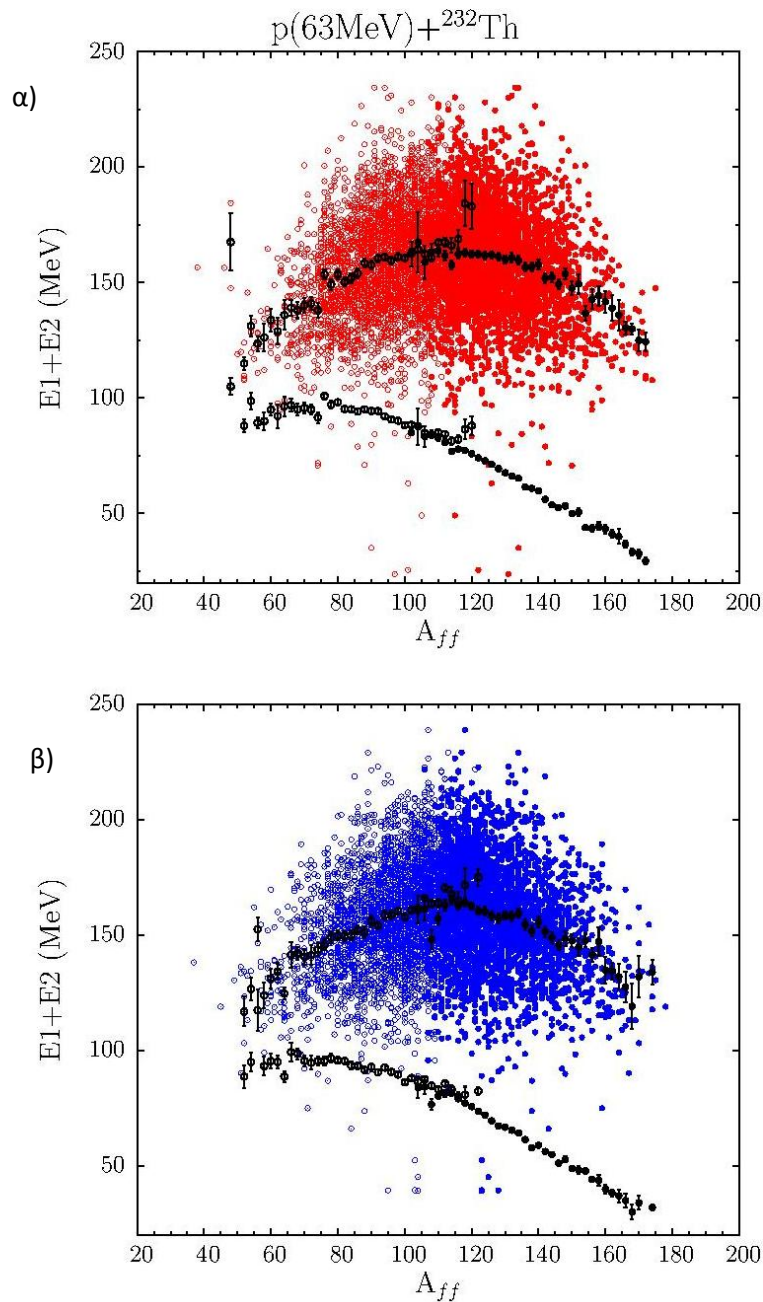


Στο σχήμα 4.1.3 παρουσιάζεται η διδιάστατη διαγραμματική απεικόνιση των μέσων ενεργειών των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p(27 \text{ MeV}) + {}^{232}\text{Th}$ . Τα κόκκινα σημεία συμβολίζουν τους υπολογισμούς που έγιναν με την επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, ενώ τα μπλε σημεία τους υπολογισμούς με την επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας. Η μέση ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης για την κανονική επιλογή είναι 158.2 MeV ενώ η ενέργεια που αντιστοιχεί στη μαλακή επιλογή είναι 157.6 MeV. Παρατηρούμε ότι δεν μπορούν να παραχθούν σαφή συμπεράσματα από μία τόσο μικρή απόκλιση. Πιο συγκεκριμένα, για κάθε γεγονός γίνεται επιλογή της συνολικής ενέργειας των δυο θραυσμάτων για κάθε θραύσμα σχάσης (σχήμα 4.1.3.i) και αφού γίνει η επιλογή της ενέργειας καταγράφονται τα δύο θραύσματα σχάσης. Στο σχήμα 4.1.3.ii, τα μαύρα σημεία αναπαριστούν το μέσο βαρύ πυρήνα και μέσο ελαφρύ πυρήνα, για κάθε τιμή της μέσης ενέργειας. Στο σχήμα 4.1.3.iii, τα μαύρα σημεία αναπαριστούν τη μέση τιμή της ενέργειας για κάθε θραύσμα σχάσης, βαρύ και ελαφρύ. Παρατηρούμε μία καθοδική κλίση, η οποία είναι λογική γιατί τα βαρύτερα θραύσματα έχουν χαμηλότερη ενέργεια, άρα μικρότερη ορμή και συνεπώς μικρότερη ταχύτητα, εφόσον οι μάζες και οι ταχύτητες είναι ποσότητες αντιστρόφως ανάλογες.

Αντιστοίχως, το σχήμα 4.1.4 απεικονίζει τη διδιάστατη διαγραμματική αναπαράσταση των μέσων ενεργειών των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p(63 \text{ MeV}) + {}^{232}\text{Th}$ . Η μέση ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης για την κανονική επιλογή είναι 158.6 MeV, ενώ η αντίστοιχη για τη μαλακή επιλογή είναι 157.6. Και στα δύο παραπάνω σχήματα τα μαύρα σημεία απεικονίζουν τα ελαφρά και τα βαριά θραύσματα.



Σχήμα 4.1.3: α) Συσχέτιση δύο διαστάσεων (μπλε σημεία) μέσωσν ολικών ενεργειών των θραυσμάτων σχάσης ως προς τη μάζα των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p(27\text{ MeV}) + {}^{232}\text{Th}$  και (μαύρα σημεία) μέση ενέργεια βαρέων και ελαφρών θραυσμάτων σχάσης β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή του μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

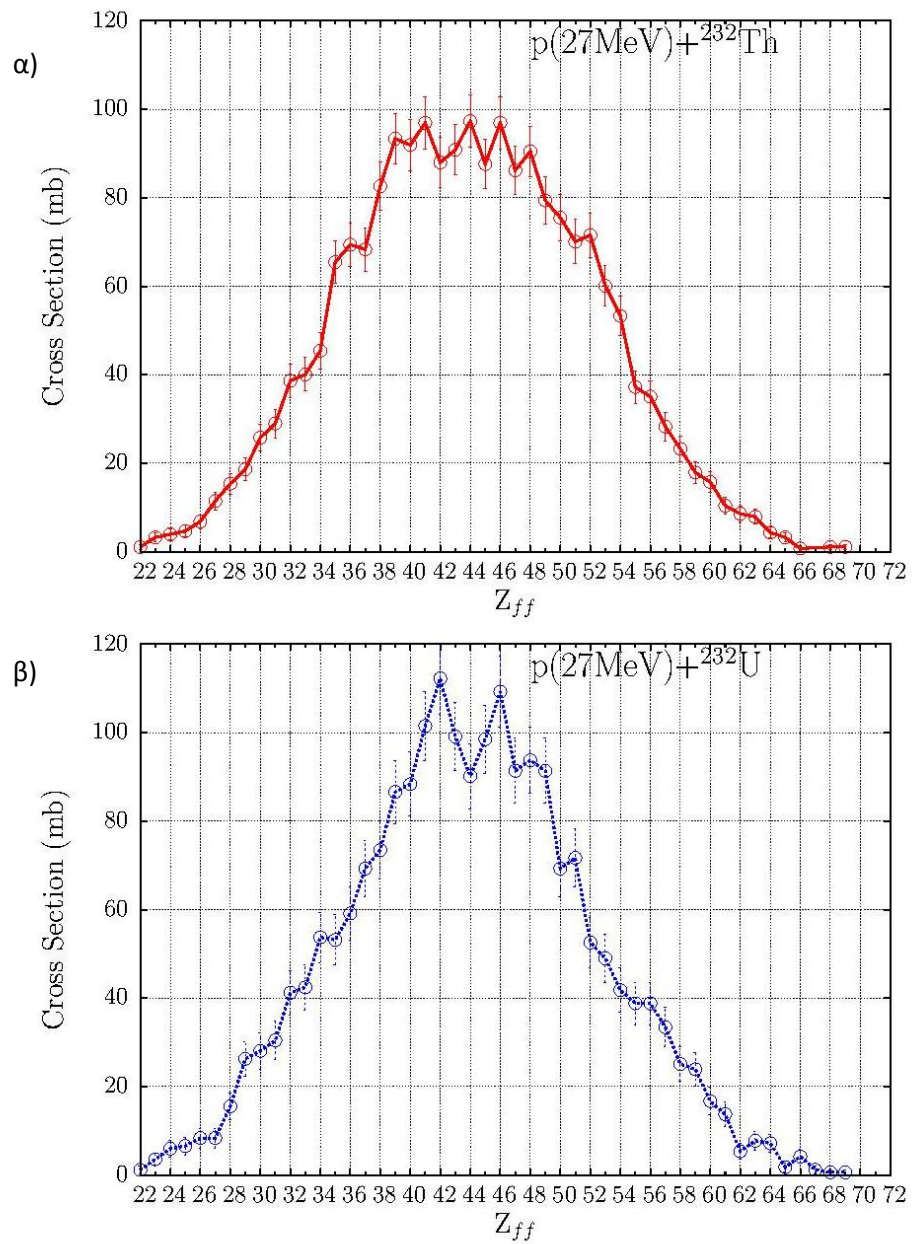


Σχήμα 4.1.4: α) Συσχέτιση δύο διαστάσεων (μπλε σημεία) μέσωσν ολικών ενεργειών των θραυσμάτων σχάσης ως προς τη μάζα των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p(63\text{MeV}) + {}^{232}\text{Th}$  και (μαύρα σημεία) μέση ενέργεια βαρέων και ελαφρών θραυσμάτων σχάσης β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή του μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

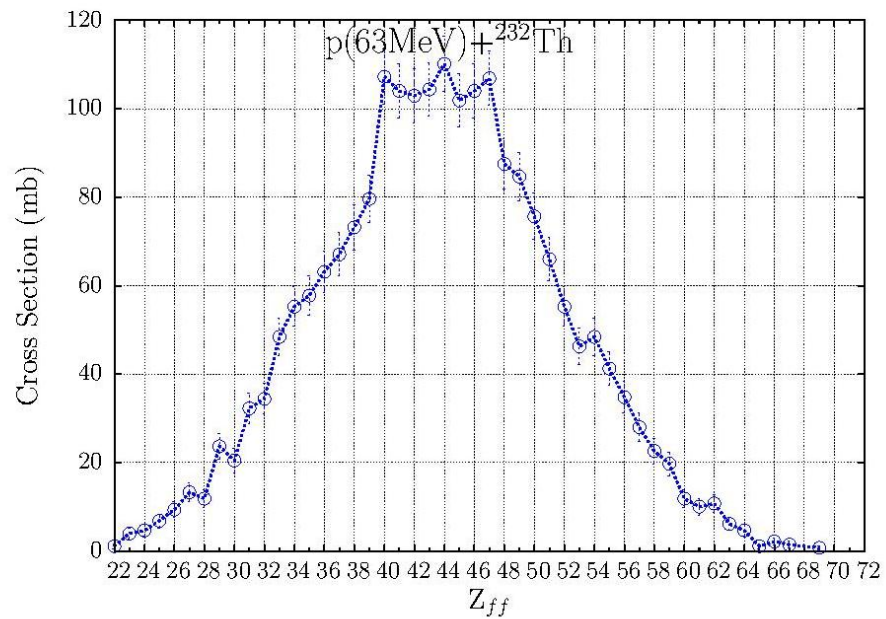
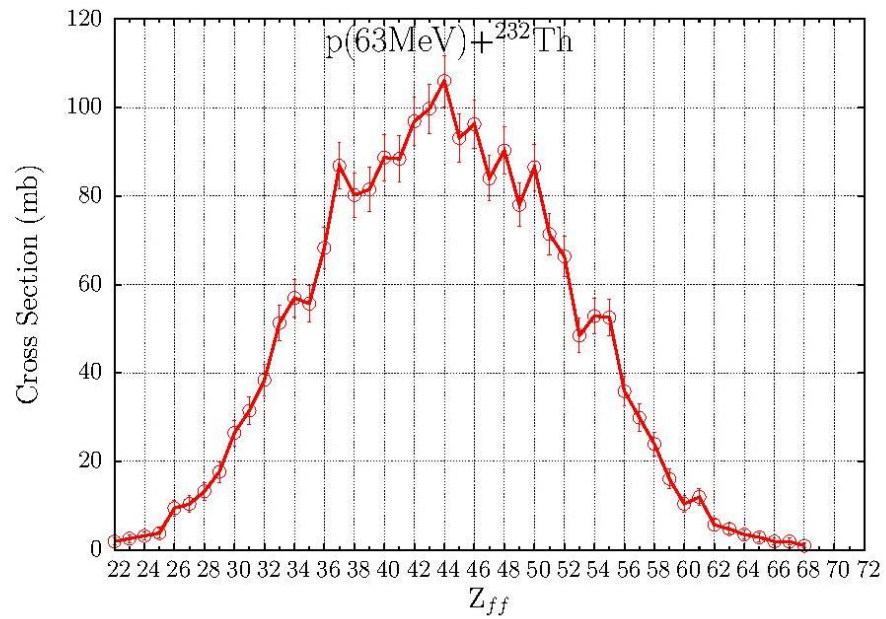
Στο σχήμα 4.1.5, παρουσιάζονται οι κανονικοποιημένες κατανομές φορτίου των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση στα 27 MeV. Στο α)

γίνεται η επιλογή του κανονικού δυναμικού συμμετρίας, ενώ στο βη επιλογή του μαλακού δυναμικού συμμετρίας. Και στις δύο επιλογές του δυναμικού συμμετρίας, παρατηρούμε σχεδόν συμμετρική κατανομή. Από το σχήμα της καμπύλης φαίνεται η επίδραση περιπτού-άρτιου αριθμού νουκλεονίων στον πυρήνα (odd even effect). Στο γράφημα φαίνεται ότι η ενεργός διατομή που αφορά έναν πυρήνα με περιπτό αριθμό νουκλεονίων είναι χαμηλότερα συγκριτικά με την ενεργό διατομή του διαδοχικού από αυτόν πυρήνα που έχει άρτιο αριθμό νουκλεονίων. Αναφορικά με την αντίδραση στα 63 MeV, οι δύο επιλογές της ενέργειας συμμετρίας δε φαίνεται να έχουν ουσιώδεις διαφορές αναφορικά με το σχήμα των κατανομών. Παρόλα αυτά φαίνονται, όπως και στην προαναφερθείσα ενέργεια διέγερσης, το φαινόμενο περιπτού-άρτιου αριθμού νουκλεονίων.

Σημειώνουμε πως για τις εν λόγω αντιδράσεις δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα για την κατανομή ατομικού αριθμού των θραυσμάτων σχάσης. Τέτοια δεδομένα μπορούν να ληφθούν σε πειραματικές μετρήσεις ανάστροφης κινηματικής, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως.



Σχήμα 4.1.5: α) Κανονικοποιημένες κατανομές ατομικού αριθμού, ενεργές διατομές θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p(27 \text{ MeV}) + {}^{232}\text{Th}$ . Ανοιχτά σημεία: CoMD υπολογισμοί με κανονικό δυναμικό συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με το μαλακό δυναμικό συμμετρίας.



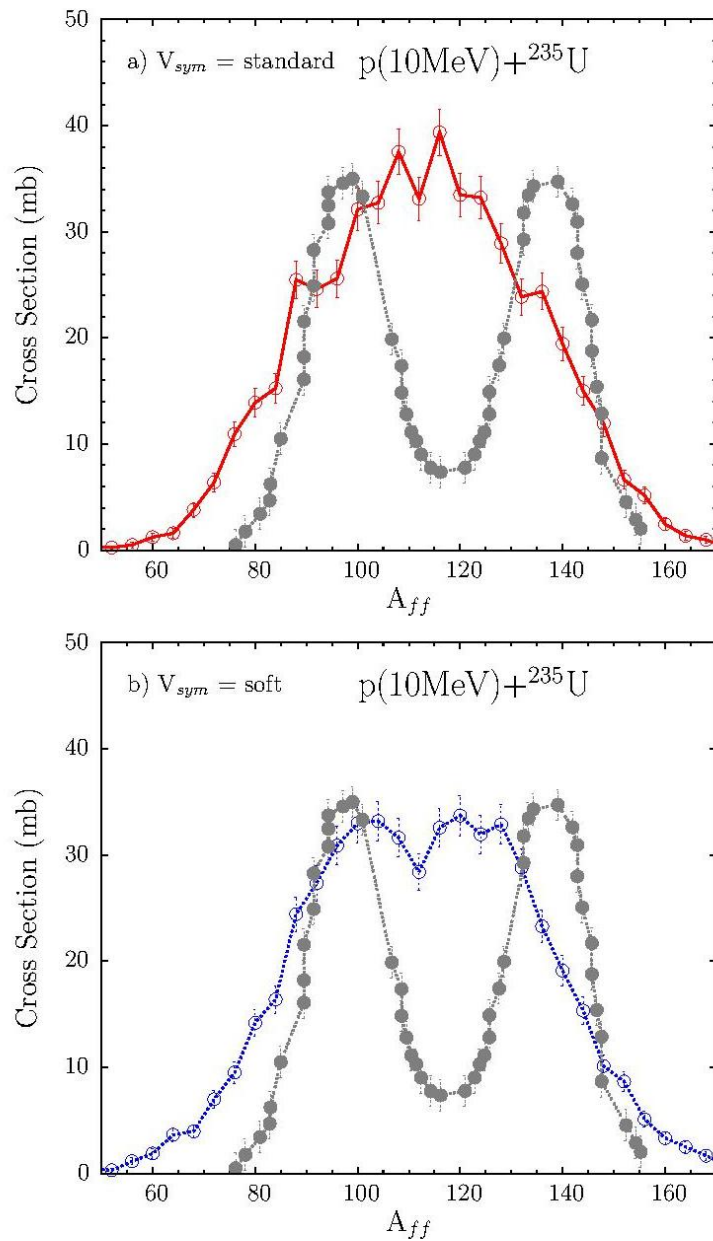
Σχήμα 4.1.6: α) Κανονικοποιημένες κατανομές ατομικού αριθμού, ενεργές διατομές θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p(63\text{ MeV}) + {}^{232}\text{Th}$  . Ανοιχτά σημεία: CoMD υπολογισμοί με κανονικό δυναμικό συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με το μαλακό δυναμικό συμμετρίας.

Παρακινούμενοι από την πρόσφατη βιβλιογραφία που υπάρχει για αντιδράσεις πυρηνικής σχάσης των ισότοπων του ουρανίου,

πραγματοποιήσαμε υπολογισμούς που σχετίζονται με την πυρηνική σχάση του πυρήνα  $^{235}\text{U}$ , πυροδοτούμενης με πρωτόνια σε ενέργειες 10 MeV, 30 MeV και 60 MeV. Πραγματοποιήθηκαν επίσης υπολογισμοί σε υψηλότερη ενέργεια διέγερσης, 660 MeV, προκαλώντας τη σχάση του πυρήνα  $^{238}\text{U}$ .

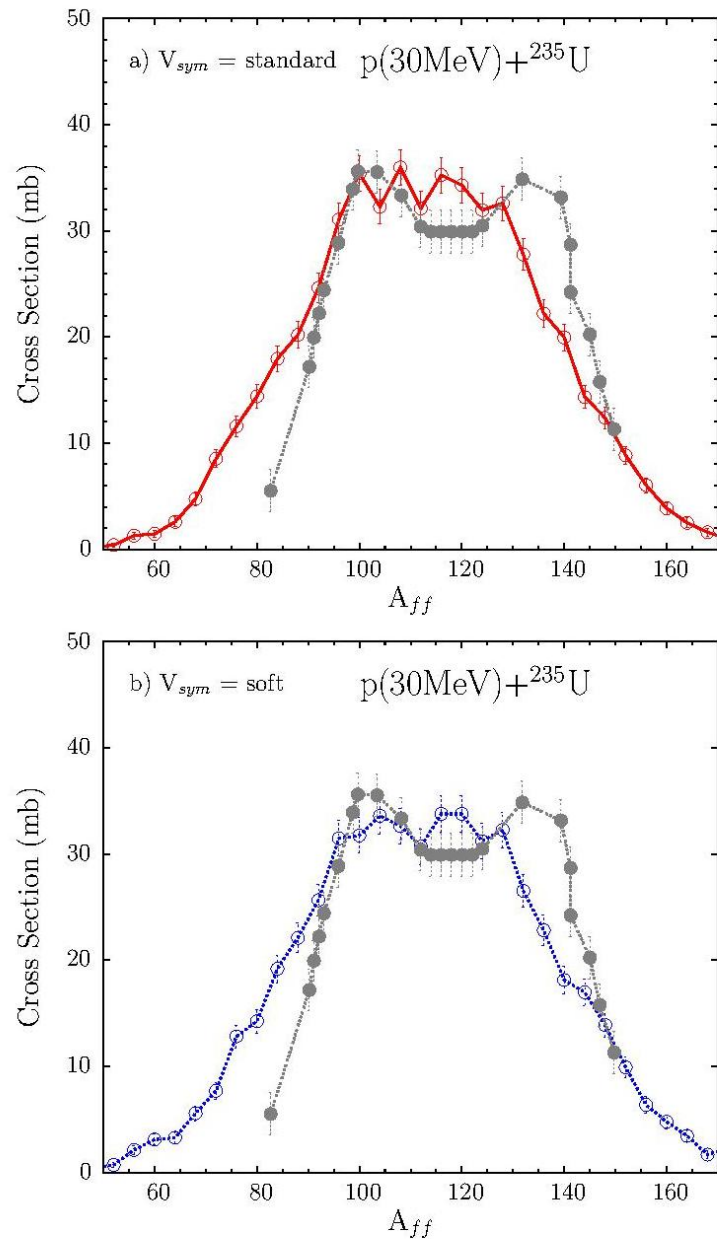
Στο σχήμα 4.1.7, παρουσιάζονται οι κατανομές των μαζών των θραυσμάτων από την εξαναγκασμένη σχάση του πυρήνα  $^{235}\text{U}$  από πρωτόνιο σε ενέργεια διέγερσης 10 MeV, χρησιμοποιώντας τα δύο δυναμικά συμμετρίας: κανονικό και μαλακό (α και β αντίστοιχα). Τα πειραματικά δεδομένα [28] παρουσιάζονται και συγκρίνονται με τους υπολογισμούς. Στα πειραματικά δεδομένα η επικράτηση της ασύμμετρης σχάσης είναι προφανής. Οι υπολογισμοί υποδεικνύουν μία υπόνοια ασύμμετρης σχάσης. Τα σχήματα 4.1.8 και 4.1.9 παρουσιάζουν την πυρηνική σχάση του ίδιου πυρήνα που είναι εξαναγκασμένη από πρωτόνιο σε ενέργεια 30 MeV. Τα πειραματικά δεδομένα υπάρχουν στην αναφορά [28]. Για αυτή την αντίδραση κάναμε δύο επιλογές για την ενέργεια συμμετρίας, την κανονική και τη μαλακή. Επίσης, για την αντίδραση με την κανονική επιλογή ενέργειας συμμετρίας, κάναμε δύο διαφορετικές επιλογές αναφορικά με την ενέργεια επιφάνειας. Η πρώτη επιλογή αναφέρεται σε μια ελαφρώς θετικό δυναμικό και η δεύτερη σε ένα ελαφρώς αρνητικό. Το ελαφρώς θετικό δυναμικό αποσταθεροποιεί τον πυρήνα. Έτσι είναι ευκολότερο για τον πυρήνα να υποστεί σχάση. Όταν η αλληλεπίδραση επιφάνειας αποδυναμώνεται παρατηρούμε μία τάση για πιο επίπεδη κατανομή. Αντιθέτως, όταν ο όρος επιφάνειας αυξάνεται, η κατανομή γίνεται πιο στενή και η πιθανότητα σχάσης μειώνεται. Τα δεδομένα της αναφοράς [28] είναι σε αυθαίρετες μονάδες και για να συγκριθούν με τους υπολογισμούς πολλαπλασιάσαμε την κατανομή με έναν παράγοντα 7, και για τις δύο αντιδράσεις. Αναφορικά με τους υπολογισμούς, αυτό που προκύπτει ως συμπέρασμα είναι ότι πηγαίνοντας από τα 10 στα 30 MeV, η αναλογία ύψους κορυφής – κοιλάδας (peak to valley ratio) φαίνεται να μειώνεται και η συμμετρική συνεισφορά φαίνεται να αυξάνεται σε σύγκριση με την ασύμμετρη.



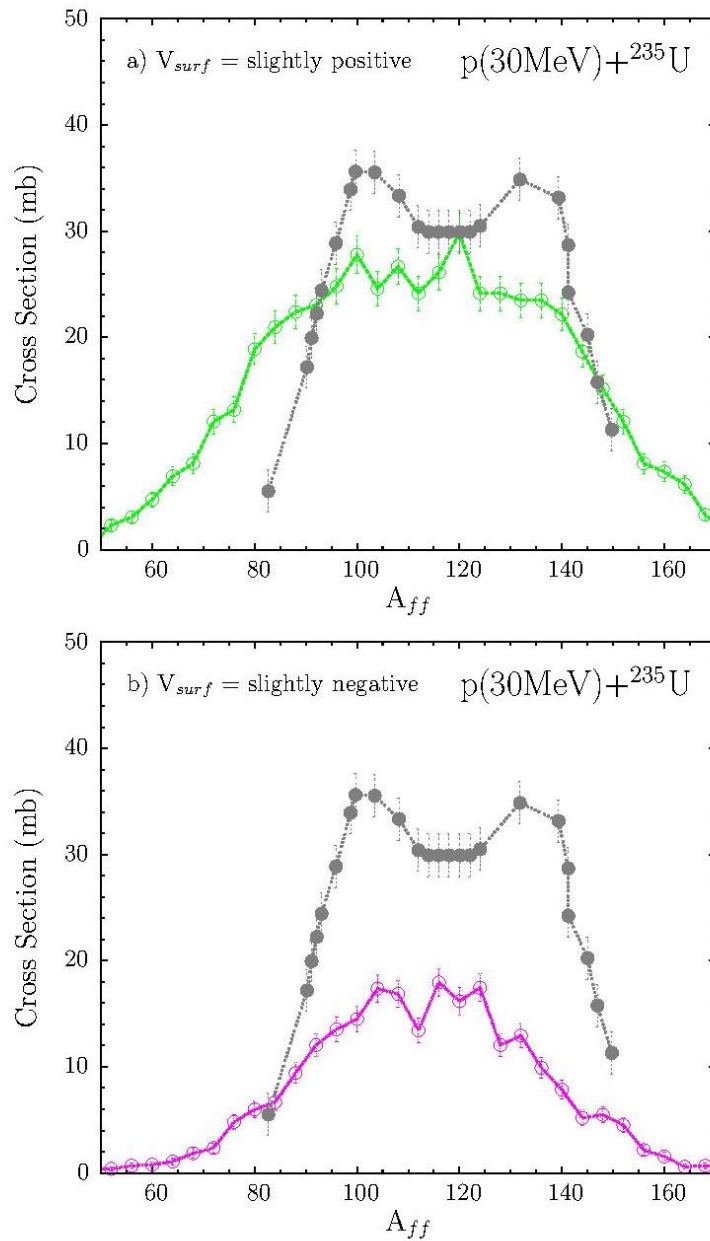


Σχήμα 4.1.7: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p(10\text{MeV}) + {}^{235}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία (κόκκινα): CoMD υπολογισμοί με την κανονική επιλογή του δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με τη μαλακή επιλογή του δυναμικού συμμετρίας (μπλε σημεία).



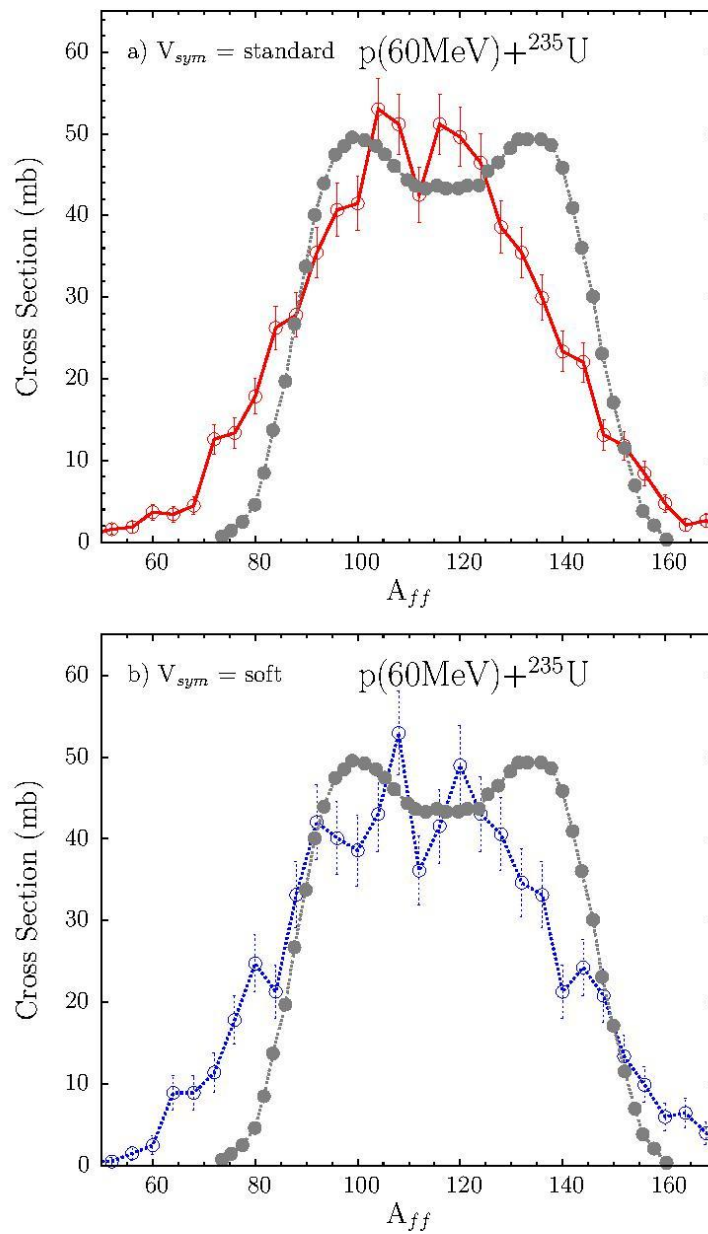


Σχήμα 4.1.8: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p(30\text{MeV}) + {}^{235}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία (κόκκινα σημεία): CoMD υπολογισμοί με την κανονική επιλογή του δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με τη μαλακή επιλογή του δυναμικού συμμετρίας (μπλε σημεία).



Σχήμα 4.1.9: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p(30\text{MeV}) + {}^{235}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία (πράσινα): CoMD υπολογισμοί με την κανονική επιλογή του δυναμικού συμμετρίας και η ενέργεια επιφάνειας ελαφρώς θετική. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με ενέργεια συμμετρίας ελαφρώς αρνητική (μωβ σημεία).

Το σχήμα 4.1.10 δείχνει τους υπολογισμούς αναφορικά με την εξαναγκασμένη σχάση του  $^{235}\text{U}$  από πρωτόνιο σε ενέργεια 60 MeV, σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα της σχάσης του πυρήνα  $^{238}\text{U}$  από πρωτόνιο στην ίδια ενέργεια [46]. Η πειραματική κατανομή (γεμάτα σημεία) δείχνει ότι η ασύμμετρη κατανομή ακόμα κυριαρχεί. Παρά ταύτα μπορούμε να παρατηρήσουμε ένα διακεκριμένο πλατώ στην κορυφή της κατανομής. Παρά το γεγονός ότι οι υπολογισμοί δεν περιέχουν σωστή περιγραφή των επιδράσεων φλοιών, εντούτοις υποδεικνύουν και αυτοί ασύμμετρη σχάση.



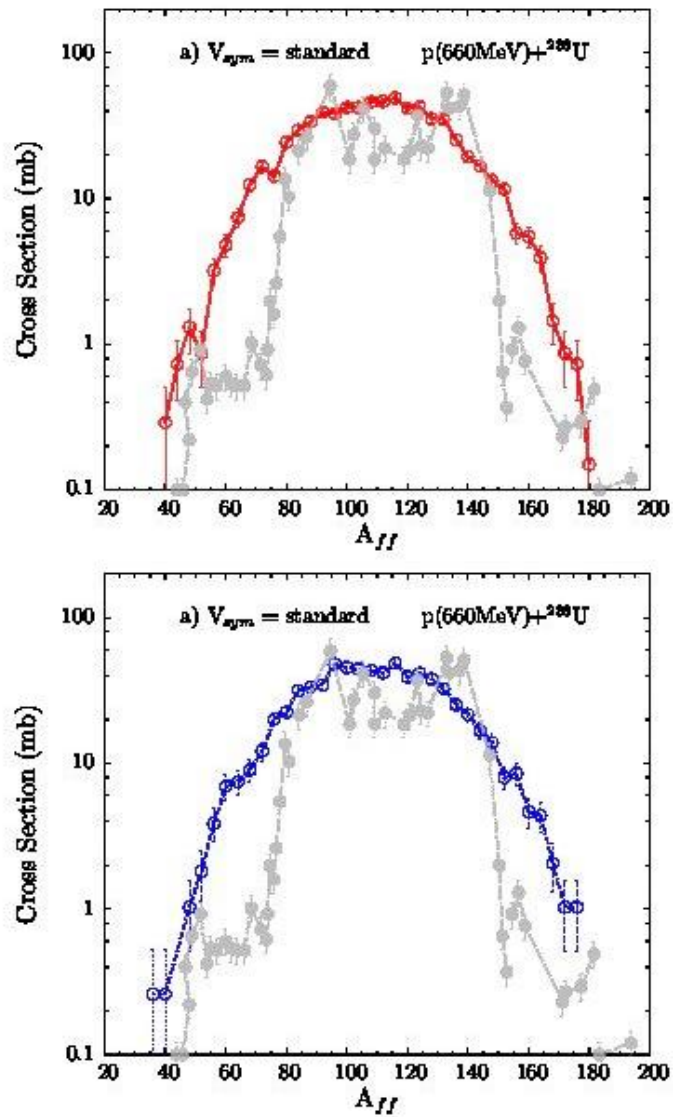
Σχήμα 4.1.10: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p(60\text{MeV}) + {}^{235}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία (κόκκινα): CoMD υπολογισμοί με την επιλογή του κανονικού δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή του μαλακού δυναμικού συμμετρίας (μπλε σημεία).

Σε αυτό το σημείο θα ήθελα να αναφέρω ότι τα πειραματικά δεδομένα των κατανομών που έχουν συζητηθεί μέχρι τώρα έχουν συλλεχθεί από καταμετρητές σε πραγματικό χρόνο, οι οποίοι δε μπορούν να δώσουν πληροφορία για τις κατανομές του ατομικού αριθμού  $Z$  των θραυσμάτων σχάσης. Τα δεδομένα, όμως, που έχουν ληφθεί με τεχνικές ακτινοβολίας γάμμα σε μη πραγματικό χρόνο δίνουν πληροφορία για τον  $Z$ .

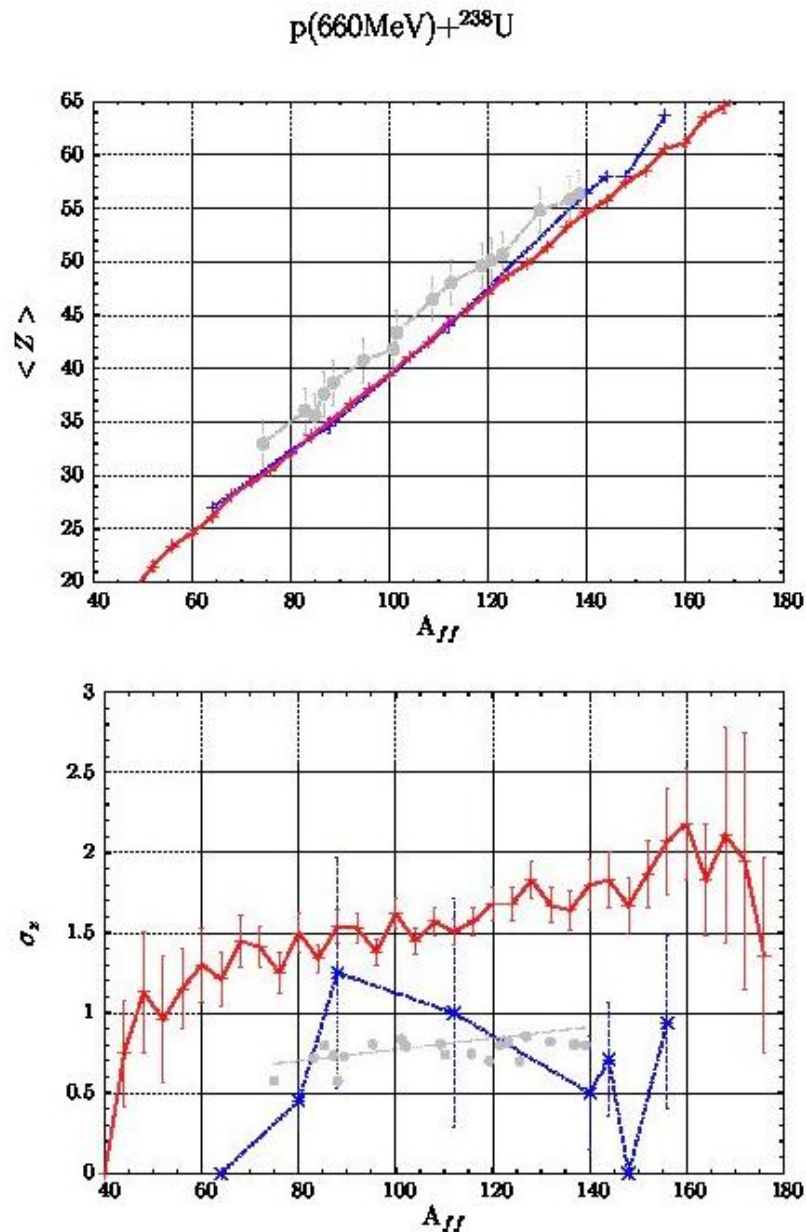
Μετά από τη παρουσίαση των παραπάνω υπολογισμών που σχετίζονται με αντιδράσεις πυρηνικής σχάσης σε ενδιάμεσες ενέργειες, θα ακολουθήσει η παρουσίαση των υπολογισμών της εξαναγκασμένης πυρηνικής σχάσης του πυρήνα  $^{238}\text{U}$  από πρωτόνιο ενέργειας 660 MeV. Οι κατανομές μαζών που παρουσιάζονται στο σχήμα 4.1.11 είναι σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα [53 - 56] και παρατηρούμε κυρίως το συμμετρικό τρόπο σχάσης, εξαιτίας της πλήρους εξασθένησης των επιδράσεων των φλοιών. Σε αυτό το σημείο παρατηρούμε ότι οι υπολογισμοί μας μπορούν να περιγράψουν ικανοποιητικά την υπερασύμμετρη σχάση, η οποία έχει διαπιστωθεί πειραματικά [53 - 56] και αυτό γίνεται εμφανές στους δύο ώμους που παρατηρούνται στο σχήμα 4.1.11 σε μάζες  $A \sim 40 - 80$  και  $A \sim 140 - 180$ .

Για αυτή την αντίδραση κάναμε δύο επιλογές για το δυναμικό συμμετρίας, το κανονική και το μαλακό ( $\alpha$  και  $\beta$  αντιστοίχως). Στο σχήμα 4.1.12, παρουσιάζεται η εξάρτηση της τιμής του μέσου ατομικού αριθμού σε συνάρτηση με τη μάζα του των θραυσμάτων σχάσης ( $\alpha$ ) καθώς και την τυπική απόκλιση του μέσου  $Z$  συναρτήσει της μάζας του συστήματος που υπόκειται σχάση. Για τη συγκεκριμένη αντίδραση έχουμε κάνει δύο τύπους υπολογισμών, που σχετίζονται με την επιλογή του συστήματος που θα υποστεί σχάση. Πιο συγκεκριμένα, εξαιτίας του γεγονότος ότι ο κώδικας CoMD προκαλεί την εκπομπή 1 με 2 πρωτονίων πριν από το σημείο της σχάσης, πραγματοποιήσαμε μία επιλογή αναφορικά με τη μάζα του συστήματος που υπόκειται σχάση ( $Z=93$ ) κατά τη χρονική στιγμή που γίνεται η σχάση (μπλε γραμμή). Η κόκκινη γραμμή αναφέρεται στον υπολογισμό χωρίς να λάβουμε υπόψη την αυστηρή επιλογή του ατομικού αριθμού του υπο σχάση συστήματος και καταδεικνύει ότι οι υπολογισμοί είναι λιγότερο πλούσιοι σε νετρόνια συγκριτικά με τα πειραματικά δεδομένα. Με την αυστηρή

επιλογή, οι υπολογισμοί είναι σε καλύτερη συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα. Στο σχήμα 4.1.12.β οι υπολογισμοί είναι λίγο πιο ψηλά σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα.



Σχήμα 4.1.11: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $p(660\text{MeV}) + {}^{238}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία (κόκκινα): CoMD υπολογισμοί με την επιλογή του κανονικού δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή του μαλακού δυναμικού συμμετρίας (μπλε σημεία).

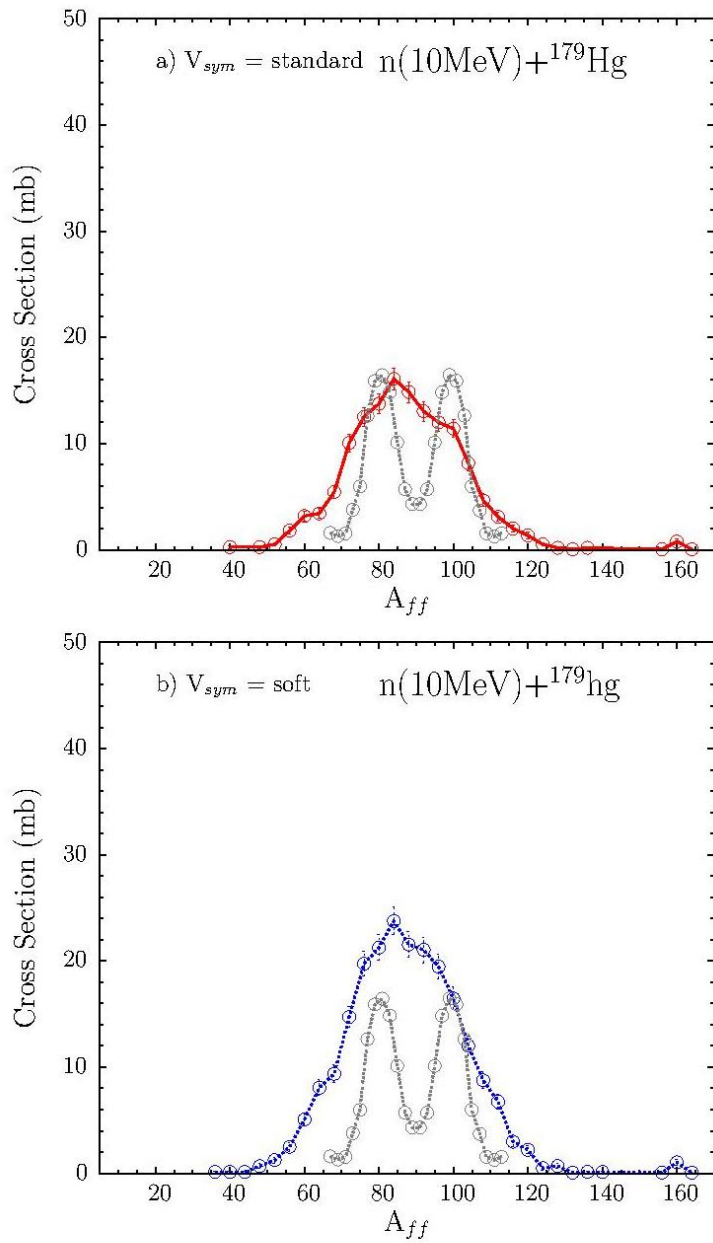


Σχήμα 4.1.12: α) Διαγραμματική απεικόνιση μέσου ατομικού αριθμού συναρτήσει της μάζας των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p(660\text{ MeV}) + {}^{238}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με κανονικό δυναμικό συμμετρίας, μπλε σημεία) υπολογισμοί με επιλογή του συστήματος που θα υποστεί σχάση με  $Z=93$ . β) διαγραμματική απεικόνιση της τυπικής απόκλισης του ατομικού αριθμού συναρτήσει της μάζας των θραυσμάτων σχάσης για την αντίδραση  $p(660\text{ MeV}) + {}^{238}\text{U}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με κανονικό δυναμικό συμμετρίας, μπλε σημεία) υπολογισμοί με επιλογή του συστήματος που θα υποστεί σχάση με  $Z=93$ .



### 4.1.2 Υδράργυρος

Στο σχήμα 4.1.13, παρουσιάζονται οι κατανομές μαζών για την εξαναγκασμένη σχάση του πυρήνα  $^{179}\text{Hg}$  από νετρόνιο σε ενέργεια διέγερσης 10 MeV, χρησιμοποιώντας τα δύο δυναμικά συμμετρίας: κανονικό και μαλακό ( $\alpha$  και  $\beta$  αντίστοιχα). Τα πειραματικά δεδομένα [65, 66] παρουσιάζονται συγκριτικά με τους υπολογισμούς. Η αναφορά [66] παρουσιάζει μια καινούρια διαδικασία σχάσης που προκύπτει από τη  $\beta$  διάσπαση του πυρήνα του  $^{180}\text{Tl}$ . Σε αντίθεση με όσα γνώριζε μέχρι τότε η επιστημονική κοινότητα για τη θεωρητική περιγραφή της σχάσης, η κατανομή μαζών της σχάσης του πυρήνα που προκύπτει από τη  $\beta$  διάσπαση του  $^{180}\text{Tl}$ , δηλαδή του πυρήνα  $^{180}\text{Hg}$ , είναι ασύμμετρη. Αυτή η ασύμμετρη κατανομή προκαλεί έκπληξη γιατί θα περιμέναμε ο πυρήνας του  $^{180}\text{Tl}$  να υποστεί συμμετρική σχάση και να χωριστεί σε δύο θραύσματα  $^{90}\text{Zr}$ , με μαγικό αριθμό νετρονίων  $N = 50$  και ημιμαγικό αριθμό πρωτονίων  $Z = 40$ , τα οποία αναμένεται να είναι σταθερά. Τα δεδομένα της αναφοράς [65, 66] είναι σε αυθαίρετες μονάδες και για να συγκριθούν με τους υπολογισμούς πολλαπλασιάσαμε την κατανομή με έναν παράγοντα 180, και για τις δύο αντιδράσεις. Στα πειραματικά δεδομένα επικρατεί η ασύμμετρη σχάση, έναντι της συμμετρικής, η οποία θα ήταν και η αναμενόμενη λόγω της δομής του πυρήνα  $^{180}\text{Hg}$ . Οι υπολογισμοί με το CoMD, δεν κατάφεραν να περιγράψουν σωστά τις επιδράσεις των φλοιών για το δεδομένο πυρήνα και για αυτό το λόγο η κατανομή είναι συμμετρική και για τις δύο διαφορετικές επιλογές του δυναμικού συμμετρίας.



Σχήμα 4.1.13: α) Κανονικοποιημένες κατανομές μαζών, ενεργές διατομές των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση  $n(10\text{MeV}) + {}^{179}\text{Hg}$ . Γεμάτα σημεία (γκρι): πειραματικά δεδομένα [6]. Ανοιχτά σημεία (κόκκινα): CoMD υπολογισμοί με την επιλογή του κανονικού δυναμικού συμμετρίας. β) παρόμοιο με το α), αλλά οι υπολογισμοί έγιναν με την επιλογή του μαλακού δυναμικού συμμετρίας (μπλε σημεία).

## 4.2 Συσχετίσεις διάφορων χαρακτηριστικών των θραυσμάτων σχάσης με την ενέργεια διέγερσης

### 4.2.1 Ουράνιο και Θόριο

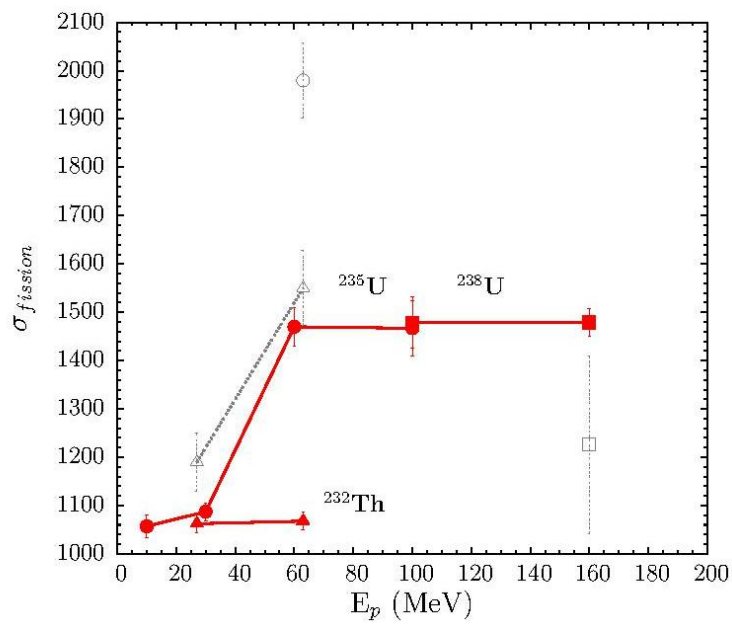
Μαζί με τις προαναφερθείσες κατανομές μαζών, ερευνήσαμε και κάποιες άλλες ιδιότητες των θραυσμάτων σχάσης. Τα αποτελέσματα τα οποία θα παρουσιαστούν σε αυτό το κεφάλαιο αναφέρονται κυρίως στους υπολογισμούς με το κανονικό δυναμικό συμμετρίας. Για τα σχήματα που ακολουθούν, οι κόκκινοι κλειστοί κύκλοι αναπαριστούν την εξαναγκασμένη σχάση του πυρήνα  $^{235}\text{U}$  από πρωτόνιο σε 4 διαφορετικές ενέργειες (10 MeV, 30 MeV, 60 MeV, 100 MeV), ενώ τα κόκκινα κλειστά τετράγωνα αναπαριστούν την εξαναγκασμένη σχάση του πυρήνα  $^{238}\text{U}$  από πρωτόνιο σε δύο διαφορετικές ενέργειες (100 MeV και στα 660 MeV) και τα κόκκινα κλειστά τρίγωνα αναφέρονται στην εξαναγκασμένη σχάση του πυρήνα  $^{232}\text{Th}$  σε δύο διαφορετικές ενέργειες διέγερσης πρωτονίου (27 MeV και 63 MeV). Το μπλε χρώμα αναφέρεται στη μαλακή επιλογή της ενέργειας συμμετρίας, διατηρώντας τη σημασία των παραπάνω. Τα πειραματικά δεδομένα διακρίνονται με τα μαύρα ανοιχτά σημεία (κύκλους, τετράγωνα και τρίγωνα) και ως προς το σχήμα ακολουθείται η ίδια σημειολογία που χρησιμοποιήθηκε για τους υπολογισμούς..

#### 4.2.1.α Ολικές ενεργές διατομές (total fission cross section) και λόγος της ενεργού διατομής σχάσης προς την ενεργό διατομή υπολειπόμενων πυρήνων (fission cross section/residue cross section)

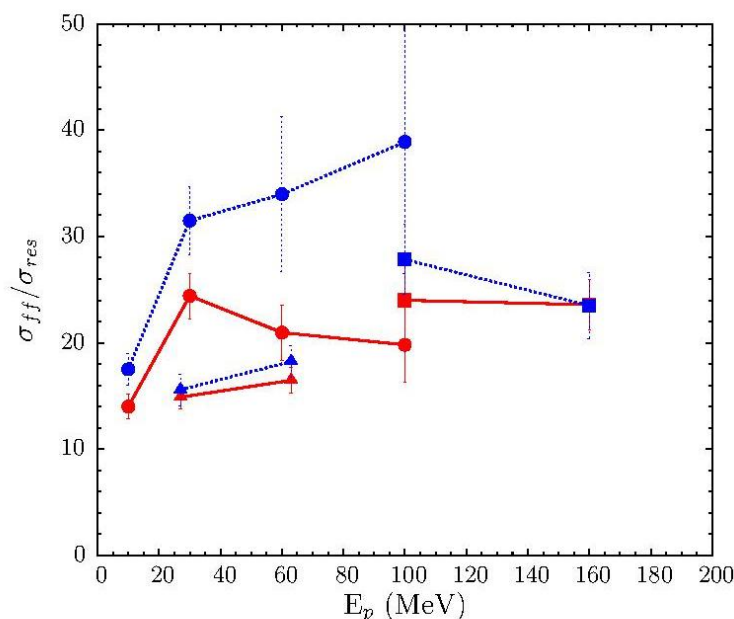
Στο σχήμα 4.2.1 παρουσιάζεται η ολική ενεργός διατομή σε σχέση με τις διάφορες ενέργειες δέσμης πρωτονίου για την εξαναγκασμένη σχάση από πρωτόνιο των πυρήνων  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  και  $^{238}\text{U}$ . Αναφορικά με τη σχάση του  $^{232}\text{Th}$ , παρατηρούμε ότι αυξάνοντας την ενέργεια διέγερσης, υπάρχει μόνο μικρή αύξηση στην ολική πιθανότητα σχάσης. Παρόλα αυτά τα πειραματικά δεδομένα (ανοιχτά μαύρα σημεία) δείχνουν ότι υπάρχει ένα άλμα της τάξης του 30%. Για τη σχάση του πυρήνα  $^{235}\text{U}$ , παρατηρούμε μία αύξουσα τάση για την ολική πιθανότητα σχάσης, καθώς αυξάνεται η ενέργεια διέγερσης από 30 σε 60 MeV και οι υπολογισμοί μας είναι σε θέση να αποτυπώσουν το άλμα

αυτό. Σε υψηλότερες ενέργειες διέγερσης, στην εξαναγκασμένη σχάση του πυρήνα  $^{238}\text{U}$ , η ολική ενεργός διατομή είναι σχεδόν σταθερή.

Στο σχήμα 4.2.2 αποτυπώνεται η συσχέτιση μεταξύ της ενέργειας διέγερσης και του λόγου της πιθανότητας σχάσης ως προς την πιθανότητα του πυρήνα να μην υποστεί σχάση και να καταλήξει σε βαρύ υπόλειμμα (heavy residue). Σχετικά με τη σχάση του πυρήνα του  $^{232}\text{Th}$ , παρατηρείται μία αύξηση σε αυτό το λόγο, αυξανόμενης της ενέργειας διέγερσης. Έτσι, σε ενέργεια πρωτονίου 63 MeV, οι υπολογισμοί δείχνουν μεγαλύτερη πιθανότητα για την πραγματοποίηση της σχάσης, σε σύγκριση με την περίπτωση που η ενέργεια διέγερσης είναι 27 MeV. Επίσης, για τη σχάση των πυρήνων  $^{235}\text{U}$  και  $^{238}\text{U}$ , η πιθανότητα να γίνει η σχάση μειώνεται σε ενέργειες διέγερσης που ξεκινούν από 30 MeV και φτάνουν σε 100 MeV και από 100 MeV σε 660 MeV, αντιστοίχως. Παρατηρούμε επιπλέον μια ευαισθησία των υπολογισμών ως προς την επιλογή του δυναμικού συμμετρίας. Όταν επιλέγουμε το μαλακό δυναμικό συμμετρίας, ο λόγος των ενεργών διατομών που εξηγήθηκε παραπάνω αυξάνει και αυτό σημαίνει ότι η επιλογή αυτή οδηγεί σε μεγαλύτερη πιθανότητα να πραγματοποιηθεί σχάση, ειδικά όταν πρόκειται για την εξαναγκασμένη σχάση του πυρήνα του  $^{235}\text{U}$  στις διάφορες ενέργειες διέγερσης.



Σχήμα 4.2.1: Ολική ενεργός διατομή σε συνάρτηση με τις ποικίλες ενέργειες διέγερσης για  $p$  ( $27 \text{ MeV}$ ) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  ( $63 \text{ MeV}$ ) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  ( $10 \text{ MeV}$ ) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  ( $30 \text{ MeV}$ ) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  ( $60 \text{ MeV}$ ) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  ( $100 \text{ MeV}$ ) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  ( $100 \text{ MeV}$ ) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα),  $p$  ( $660 \text{ MeV}$ ) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα). Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν με την επιλογή του κανονικού δυναμικού συμμετρίας. Ανοιχτά σύμβολα: πειραματικά δεδομένα [28 και 56].

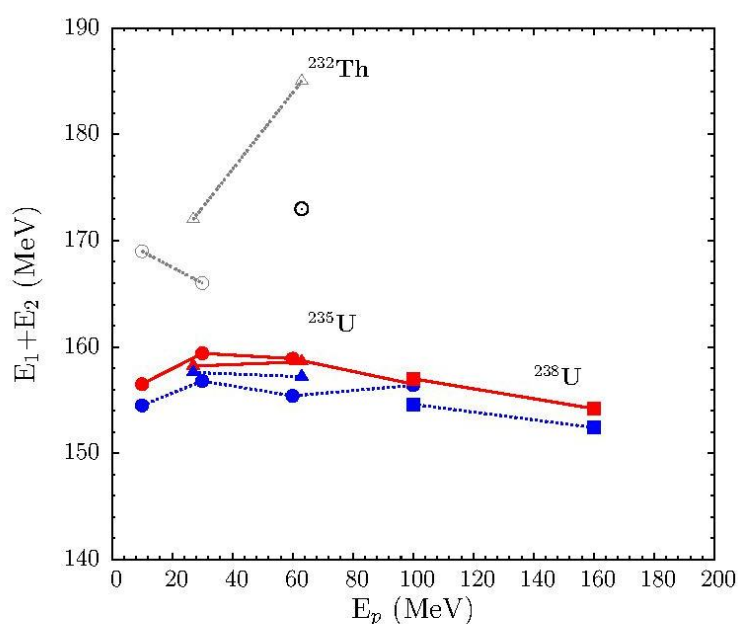


Σχήμα 4.2.2: Λόγος της ενεργού διατομής των θραυσμάτων σχάσης που θα υποστούν σχάση προς την ενεργό διατομή των βαρέων υπολειμμάτων που δε θα υποστούν σχάση σε συνάρτηση με τις ποικίλλες ενέργειες διέγερσης για  $p$  (27 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (63 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (10 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (30 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (60 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα),  $p$  (660 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετραγωνα). Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν με την επιλογή του κανονικού (κόκκινα σημεία) και του μαλακού δυναμικού (μπλε σημεία) συμμετρίας.

#### 4.2.1.β Συνολική κινητική ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης

Στο σχήμα 4.2.3 δίνεται η μέση ολική ενέργεια και των δύο θραυσμάτων σχάσης συγκριτικά με την ενέργεια διέγερσης για τις προαναφερθείσες αντιδράσεις. Για τη σχάση του πυρήνα  $^{235}\text{U}$ , η ενέργεια αυξάνεται όταν δίνουμε περισσότερη ενέργεια στο σύστημα (ξεκινώντας από 10 MeV και φτάνοντας σε 30 MeV). Παρόλα αυτά, η γενική τάση που αποτυπώνεται από το σχήμα είναι κάπως αντίθετη αναφορικά με τα τρία διαφορετικά συστήματα που υπόκεινται σχάση. Ενώ η ενέργεια διέγερσης αυξάνεται, η ολική ενέργεια για τα θραύσματα σχάσης μειώνεται. Οι υπολογισμοί βρίσκονται χαμηλότερα σε σχέση με τα πειραματικά δεδομένα.

Αυτό συμβαίνει εξαιτίας του γεγονότος ότι ο κώδικας CoMD προκαλεί εκπομπή 1 με 2 πρωτονίων σε σχέση με τη μέχρι τώρα θεώρηση της διαδικασίας της σχάσης σε χαμηλές ενέργειες. Έτσι, το ολικό φορτίο για το υπό σχάση σύστημα μειώνεται, το οποίο φέρει ως αποτέλεσμα μία γενική μείωση στην αλληλεπίδραση Coulomb. Αν συγκρίνουμε τις δύο διαφορετικές επιλογές για την ενέργεια συμμετρίας για όλες τις αντιδράσεις, παρατηρούμε ότι όταν επιλέξουμε το μαλακό δυναμικό, η ολική ενέργεια μειώνεται.

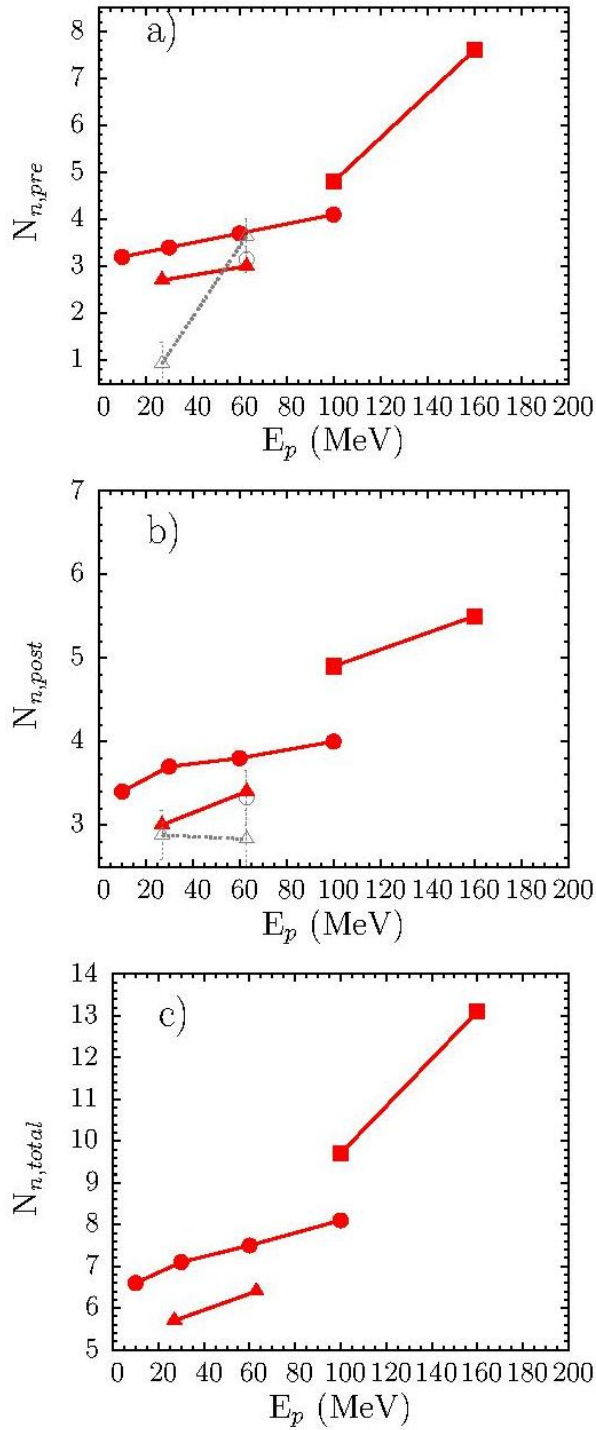


Σχήμα 4.2.3: Μέση ολική ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης σε συνάρτηση με τις ποικίλες ενέργειες διέγερσης για  $p$  (27 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (63 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (10 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (30 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (60 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα),  $p$  (660 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα). Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν με το κανονικό (κόκκινα σημεία) και το μαλακό δυναμικό (μπλε σημεία) συμμετρίας. Ανοιχτά σύμβολα: πειραματικά δεδομένα [26, 28 και 46]

#### 4.2.1.γ Πολλαπλότητα νετρονίων (Neutron multiplicity)

Το σχήμα 4.2.4 χωρίζεται σε τρία μέρη: α) πολλαπλότητα νετρονίων πριν από τη σχάση σε σχέση με την ενέργεια διέγερσης, β) πολλαπλότητα νετρονίων αμέσως μετά τη σχάση σε σχέση με την ενέργεια διέγερσης και γ) ολική πολλαπλότητα νετρονίων σε σχέση με την ενέργεια διέγερσης. Παρατηρούμε μία αυξανόμενη τάση καθώς αυξάνεται η ενέργεια διέγερσης και για τους τρεις πυρήνες. Ο μέσος αριθμός των εκπεμπόμενων νετρονίων πριν από τη σχάση κυμαίνονται από 2 έως 5 στις χαμηλές και στις ενδιάμεσες ενέργειες και οι υπολογισμοί είναι σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα. Ειδικά για τη σχάση του πυρήνα  $^{238}\text{U}$  σε ενέργεια πρωτονίου 660 MeV, η μέση τιμή των εκπεμπόμενων νετρονίων πριν τη σχάση είναι περίπου 7. Όταν εξετάζουμε τις πολλαπλότητες μετά τη σχάση, παρατηρούμε ότι οι μέσοι αριθμοί είναι χαμηλότεροι σε σύγκριση με εκείνους πριν από τη σχάση. Σχετικά με τη σχάση του πυρήνα  $^{232}\text{Th}$  σε ενέργεια 27 MeV, παρατηρούμε πολύ καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα.

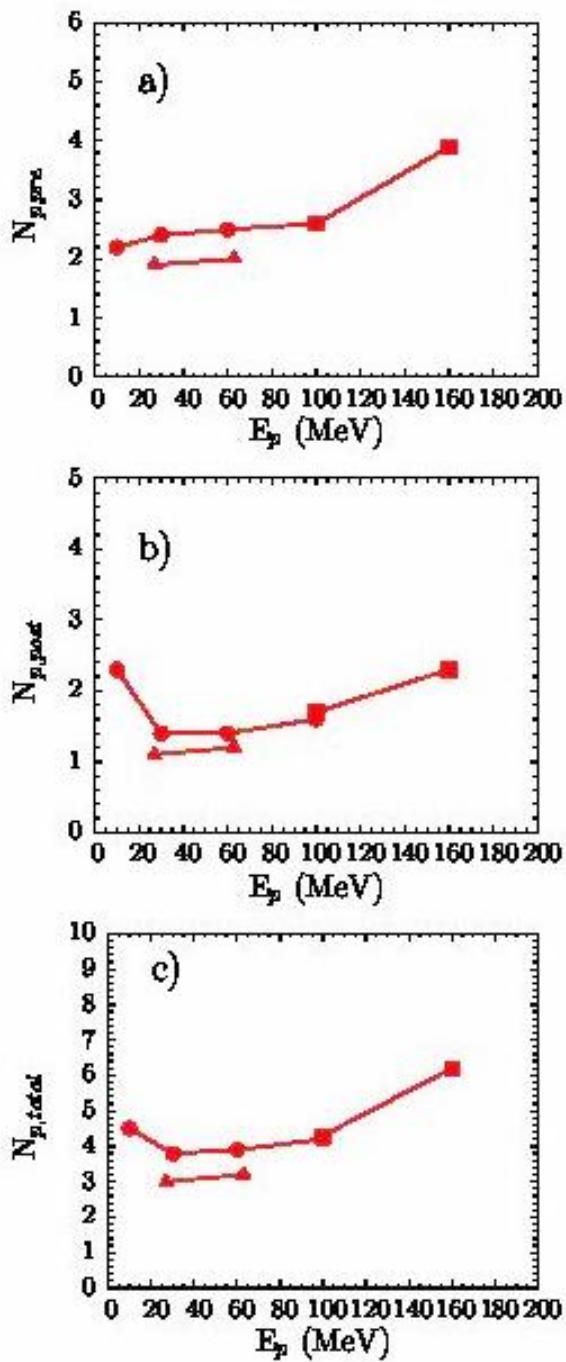




Σχήμα 4.2.4: Πολλαπλότητα νετρονίων σε συνάρτηση με τις ποικίλες ενέργειες διέγερσης για  $p$  (27 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (63 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (10 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (30 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (60 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα),  $p$  (660 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετραγωνα). Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν με την επιλογή του κανονικού δυναμικού συμμετρίας (κόκκινα σημεία). Ανοιχτά σύμβολα: πειραματικά δεδομένα [26 και 46]

#### 4.2.1.δ Πολλαπλότητα πρωτονίων (Proton multiplicity)

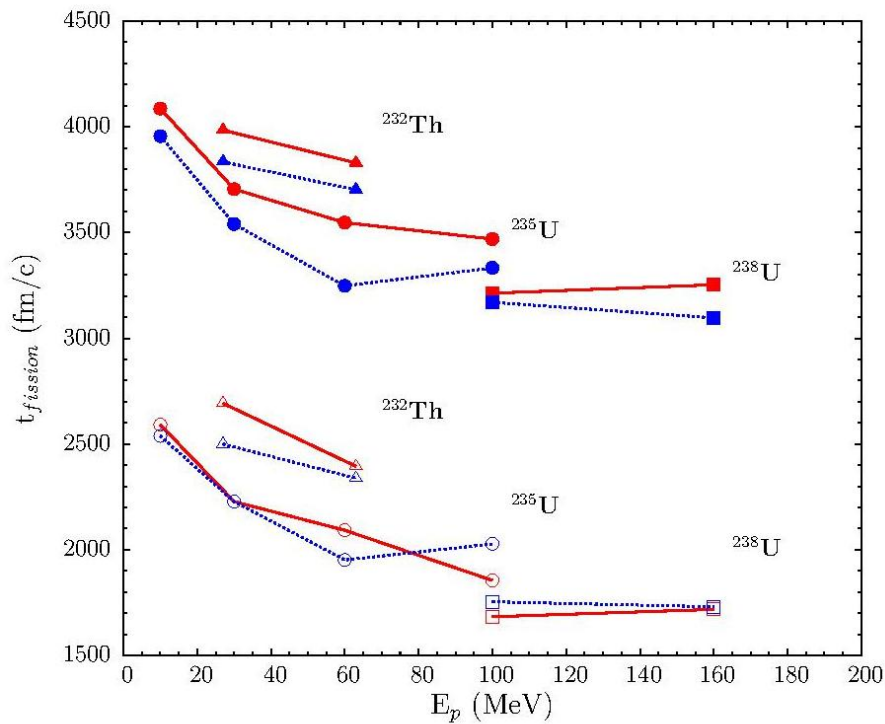
Όπως έχει ήδη αναφερθεί, ο χρήση του κώδικα συνεπάγεται την απώλεια ορισμένων πρωτονίων πριν, μετά τη σχάση αλλά και οι ολικές. Στο σχήμα 4.2.5, παρουσιάζονται οι υπολογιζόμενες πολλαπλότητες πρωτονίων τόσο πριν (α) και μετά (β) τη σχάση αλλά και οι ολικές (γ)



Σχήμα 4.2.5: Πολλαπλότητα πρωτονίων σε συνάρτηση με τις ποικίλες ενέργειες διέγερσης για  $p$  (27 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (63 MeV) +  $^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  (10 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (30 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (60 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  (100 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα),  $p$  (60 MeV) +  $^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα). Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν με το κανονικό δυναμικό συμμετρίας (κόκκινα σημεία).

#### 4.2.1.ε Χρόνος

Είναι πολύ δύσκολο να εξάγουμε το χρόνο της σχάσης από τα πειραματικά δεδομένα. Χάρη στο γεγονός ότι ο κώδικας CoMD είναι δυναμικός μικροσκοπικός κώδικας, μπορούμε να εξάγουμε φυσικά το δυναμικό μονοπάτι της διαδικασίας και συνεπώς να εκτιμήσουμε το χρόνο της σχάσης. Στο σχήμα 4.2.6, δίνεται ο χρόνος της σχάσης συναρτήσει της ενέργειας διέγερσης για τις επιλεγμένες αντιδράσεις. Οι υπολογισμοί διεξήχθησαν κάτω από τον περιορισμό το υπό σχάση σύστημα να έχει α)  $Z=91$ , για τον πυρήνα  $^{232}\text{Th}$  και β)  $Z=93$ , για τους πυρήνες  $^{235}\text{U}$  και  $^{238}\text{U}$ . Τα ανοιχτά σύμβολα (κύκλοι, τετράγωνα και τρίγωνα) αναφέρονται στην επιλογή του ατομικού αριθμού του υπό σχάση συστήματος. Αντιθέτως, τα κλειστά σύμβολα αναφέρονται στην κανονική επιλογή. Η γενική τάση δείχνει ότι ο χρόνος της σχάσης μειώνεται κατά την αύξηση της ενέργειας διέγερσης. Επιπρόσθετα, η επιλογή του ατομικού αριθμού του υπό σχάση συστήματος οδηγεί στη μείωση του χρόνου της σχάσης. Αυτό συμβαίνει γιατί όταν γίνεται η επιλογή, η συνολική ενέργεια Coulomb είναι μεγαλύτερη και άρα το σύστημα που πρόκειται να υποστεί σχάση είναι πιο σχάσιμο.



Σχήμα 4.2.6: Χρόνος της σχάσης σε συνάρτηση με τις ποικίλλες ενέργειες διέγερσης  $p$  ( $27 \text{ MeV} + {}^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  ( $63 \text{ MeV}$ )  $+ {}^{232}\text{Th}$  (γεμάτα τρίγωνα),  $p$  ( $10 \text{ MeV}$ )  $+ {}^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  ( $30 \text{ MeV}$ )  $+ {}^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  ( $60 \text{ MeV}$ )  $+ {}^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  ( $100 \text{ MeV}$ )  $+ {}^{235}\text{U}$  (γεμάτοι κύκλοι),  $p$  ( $100 \text{ MeV}$ )  $+ {}^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα),  $p$  ( $660 \text{ MeV}$ )  $+ {}^{238}\text{U}$  (γεμάτα τετράγωνα). Οι υπολογισμοί διεκπεραιώθηκαν με το κανονικό και με το μαλακό δυναμικό συμμετρίας. Επίσης τα ανοιχτά σύμβολα που ενώνονται με τις διακεκομμένες γραμμές ακολουθούν τον προαναφερθέντα φορμαλισμό με τη διαφορά ότι οι υπολογισμοί διεξήχθησαν κάτω από τον περιορισμό ότι το υπό σχάση σύστημα να έχει α)  $Z=91$ , για τον πυρήνα  ${}^{232}\text{Th}$  και β)  $Z=93$ , για τους πυρήνες  ${}^{235}\text{U}$  και  ${}^{238}\text{U}$ .

#### 4.2.2 Υδράργυρος

Στην παράγραφο αυτή δίνω συνοπτική αναφορά των αριθμητικών αποτελεσμάτων για την εξαναγκασμένη σχάση του πυρήνα  ${}^{180}\text{Hg}$  όταν ο πυρήνας αυτός βομβαρδίζεται με νετρόνιο ( $10 \text{ MeV}$ ), κάνοντας την επιλογή του κανονικού δυναμικού συμμετρίας. Η αντίδραση αυτή έχει μία μέση ενεργό διατομή στα  $992.3 \pm 16.6 \text{ mb}$ . Επίσης η μέση ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης είναι στα  $140.2 \text{ MeV}$  και ο μέσος ολικός αριθμός εκπομπής νετρονίων

(πριν και μετά το σημείο διάσχισης) είναι 2.7. Η επιλογή που σχετίζεται με το μαλακό δυναμικό συμμετρίας δε δείχνει αξιοσημείωτες αλλαγές στα παραπάνω χαρακτηριστικά.

### 4.3 Ανακεφαλαίωση και συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία, χρησιμοποιήσαμε το μικροσκοπικό κώδικα CoMD προκειμένου να περιγραφεί η εξαναγκασμένη σχάση από πρωτόνιο, σε μία ποικιλία ενεργειών των πυρήνων  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  και  $^{238}\text{U}$ . Ο συγκεκριμένος κώδικας χρησιμοποιήθηκε επίσης για την περιγραφή της εξαναγκασμένης σχάσης από νετρόνιο σε ενέργεια 10 MeV του πυρήνα  $^{179}\text{Hg}$ .

Κοιτάζοντας προς τα πίσω, η επιλογή των πυρήνων αυτών έγινε αφενός, εξαιτίας της διαθεσιμότητας των πειραματικών δεδομένων που υπάρχουν σήμερα στη βιβλιογραφία και αφετέρου, εξαιτίας της καθοριστικής σημασίας τους στις εφαρμογές της σχάσης. Φαίνεται ότι ο κώδικας CoMD, με την παρούσα μορφή του είναι ικανός να περιγράψει επαρκώς τη σχάση σε μεγαλύτερες ενέργειες διέγερσης, όπου οι επιδράσεις φλοιών έχουν εξασθενήσει. Υπενθυμίζεται ότι η αποτελεσματική αλληλεπίδραση νουκλεονίου – νουκλεονίου που υπάρχει στον κώδικα δεν εμφανίζει εξάρτηση από το spin και φυσικό επακόλουθο είναι το προκύπτον μέσο πεδίο να μην έχει συνεισφορά spin – orbit. Στην παρούσα κατάσταση, εξερευνούμε τις πιθανότητες προσθήκης μίας τέτοιας εξάρτησης στο δυναμικό ώστε να επιτευχθεί επαρκής περιγραφή των χαρακτηριστικών της σχάσης σε χαμηλές ενέργειες.

Ανακεφαλαιώνοντας, τόσο οι ολικές πιθανότητες σχάσης όσο και οι λόγοι των πιθανοτήτων σχάσης ως προς την πιθανότητα οι πυρήνες να μην υποστούν σχάση, αναπαράχθηκαν ικανοποιητικά από τον κώδικα. Οι υπολογισμοί δείχνουν μία ευαισθησία αυτού του λόγου ως προς την επιλογή του δυναμικού συμμετρίας. Αναφορικά με τις μέσες ολικές ενέργειες και τις πολλαπλότητες νετρονίων, παρατηρούμε ότι αναπαράχθηκαν ικανοποιητικά. Τέλος, οι υπολογισμοί είναι σε θέση να δώσουν το χρόνο στον οποίο γίνεται η

σχάση και οι οποίοι δείχνουν μία εξάρτηση τόσο από την ενέργεια διέγερσης των πυρήνων όσο και από την επιλογή του δυναμικού συμμετρίας.

Σε σχέση με τις ιδιότητες  $N/Z$  που αφορούν στο βαθμό ελευθερίας  $N/Z$  (δλδ την περίσσεια νετρονίων) των θραυσμάτων σχάσης ο κώδικας φαίνεται να λειτουργεί ικανοποιητικά στην περίπτωση της αντίδρασης  $p$  (660 MeV) +  $^{238}\text{U}$ . Σημειώνω σε αυτό το σημείο ότι η πλειονότητα των πειραματικών δεδομένων που αφορούν σε αντιδράσεις πυροδοτούμενες από πρωτόνια έχουν διεξαχθεί σε κανονική κινηματική με τεχνικές σε πραγματικό χρόνο και συνεπώς δεν είναι εφικτό να εξαχθεί πληροφορία για τον ατομικό αριθμό των θραυσμάτων σχάσης. Τέτοια πληροφορία μπορεί να εξαχθεί από εργασίες που χρησιμοποιούν αντίστροφη κινηματική και φασματογράφο μάζας. Θα ήταν πολύ σημαντικό να γίνουν πειράματα σε αντίστροφη κινηματική σε χαμηλές ενέργειες και ενδιάμεσες ενέργειες, όπως για παράδειγμα ενέργειες στα 20 MeV και στα 100 – 200 MeV.

Θα ήθελα να επισημάνω σε αυτό το σημείο ότι οι υπολογισμοί με τον παρόντα κώδικα είναι σε θέση να περιγράψουν την υπερ-ασύμμετρη σχάση του πυρήνα  $^{238}\text{U}$  της αντίδρασης  $p$  (660 MeV) +  $^{238}\text{U}$ , που έχει πρόσφατα δημοσιευθεί πειραματικά [55,56].

Συνοψίζοντας, η προσέγγιση CoMD, παρόλη την έλλειψη της πρόβλεψης των σωστών διορθώσεων των φλοιών, δίνει αποτελέσματα τα οποία δεν εξαρτώνται από τη συγκεκριμένη δυναμική που εξετάζεται κάθε φορά και με αυτόν τον τρόπο προσφέρει πολύτιμη δυνατότητα ως προς την πρόβλεψη για τους ποικίλους τρόπους σχάσης χωρίς τη χρήση προσαρμοζόμενων παραμέτρων. Συνεπώς, ο κώδικας μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη μελέτη της σχάσης τόσο των πυρήνων που είναι πολύ πλούσιοι σε νετρόνια όσο και των πυρήνων που υπολείπονται σε νετρόνια, οι οποίοι δεν έχουν μελετηθεί πειραματικώς μέχρι σήμερα. Επιπλέον, αυτή η πιθανότητα μπορεί να αξιοποιηθεί για τη μελέτη πολύ εξωτικών πυρήνων που σχετίζονται με τα άκρα της διαδικασίας γρήγορης σύλληψης νετρονίων ( $r$ -process), πιο συγκεκριμένα για τη διαδικασία που καλείται ανακύκλωση σχάσης και αποτελεί τη διαδικασία που ουσιαστικώς θέτει το ανώτατο όριο στον Περιοδικό Πίνακα των στοιχείων.

# ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι

## Διαδικασία Υπολογισμών CoMD

Στο παρόν παράρτημα δίνεται μία σύντομη περιγραφή των σταδίων υπολογισμού μίας πυρηνικής αντίδρασης μέ το μικροσκοπικό κώδικα CoMD. Προκειμένου να ξεκινήσουν οι υπολογισμοί της αντίδρασης ελέγχουμε το αρχείο εισαγωγής (input file) το οποίο περιέχει όλες τις παραμέτρους για την υπό μελέτη αντίδραση. Η κάθε αντίδραση χρειάζεται συγκεκριμένες παραμέτρους, οι οποίες και ρυθμίζονται αναλόγως για κάθε περίπτωση, προτού ξεκινήσουν οι υπολογισμοί. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί το αρχείο εισαγωγής για την αντίδραση  $p$  (27 MeV) +  $^{232}\text{Th}$ , που δίνεται παρακάτω:

```
-----
File:  comd_all_27pp001th232_sur0_t15k.inp  Csym=32  final config.  24-jan-14
-----
ILET.....=2          !FLAG 1 INIZIALIZZA 2 LEGGE DA FILE 3 non ruota
NREP.....=5000      <<<<!number of events (for ILET = 2)
ibmin ...= 0.       <<!b_min
ibmax....= 6.       <<!b_max
idb .....=0
np.....=0          <<! Nproj check these
nt.....=142        <<! Ntgt
izp.....=1         <<! Zproj
izt.....=90        <<! Ztgt
eb1... ..=-7.68
eb2.....=-19.99
r0.....=1.2        !RAGGIO EFFETTIVO IN CUI VENGONO DISTRIBITE le part
TSTAB....=300.     !TEMPO DI STABILIZZAZIONE DOPO COOLING
Nevent...=500000   !NR DI RICERCHE PER TROVARE GROUND STATE
alfa.....=1.
gr.....=1.15       !SIGMA IN R DELLA GAUSSIANA
gk.....=0.435      !
paulm....=102.     <<! 96. (Ca,Ni), 98. (Kr), 102. (Sn,Pb)
ntp.....=1
seed.....=3736200111.
zrel.....=25.      ! ZREL check (was 15.)
esua.....=27.      <eee! E/A (MeV/u)
tmaxR....=15000.   <ttt!TEMPO MASSIMO DI EVOLUZIONE O DI RICERCA DI INIZ.
dt.....=1.         !STEP IN TEMPO INTEGRAZIONE
DTPR....=50.      <ppp! STEP PER LA STAMPA INFORMAZIONI reale (printing interval)
dTCOL....=1.      !STEP IN TEMPO COLLISIONE,ovvero se aumenta tale tempo
tfram....=15000.  <ttt!TEMPO BREVE PER GUARDARE I FRAMM.: TFRAM=TMAXR-1. Can set =
TMAXR
TMAXI ...=15100.   !durata primo in tempo i stadio (was 5100.)<<<<<George !!!
Ndti.....=1       !N STEP TIME BLOCKING
TMAXC....=0.       !TEMPO DI COOLING, iLET=2 TEMPO START ISTOG. SPAZIALI
tden....=8000.    !FRAZIONE DI A PER CUI PAULI VIOLA PRIMA DI STABILIZZ.
dtdens...=250.    !TEMP DA CUI PUO USCIRE DOP COOLING
ict.....=1        !FLAG COLLISIONI 1 SI 0 NO
iprn....=10       !Nr. FIGURE CON PALLE
itfram...=29      !N STEP IN TEMPO PER RIEMPIRE HISTOG.
icont....=1       !STEP GRAFICO PAULI
jpmmin...=6
jpmmax...=65
jdel.....=5
ittt.....=500
iang.....=500
idp.....=200      <<! Compressibility choice: 200, 380, 500, 0 : no meanfield
isig.....=0
ifull....=1
icoul....=1       !FLAG COUL. 1: with Coulomb, 0: no Coulomb
```



```

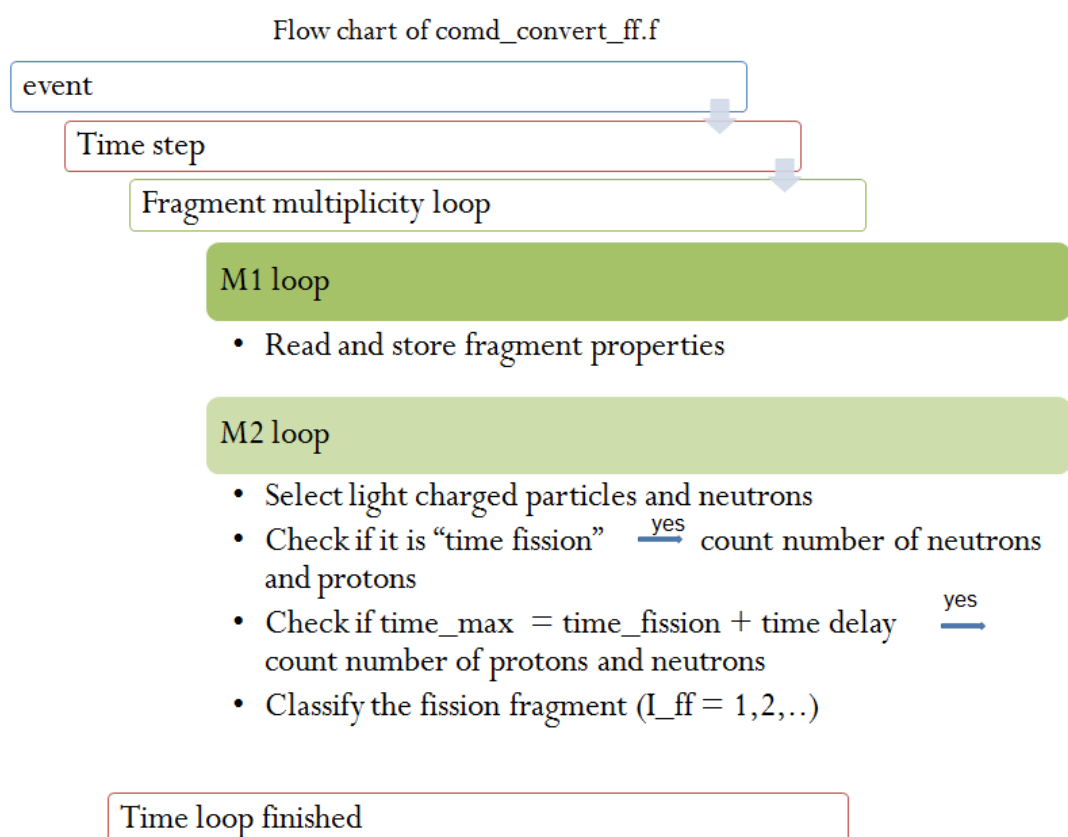
isy.....=1          <<!FLAG ASYMMETRIA:  1: with symm. pot., 0: no-symm  (ISYN for
choice)
IDA.....=0          !N.STEP PARTENZA CECK PAULI
ITRB.....=1        !FLAG THREE BODY
ITWB.....=1        !FLAG TWO BODY
RICTR....=1.       !FLAG THREE BODY ENERGY
TEMP.....=1.       !CIFRA(in migliaia) ID. ISTOGRAMMI
IFFE.....=0        !0: CALCOLA ENERGIE DI FERMI,  1: ACCETTA VALORI ESTERNI
EF11.....=26.      !
EF12.....=22.05    ! ENERGIE DI FERMI
EF21.....=26.      !
EF22.....=22.05    !
RKFF.....=1.       !NON IN USO
RANGE....=2.4      !was 3.06, Now 2.4 as in code. Range for Cluster formation
NEVENT0..=15000    <<<<!NR DI INIZIALIZZAZIONI DA SALVARE.NR EVENTO DI STAM
T0.....=0.         !EVENTUALE T0 IN SKYRME ESTERNO
NKF.....=20        !N STEP IN P PER LA FERMIGAU
DBOX.....=0        !LATO BOX IN R PER UNIFORMIT\A
IANT.....=1        <<!FLAG ANTISYMM. ("Constraint") 1: yes,  0: no
ISM.....=100       !NON IN USO
ITERAM...=10       !NR DI ITERAZIONI IN SCATT PER ANTISIMM.
ISTARTR..=1
RMYU.....=1.2      !RAGGIO YUKAWA
RTYU.....=0.0      !VPI
CSUP.....=0.       <<! -1 for (Ca,Ni,Kr), -2 for (Sn,Pb) <<< ZERO to get fission
!!!!
ALFAP....=1.       !ALFAP RIDUZIONE MOMENTO DI FERMI
ICORR....=0
-----
'conf_proton.dat'          ! PROJ.configuration
'conf_th232_r0190.dat'    ! TGT  configuration
'comd_all_27pp001th232_sur0_t15k.dist_out'  ! r,p out distribution file (t=0-
tmax)
'comd_all_27pp001th232_sur0_t15k.frag_out'    ! fragment output file at tmax
'comd_all_27pp001th232_sur0_t15k.tfrag_out'   ! fragment output at every DTPR
'comd_all_27pp001th232_sur0_t15k.spec_out'    ! *.spec_out  file
-----
MICRO....=0          !CONSERVA SUFILE MICROR A MICROP.DAT
IPRM.....=2          !N STEP IN TEMP PER MICRO
NEVENTM..=1          !N EVENTO PER MICRO
NEVENTR..=1          !configurazioni file input
NTIME....=1          !MULT. FACT STEP 2 STAGE
IPAULM...=1          ! 1 ACCETTA PAULM EST,  0 LEGGE DA FILE CONF.
TPREQ....=15999.     ! (was 2999.) TEMPO BREVE A CUI CHIAM MAPREAD PER
PREEQUILI <<<<<NOTE
RKELV....=0.        !TEMPERATURA
rho0.....=0.190     <<! density (value seems high, this was originally here)
redc.....=1.
IZEROM...=50
RVOL.....=2.5
-----
ISYN.....=2          ! 2: standard, 1: hard, 3: soft  ESYM
Csym.....=32.       <<ccc! Strength of symmetry potential, usual Csym=32.
-----
Ievolve..=0         <<<<! 0: normal collision run, 1: evolution of nucleus
-----
'coma27pp001th232.outg'   ! for GEMINI  for the comd_convert.f  program
'coma27pp001th232.out'   ! GS file
'coma27pp001th232.outnt' ! ROOT file
'comd_all_27pp001th232_sur0_t15k.np_out'      ! n,p file
'comd_all_27pp001th232_sur0_t15k.lcp_out'     !lcp file
'comd_all_27pp001th232_sur0_t15k.ff1_out'     !fission fragment file
'comd_all_27pp001th232_sur0_t15k.ff2_out'     !fission frag. file (two FFs in one line)
'comd_all_27pp001th232_sur0_t15k'
f3_out' !fissionfrag. yield

```

Για τη λήψη ικανοποιητικού αριθμού γεγονότων ακολουθήθηκε η παρακάτω διαδικασία. Για κάθε αντίδραση προετοιμάστηκαν 10 αρχεία εισόδου, π.χ. comd01...\*.inp έως comd10...\*.inp, όπου στο καθένα εισήχθη διαφορετικός αριθμός έναρξης της γεννήτριας τυχαίων αριθμών. Ουσιαστικώς

πετυχαίνεται η λήψη 10 διαφορετικών δειγμάτων γεγονότων της αντίδρασης. Καθένα από αυτά περιέχει από 300 έως 500 διαφορετικά γεγονότα. Μετά την αποπεράτωση των υπολογισμών, τα 10 αρχεία \*.tfrag\_out συνενώθηκαν με ένα ολικό αρχείο comd\_all...\*.tfrag\_out, το οποίο υποβλήθηκε σε στατιστική επεξεργασία με τον κώδικα comd\_convert\_ff.f. Αυτός ο στατιστικός κώδικα δημιουργήθηκε από την ομάδα μας. Για κάποιες ανριδράσεις αποφασίσαμε να τρέξουμε τον κώδικα με μικρό αριθμό γεγονότων και έτσι δημιουργήθηκε το αρχείο comd\_all...\*.dist\_out, το οποίο περιέχει τις συντεταγμένες θέσης και ορμής, καθώς και την τετραπολική παραμόρφωση των θραυσμάτων σχάσης για κάθε χρονικό βήμα. Αυτό το αρχείο χρησιμοποιήθηκε για τη δημιουργία των σχημάτων 3.2.1 και 3.2.2.

Σε αυτό το σημείο θα σας παρουσιάσω με ένα συνοπτικό διάγραμμα ροής τα βασικά σημεία του στατιστικού κώδικα.



Η στατιστική ανάλυση ξεκινάει με ένα συγκεκριμένο γεγονός και για κάθε βηματισμό στο χρόνο γίνεται επιλογή του βρόχου πολλαπλότητας (multiplicity loop) για τα θραύσματα σχάσης. Στον πρώτο βρόχο

πολλαπλότητας (M1 loop) διαβάζονται και αποθηκεύονται οι ιδιότητες των θραυσμάτων. Κατά το δεύτερο βρόχο πολλαπλότητας εκτελούνται μία σειρά από πράξεις. Αρχικά, γίνεται επιλογή των ελαφρών σωματιδίων και των νετρονίων. Έπειτα γίνεται έλεγχος της ύπαρξης της σχάσης. Τη στιγμή που ξεκινάει η σχάση ( $t_{\text{fission}}$  από την αρχή της αντίδρασης), γίνεται καταμέτρηση των νετρονίων και των πρωτονίων. Ο χρόνος που αντιστοιχεί στην αρχή της διαδικασίας ορίστηκε ως ο χρόνος που αντιστοιχεί στο αμέσως προηγούμενο χρονικό βήμα κατά το οποίο ο κώδικας καταγράφει δύο θραύσματα αντί ενός. Όταν παρέλθει ένας συγκεκριμένος χρόνος αποδιέγερσης ( $t_{\text{delay}}$ ), καταγράφονται ξανά ο αριθμός των νετρονίων και των πρωτονίων. Τέλος, γίνεται η καταχώρηση των θραυσμάτων σχάσης. Όταν γίνει η καταμέτρηση ο κώδικας καταγράφει για κάθε γεγονός τις ιδιότητες των δύο θραυσμάτων σχάσης σε μία γραμμή στο αρχείο \*.ff2\_out. Για το συγκεκριμένο γεγονός σώζονται: ο χρόνος της σχάσης, οι ιδιότητες των θραυσμάτων και ο αριθμός των νετρονίων και των πρωτονίων. Επίσης λαμβάνουμε χρήσιμους μέσους όρους των μεταβλητών που μας ενδιαφέρουν καθώς και κατανομές μαζών και ατομικών αριθμών που καταγράφονται σε κατάλληλα αρχεία.

For this event: When time loop finishes

- Write the two fission fragments in one line (file: \*ff2\_out)
- for this event (defined by index I\_event):
  1. Save the fission time
  2. Save the properties of the fission fragments
  3. Save the number of neutrons and protons
- Now the useful properties are indexed by I\_event
- Get averages (all in file \*.ffave\_out), for this event
  1. Fission time average
  2. Average number of neutrons
  3. Average number of protons
  4. Average number of neutrons at  $t = t_{\text{fission}} + t_{\text{delay}}$
  5. Average number of protons
  6. Average energy ( $E_1 + E_2$ )
- Get mass yield curves (file \*.ffa\_out)
- Get Z yield curve (file \*ffz\_out)

## Αναφορές

1. O. Hahn and F. Strassmann, Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Uransmittels Neutronenentstehenden Erdalkalimetalle (On the detection and characteristics of the alkaline earth metals formed by irradiation of uranium with neutrons), *Naturwissenschaft* **27**, 11 (1939)
2. M. H. Klaproth, Chemische Untersuchung des Uranits, einer new entdeckten metallische Substanz, *Chem. Ann. Freunde Naturl.* **2**, 387–403, (1789)
3. W. C. Röntgen, On a new kind of rays, Eine Neue Art von Strahlen (1895)
4. H. Becquerel, Sur les radiations emises par les phosphorescences, *Comptes Rendus de l' Academie des Sciences* **122**, 420–421 (1896)
5. M. Curie, P. Curie, Sur une nouvelle substance fortement radio-active contenuedans la pechblende, *Comptes Rendus de l' Academie des Sciences* **127**, 1215-7 (1898)
6. E. Rutherford, Uranium Radiation and the Electrical Conduction Produced by It, *Philosophical Magazine ser. 5 xlvii*, 109-163 (1899)
7. F. Soddy, The Structure of the Atom, *Nature* **92**, 399-400
8. B. Weintraub, George de Hevesy: Hafnium and Radioactive Traces; Chemistry, *Bull. Isr. Chem. Soc.* **18**, 41–43 (April 2005)
9. J. Chadwick, The Existence of a Neutron, *Proc. Roy. Soc. A* **136**, 692-708 (1932)
10. J. Cockcroft and E. Walton, The disintegration of lithium by fast protons: artificial transmutation, *Nature* **129**, 242 and 649 (1943)
11. E. Fermi, Possible Production of Elements of Atomic Number Higher than 92, *Nature* **133**, 898-899 (1934)
12. L. Meitner and O. Frisch, Disintegration of Uranium by Neutrons: a New Type of Nuclear Reaction, *Nature* **143**, 239-240 (1939)
13. N. Bohr and J. Wheeler, The mechanism of nuclear fission, *Phys. Rev.* **56**, 426 (1939)

14. F. Perrin, Calcul relatif aux conditions eventuelles de transmutation en chaine de l'uranium, *Comptes Rendus de l'Academie des Sciences* **208**, 1394–6 (1939)
15. K.A. Petrzhak and G.N. Flerov, A new kind of nuclear transmutation-uranium spontaneous fission, *Dannye Akademii Nauk SSSR* **28**, 500 (in Russian) (1940)
16. W.J. Swiatecki, Systematics of Spontaneous Fission Half-Lives, *Phys. Rev.* **100**, 937 (1955)
17. V.M. Strutinsky, Shell effects in nuclear masses and deformation energies, *Nucl. Phys. A* **95**, 420 (1967)
18. V.M. Strutinsky, Shells in deformed nuclei, *Nucl. Phys. A* **122**, 1 (1968)
19. P. Moller, D.G. Madland, A.J. Sierk, A. Iwamoto, Nuclear fission modes and fragment mass asymmetries in a five-dimensional deformation space, *Nature* **409**, 785 (2001)
20. P. Moller, A.J. Sierk, T. Ichikawa, A. Iwamoto, R. Bengtsson, H. Uhrenholt, S. Eberg, Fission in covariant DFT. Status and open questions , *Phys. Rev. C* **79**, 064304 (2009)
21. W. Loveland, D. J. Morissey, G.T. Seaborg, *Modern Nuclear Chemistry*, Willey (2006), New York
22. S. Prussin, *Nuclear Physics for applications*, Wiley (2007)
23. J.-L. Basdevant, James Rich and Michel Spiro, *Fundamentals in Nuclear Physics*, 2005 Springer Science and Business Media, Inc.
24. D. L. Hill and J. A. Wheeler, Nuclear Constitution and the Interpretation of Fission Phenomena, *Phys. Rev.* **89**, 1102 (1953)
25. I. V. Panov, E. Kolbe, B. Pfeiffer, T. Rauscher, K.-L. Kratz, F.-K. Thielemann, Calculations of fission rates for r-process nucleosynthesis, *Nucl. Phys. A* **747**, 633-654
26. P. Demetriou, Th. Keutgen, R. Prieels and Y. El Masri, Fission properties of actinide nuclei from proton-induced fission at 26.5 and 62.9 MeV incident proton energies, *Phys. Rev. C* **82**, 054606 (2012)
27. A.J. Koning, S. Hilaire and M.C. Duijvestijn in *Proceedings of international Congerence on Nuclear Data for Science and Technilogym Santa Fe, New Mexico, 2004*, edited by R. Haight et al. AIP Conf. Proc. No. **769** (New York, USA, 2005, pp. 1154 - 1159)

28. S.I. Mulgin, S.V. Zhdanov, N.A. Kondratiev, K.V. Kovalchuk, A.Ya. Rusanov, The modal structure of fragment mass and energy yields from the 10.3–30.0 MeV proton induced fission of  $^{232}\text{Th}$  and  $^{235}\text{U}$ , Nucl. Phys. A **824**, 1–23, (2009)
29. V.V Pashkevich, On the asymmetric deformation of fissioning nuclei, Nucl. Phys. A **169**, 275 (1971)
30. U. Brosa, S. Grossmann, A. Muller, Nuclear scission, Phys. Rep. **197**, 167 (1990)
31. A. Deppman, E. Andrade-II, V. Guimaraes, G. S. Karapetyan, A. R. Balabekyan and N. A. Demekhina, Proton-induced fission of heavy nuclei at intermediate energies, Phys. Rev. C **88**, 024608 (2013)
32. S. Noda, R. C. Haight, R. O. Nelson, M. Devlin and J. M. O'Donnell, Prompt fission neutron spectra from fission induced by 1 to 8 MeV neutrons on  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  using the double time-of-flight technique, Phys. Rev. C **83**, 034604 (2011)
33. H. Naik, V.T. Nimje, D. Raj, S.V. Suryanarayana, A. Goswami, Sarbjit Singh, S.N. Acharya, K.C. Mittal, S. Ganesan, P. Chandrachoodan, V.K. Manchanda, V. Venugopal and S. Banarjee, Mass distribution in the bremsstrahlung-induced fission of  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{240}\text{Pu}$ , Nucl. Phys. A **853**, 1–25, (2011)
34. K.-H. Schmidt, B. Jurado, R. Pleskač, M. V. Ricciardi, J. Benlliure, A. Boudard, E. Casarejos, T. Enqvist, F. Farget, A. Bacquias, M. Fernandez, L. Giot, V. Henzl, D. Henzlova, A. Kelić-Heil, T. Kurtukian, S. Leray, S. Lukić, Son Nguyen Ngoc, P. Nadtochy, D. Perez and C. Schmitt, High-precision measurement of total fission cross sections in spallation reactions of  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{238}\text{U}$ , Phys. Rev. C **87**, 034601 (2013)
35. M. Caamaño, O. Delaune, F. Farget, X. Derkx, K.-H. Schmidt, L. Audouin, C.-O. Bacri, G. Barreau, J. Benlliure, E. Casarejos, A. Chbihi, B. Fernández-Domínguez, L. Gaudéfroy, C. Golabek, B. Jurado, A. Lemasson, A. Navin, M. Rejmund, T. Roger, A. Shrivastava and C. Schmitt, Isotopic yield distributions of transfer- and fusion-induced fission from  $^{238}\text{U}+^{12}\text{C}$  reactions in inverse kinematics, Phys. Rev. C **88**, 024605 (2013)

36. W. Younes και D. Gogny, Nuclear scission and quantum localization, *Physical Review Letters* **107**, 132501 (2011)
37. V.A. Rubchenya και J.Aysto, Production of neutron rich isotopes in fission A study for RNB facilities, *Nucl. Phys. A* **701**, 127c–132c (2002)
38. Reus U. Westmeier W., “Catalog of gamma rays from radioactive decay”, Institut fur Kernchemie, Universitat Marburg, 1983 Academic Press
39. A.Kelic και K. H. Schmidt, Assessment of saddle-point-mass predictions for astrophysical, *Phys. Lett. B* **634**, 362-367 (2006)
40. MG Attrep και B. Kahn, *Radioanalytical Chemistry Experiments*, Springer Science and Business Media, LLC, (2008)
41. N. A. Demekhina et al, Investigation of induced fission of nat Pb by accelerated  ${}^7\text{Li}$  ions, *The European Physical Journal Plus* **128**, 28 (2013)
42. G. Charpak et al.,The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles, *Nucl. Inst. Meth.* **62**, 262-268 (1968)
43. G. Charpak, D. Rahm, H. Steiner, Some developments in the operation of multiwire proportional counters, *Nucl. Instr. Meth.* **80**, 13-34 (1970)
44. G. Charpak, *Annual Review Nuclear Particle Science*, Evolution of the automatic spark chambers **20**, 195-254 (1970)
45. W.R. Leo, *Techniques for particles and nuclear physics experiments*, Springer-Verlag, second edition (1987)
46. M. C. Duijvestijn, A. J. Koning and F.J. Hamsch, Mass distributions in nucleon-induced fission at intermediate energies, *Phys. Rev. C* **64**, 014607 (2001).
47. A. J. Koning, S. Hilaire, and M. C. Duijvestin, eds., *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Tecnology*, Santa Fe, New Mexico, 2004, edited by R. Haight et al. *AIP Conf. Proc.* **769**, 1154-1159 (2004).
48. U. Brosa, S. Grossman, and A. Muller, Nuclear scission, *Phys. Rep.* **167**, 1990 (2001).
49. M. Sin, R. Capote, and A. Ventura, Fission of light actinides:  ${}^{232}\text{Th}$  (n,f) and  ${}^{231}\text{Pa}$  (n,f), *Phys. Rev. C* **74**,014608 (2006).
50. B.D.Wilkins, E. Steinberg, and R. R. Chasman, Scission-point model of nuclear fission based on deformed-shell effects, *Phys.Rev. C* **14**, 1832 (1976).

51. P. Demetriou et al., Fission properties of actinide nuclei from proton induced fission at 26.5 and 62.9 MeV incident proton energies, *Phys. Rev. C* **82**, 054606 (2010).
52. E. Andrade et al., Fragment mass distribution in the fission of heavy nuclei by intermediate and high energy probes *J. Phys. G.* **38**, 085104 (2011).
53. A. Deppman et al., Proton induced fission on  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{237}\text{Np}$  at intermediate energies, *Phys. Rev. C* **88**, 024608 (2013).
54. A. Deppman, S. B. Duarte and E. Silva et al., The CRISP package at intermediate and high-energy photonuclear reactions, *J. Phys. G* **30**, 1991 (2004).
55. G. S. Karapetyan, A. R. Balabekyan, N. A. Demekhina, and J. Adam, Multimode approach to  $^{241}\text{Am}$  and  $^{237}\text{Np}$  fission induced by 660 MeV protons, *Phys. At. Nucl.* **72**, 911 (2009).
56. A. R. Balabekyan, G. S. Karapetyan, N. A. Demekhina, et al., Symmetric and asymmetric fission modes in proton induced fission at 660 MeV of  $^{238}\text{U}$ , *Phys. Atom. Nucl.* **73**, 1814-1819 (2010).
57. M. Papa, T. Maruyama, and A. Bonasera, Constrained molecular dynamics approach to fermionic systems, *Phys. Rev. C* **64**, 024612 (2001).
58. M. Pappa, G. Giluilani, and A. Bonasera, Constrained Molecular Dynamics II: a N-body approach to fermionic systems, *J Comp. Phys.* **208**, 403 (2005).
59. G.F. Bertsch and S. Das Gupta, A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions, *Phys. Rep.* **160**, 189 (1988).
60. A. Bonasera, M. Bruno, C.O. Dorso, and P.F. Mastinu, Critical phenomena in nuclear fragmentation, *Riv. Nuovo Cimento* **23**, 1 (2000).
61. 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).
62. A. Ono, H. Horiuchi, T. Maruyama, and A. Ohnishi, Fragment formation studied with antisymmetrized version of molecular dynamics with two-nucleon collisions, *Phys. Rev. Lett* **68**, 2898 (1992).
63. A. Bonasera, F. Gulminelli, and J. Molitoris, The Boltzmann equation at the borderline. A decade of Monte Carlo simulations of a quantum kinetic equation, *Phys. Rep.* **243**, 1 (1994).



64. G.A. Souliotis, W. Loveland, G.J. Wozniak, K.E. Zyromski, D.J. Morrissey, J.O. Liljenzin and K. Aleklett, Production of Neutron Rich Nuclides and Radioactive Beams by Intermediate Energy  $^{238}\text{U}$  Fission, , Phys. Rev. C **55**, R2146 (1997).
65. A. V. Andreev, G. G. Adamian, N. V. Antonenko and A. N. Andreyev, Isospin dependence of mass distribution shape of fission fragments of Hg isotopes, Phys. Rev. C. **88**, 047604 (2013).
66. A. N. Andreyev et al., New type of asymmetric fission in Proton rich nuclei, Phys. Rev. Lett. **105**, 252502 (2010)