



ΕΘΝΙΚΟ ΚΑΙ ΚΑΠΟΔΙΣΤΡΙΑΚΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΑΘΗΝΩΝ

ΣΧΟΛΗ ΘΕΤΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΤΜΗΜΑ ΧΗΜΕΙΑΣ

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

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ

**Πλήρης δυναμική περιγραφή της αντιδράσεως θρυμματισμού
(spallation) που επάγεται από πρωτόνιο υψηλής ενέργειας με τη χρήση
του μοντέλου CoMD (Constrained Molecular Dynamics)**

**ΑΓΓΕΛΙΚΗ ΑΣΗΜΑΚΟΠΟΥΛΟΥ
ΧΗΜΙΚΟΣ**

ΑΘΗΝΑ

ΣΕΠΤΕΜΒΡΙΟΣ 2016

ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ ΔΙΠΛΩΜΑΤΟΣ ΕΙΔΙΚΕΥΣΗΣ

Πλήρης δυναμική περιγραφή της αντιδράσεως θρυμματισμού (spallation) που επάγεται από πρωτόνιο υψηλής ενέργειας με τη χρήση του μοντέλου CoMD (Constrained Molecular Dynamics)

ΑΓΓΕΛΙΚΗ ΑΣΗΜΑΚΟΠΟΥΛΟΥ

A.M.: 21402

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ:

Γεώργιος Α. Σουλιώτης, Αναπληρωτής Καθηγητής ΕΚΠΑ

ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

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

Ευστάθιος Στυλιάρης, (Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής ΕΚΠΑ)

Νικόλαος Νικολής, (Αναπληρωτής Καθηγητής Τμήματος Φυσικής Πανεπιστημίου Ιωαννίνων)

ΗΜΕΡΟΜΗΝΙΑ ΕΞΕΤΑΣΗΣ 30/09/2016

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η σχάση είναι η πιο σημαντική πυρηνική αντίδραση για την κοινωνία στο σύνολο της σήμερα κυρίως λόγω της χρήσης της στην παραγωγή ενέργειας. Παρ' όλα αυτά, τίθεται το πρόβλημα του πώς να αντιμετωπιστούν τα μακρόβια ραδιενεργά απόβλητα από τους πυρηνικούς αντιδραστήρες. Εκτός από την επιλογή αποθήκευσης των αποβλήτων σε βαθείς γεωλογικούς σχηματισμούς που κρύβουν τα απόβλητα από τη βιόσφαιρα για εκατομμύρια χρόνια, μια ριζική λύση θα ήταν να αλλάξει η σύνθεση των αποβλήτων σε σταθερά ή βραχύβια νουκλίδια. Αυτό θα μπορούσε να γίνει μέσω της μεταστοιχείωσης. Η ιδέα της μεταστοιχείωσης απαιτεί να σχεδιαστούν συστήματα καθοδηγούμενα από επιταχυντές, στα οποία ένας επιταχυντής με ένα στόχο θρυμματισμού (spallation target) χρησιμεύει ως μια εξωτερική πηγή νετρονίων για έναν υποκρίσιμο αντιδραστήρα. Σε τέτοιους υβριδικούς αντιδραστήρες, τα νετρόνια μπορούν να παρέχουν τις απαραίτητες πυρηνικές αντιδράσεις για τη μεταστοιχείωση των μακρόβιων αποβλήτων.

Αυτή η διατριβή βασίζεται στη μελέτη πυρηνικών αντιδράσεων θρυμματισμού των πυρήνων-στόχων ^{238}U , ^{208}Pb , ^{181}Ta και ^{197}Au που επάγονται από πρωτόνια ενδιάμεσης και υψηλής ενέργειας. Υπολογίσαμε τις ενεργές διατομές σχάσης με το μοντέλο του CoMD (Constrained Molecular Dynamics) [26], το οποίο είναι ένα μικροσκοπικό θεωρητικό μοντέλο μοριακής δυναμικής που περιγράφει την πλήρη δυναμική της διεργασίας της σχάσης και είναι μια εξέλιξη του QMD (quantum molecular dynamics). Ο κώδικας χρησιμοποιεί μία φαινομενολογική αλληλεπίδραση μεταξύ νουκλεονίων χρησιμοποιώντας συμπιεστότητα 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, χρησιμοποιώντας την αρχή του Pauli σε κάθε χρονικό βήμα της σύγκρουσης. Κατάλληλη επιλογή των παραμέτρων του όρου επιφάνειας έχει γίνει για την περιγραφή της σχάσης. Συγκρίναμε τα αποτελέσματα της συστηματικής μας με πειραματικά δεδομένα και τα επαληθεύσαμε. 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. Μελετήσαμε τις

ενεργές διατομές σχάσης σαν συνάρτηση της ενέργειας του πρωτονίου πρόσκρουσης και του μαζικού αριθμού των θραυσμάτων σχάσης καθώς και το λόγο της ενεργού διατομής σχάσης προς την ενεργό διατομή υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων (residue) συναρτήσει της ενέργειας του πρωτονίου πρόσκρουσης. Αυτό μας έδωσε τη δυνατότητα να κάνουμε ορισμένες εκτιμήσεις για νουκλίδια για τα οποία δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα. Οι θεωρητικές προβλέψεις με τη χρήση μοντέλων και κωδικών είναι πολύ σημαντικές γιατί σε ένα πείραμα δεν μπορούν να μετρηθούν όλες οι ενεργές διατομές των πυρήνων – στόχων και των νουκλιδίων που παράγονται.

ΘΕΜΑΤΙΚΗ ΠΕΡΙΟΧΗ: πυρηνικές αντιδράσεις θρυμματισμού

ΛΕΞΕΙΣ ΚΛΕΙΔΙΑ: πυρηνικές αντιδράσεις θρυμματισμού, θρυμματισμός, ενεργές διατομές, νετρόνια θρυμματισμού, συστήματα καθοδηγούμενα από επιταχυντές, μετατροπή αποβλήτων μέσω επιταχυντή

ABSTRACT

It is known that fission is one of the most important nuclear reactions for society at large today due to its use in energy production. However, this has raised the problem of how to treat the long-lived radioactive waste from nuclear reactors. Until now they hide the waste containers in depositories deep in the earth for millions of years. A radical solution would be to change the composition of long-lived radionuclides into stable or short-lived nuclides through nuclear transmutation. The process of transmutation requires accelerator-driven systems, in which an accelerator is combined with a sub-critical core. It serves as an external supply which produces neutrons by spallation.

This thesis is a contribution to the study of proton – induced spallation reactions on ^{238}U , ^{208}Pb , ^{181}Ta and ^{197}Au at intermediate and high excitation energies. Proton-induced fission cross sections were calculated using the CoMD model [26]. It is a microscopic theoretical model, which describes the full dynamics of the process. 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. A comparison of our calculations with available experimental data from the literature showed satisfactory agreement. It appears that the microscopic code CoMD is able to describe the complicated N-body dynamics of the fission/spallation process. The calculations of cross sections and the ratio of fission to residue cross section as a function of the proton energy gave us the opportunity to give estimates for unmeasured nuclides.

SUBJECT AREA: p-induced spallation reactions

KEY WORDS: spallation, cross section, spallation neutrons, ATW, ADS

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα ήθελα να ευχαριστήσω σε αυτό το σημείο τον επιβλέποντα καθηγητή της παρούσας ερευνητικής εργασίας, αναπληρωτή 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

| | |
|---|-----------|
| ΠΡΟΛΟΓΟΣ | 18 |
| 1. ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 | 19 |
| 1.1 Ιστοικά στοιχεία των αντιδράσεων θρυμματισμού..... | 19 |
| 1.2 Πυρηνικές αντιδράσεις υψηλής ενέργειας..... | 20 |
| 1.3 Ιδιότητες αντιδράσεων θρυμματισμού..... | 21 |
| 1.3.1 Μηχανισμός αντιδράσεων θρυμματισμού..... | 21 |
| 1.3.2 Προϊόντα θρυμματισμού..... | 24 |
| 1.3.2.1 Απευθείας κινηματική..... | 24 |
| 1.3.2.2 Αντίστροφη κινηματική..... | 24 |
| 1.3.3 Παραγωγή νετρονίων από αντιδράσεις θρυμματισμού..... | 25 |
| 1.4 Εφαρμογές αντιδράσεων θρυμματισμού..... | 27 |
| 1.4.1 Συστήματα καθοδηγούμενα από επιταχυντή (ADS) (Accelerator Driven System)..... | 28 |
| 1.4.2 Υλικό του στόχου..... | 31 |
| 1.5 Διεργασία της σχάσης | 31 |
| 1.6 Μοντέλο αερίου Fermi | 34 |
| 2. ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 | 41 |
| Περιγραφή των πειραματικών μεθόδων ανίχνευσης θραυσμάτων σχάσης | 41 |
| 2.1 Εισαγωγή..... | 41 |
| 2.2 Ραδιοχημικές μέθοδοι..... | 41 |
| 2.3 Ανίχνευση σε μη πραγματικό χρόνο (off-line analysis)..... | 41 |
| 2.4 Ανίχνευση σε πραγματικό χρόνο (on-line analysis)..... | 43 |
| 3. ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 | 48 |
| Περιγραφή των θεωρητικών μοντέλων | 48 |

| | |
|--|-----------|
| 3.1 Μοντέλα ενδοπυρηνικού καταρράκτη (intranuclear cascade models)..... | 48 |
| 3.2 Μοντέλο SMM (Statistical Multifragmentation Model)..... | 51 |
| 3.3 Μοντέλο CoMD (Constrained Molecular Dynamics)..... | 54 |
| Κεφάλαιο 4..... | 61 |
| Αποτελέσματα..... | 61 |
| 4.1 Κατανομές μαζών..... | 61 |
| 4.2 Συσχετίσεις διαφόρων χαρακτηριστικών των θραυσμάτων σχάσης με την ενέργεια διέγερσης..... | 66 |
| 4.2.1 Ενεργές διατομές σχάσης (fission cross-section) και αναλογία ενεργής διατομής σχάσης προς ενεργή διατομή υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων (ratio fission cross section to residue cross section)..... | 66 |
| 4.2.2 Μέση κινητική ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης..... | 72 |
| 4.2.3 Πολλαπλότητα νετρονίων..... | 75 |
| 4.2.4 Πολλαπλότητα πρωτονίων..... | 81 |
| 4.2.5 Χρόνος σχάσης..... | 86 |
| 4.3 Ανακεφαλαίωση και Συμπεράσματα..... | 89 |
| 5. ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι..... | 91 |
| 6. ΑΝΑΦΟΡΕΣ..... | 97 |

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

| | |
|--|----|
| Σχήμα 1.1.1: Απεικόνιση της πορείας του θρυμματισμού [25]..... | 23 |
| Σχήμα 1.1.2: Σχηματική απεικόνιση του φασματογράφου μάζας FRS στο GSI, Darmstadt, Γερμανία..... | 25 |
| Σχήμα 1.1.3: Φάσματα κινητικής ενέργειας νετρονίου από σχάση και θρυμματισμό (spallation)..... | 26 |
| Σχήμα 1.1.4: Απεικόνιση της διάταξης συστήματος καθοδηγούμενο από επιταχυντή (ADS) [27]..... | 29 |
| Σχήμα 1.1.5: Απεικόνιση του ερευνητικού αντιδραστήρα MYRRHA (M ulti-purpose hY brid R esearch R eactor for H igh-tech A pplications) που βρίσκεται στο Κέντρο Πυρηνικών Ερευνών στο Mol, Βέλγιο..... | 30 |
| Σχήμα 1.1.6: Απεικόνιση του φρέατος δυναμικού του αερίου Fermi..... | 35 |
| Σχήμα 2.2.1 Φάσμα ακτινοβολίας γ από ραδιενεργά απόβλητα πυρηνικού αντιδραστήρα [23]..... | 43 |
| Σχήμα 2.2.2: 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]..... | 44 |
| Σχήμα 2.2.3: Διαγραμματική απεικόνιση ενός TPC (time projection chamber)..... | 46 |
| Σχήμα 4.1.1: Κατανομές μαζών συναρτήσει των ενεργών διατομών των θραυσμάτων σχάσης και υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων από την αντίδραση $p(1000 \text{ MeV}) + {}^{208}\text{Pb}$. Μαύρα σημεία: πειραματικά δεδομένα [11], κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας..... | 62 |
| Σχήμα 4.1.2: Κατανομές μαζών συναρτήσει ενεργών διατομών των θραυσμάτων σχάσης και υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων από την αντίδραση | |

$p(500 \text{ MeV}) + {}^{208}\text{Pb}$. Μαύρα τρίγωνα: πειραματικά δεδομένα [11], Μαύροι κύκλοι: πειραματικά δεδομένα [12] κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.....63

Σχήμα 4.1.3: Κατανομές μαζών θραυσμάτων σχάσης και βαρέων υπολειμμάτων πυρήνων από την αντίδραση $p + {}^{181}\text{Ta}$ στα 1000 MeV που έγιναν με τον κώδικα CoMD. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.....64

Σχήμα 4.1.4. Κατανομές μαζών θραυσμάτων σχάσης και υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων από την αντίδραση $p + {}^{197}\text{Au}$ στα 800 MeV που έγιναν με τον κώδικα CoMD. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας. Πειραματικά δεδομένα: μαύρα τρίγωνα: [21], μαύροι κύκλοι: [22].....65

Σχήμα 4.2.1:Ενεργές διατομές σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για τις αντιδράσεις $p(500\text{MeV}) + {}^{208}\text{Pb}$ και $p(1000\text{MeV}) + {}^{208}\text{Pb}$, που υπολογίστηκαν με τον κώδικα CoMD και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας. Μαύρα τρίγωνα:[14], ανοιχτό τρίγωνο: [15], ανοιχτός κύκλος: [16], ανοιχτό τετράγωνο: [17], ρόμβος: συστηματική του Prokofiev [3].....66

Σχήμα 4.2.2: Ενεργές διατομές σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + {}^{181}\text{Ta}$ στα 200, 500 και 1000 MeV , που υπολογίστηκαν με τον κώδικα CoMD και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας. Μαύρα τρίγωνα:[7].....68

Σχήμα 4.2.3: Ενεργές διατομές σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου στα 200, 500 και 1000 MeV για το ${}^{238}\text{U}$, που υπολογίστηκαν με τον κώδικα CoMD και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Κόκκινα σημεία: CoMD

υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας. Μαύρα τρίγωνα:[18], ανοιχτό τετράγωνο [19].....69

Σχήμα 4.2.4: Αναλογία ενεργής διατομής σχάσης προς ενεργή διατομή υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων σε συνάρτηση με την ενέργεια πρωτονίου στα 200, 500 και 1000 MeV για τους πυρήνες στόχους ^{238}U , ^{208}Pb , ^{197}Au και ^{181}Ta που υπολογίστηκαν σύμφωνα με τον κώδικα CoMD και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας. Ανοιχτό τετράγωνο [19], ανοιχτό τρίγωνο [16], ρόμβος [11], αστέρι [20, 22].....70

Σχήμα 4.2.5: Μέση κινητική ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για τις αντιδράσεις $p + ^{208}\text{Pb}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας. Ανοιχτό τρίγωνο:[16], ανοιχτό τετράγωνο [11].....72

Σχήμα 4.2.6: Μέση κινητική ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + ^{238}\text{U}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας. Ανοιχτό τετράγωνο [19].....73

Σχήμα 4.2.7: a) πολλαπλότητα νετρονίων πριν τη σχάση, b) πολλαπλότητα νετρονίων μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα νετρονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + ^{208}\text{Pb}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού

δυναμικού συμμετρίας. Ανοιχτό τετράγωνο:[16], ανοιχτό κύκλος [11], ανοιχτό τρίγωνο [15].....75

Σχήμα 4.2.8: a) πολλαπλότητα νετρονίων πριν τη σχάση, b) πολλαπλότητα νετρονίων μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα νετρονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + {}^{181}\text{Ta}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας. Ανοιχτό τρίγωνο [15].....77

Σχήμα 4.2.9: a) πολλαπλότητα νετρονίων πριν τη σχάση, b) πολλαπλότητα νετρονίων μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα νετρονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου στα 200, 500 και 1000 MeV για τον πυρήνα στόχο του ${}^{238}\text{U}$. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας. Ανοιχτό τετράγωνο [19].....79

Σχήμα 4.2.10: a) Πολλαπλότητα πρωτονίων πριν τη σχάση, b) πολλαπλότητα πρωτονίων μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα πρωτονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + {}^{208}\text{Pb}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.....81

Σχήμα 4.2.11: a) Πολλαπλότητα πρωτονίων πριν τη σχάση, b) πολλαπλότητα πρωτονίων μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα πρωτονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + {}^{181}\text{Ta}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.....83

Σχήμα 4.2.12: a) Πολλαπλότητα πρωτονίων πριν τη σχάση, b) πολλαπλότητα πρωτονίων μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα πρωτονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για τον πυρήνα - στόχο του ^{238}U στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.....85

Σχήμα 4.2.13: Χρόνος σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + ^{208}\text{Pb}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.....87

Σχήμα 4.2.14: Χρόνος σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου στα 200, 500 και 1000 MeV για την αντίδραση $p + ^{181}\text{Ta}$. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.....88

Σχήμα 4.3.1: Συνοπτικό διάγραμμα από τον στατιστικό κώδικα `comd_convert_ff`.....89

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

| | |
|---|----|
| Πίνακας 1. Παράμετρος επιφανείας συναρτήσει της σχασιμότητας..... | 58 |
|---|----|

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

1.1 Ιστορικά Στοιχεία

Ήδη το 1930 παρατηρήθηκαν καταρράκτες σωματιδίων στις αλληλεπιδράσεις κοσμικών ακτίνων [32]. Η θερμική πυκνότητα ροής νετρονίων, που επάγεται από πρωτόνια, που προέρχονται από κοσμικές ακτίνες είναι περίπου $10^{-4} - 10^{-3} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ στην επιφάνεια της Γης [33]. Για πρώτη φορά το 1936 ο N. Bohr πρότεινε την δυνατότητα θέρμανσης ενός πυρήνα μέσω βομβαρδισμού του από νετρόνια. Μελέτες παρόμοιων αντιδράσεων ήταν δυνατές λόγω της ανάπτυξης των τεχνικών επιτάχυνσης. Οι πρώτες αντιδράσεις θρυμματισμού (spallation) με επιταχυντές, οι οποίοι μπορούσαν να παρέχουν βλήματα με ενέργειες υψηλότερες από 100 MeV, ανακαλύφθηκαν από τον B. B. Cunningham στο Berkeley το 1947 [1]. Μια θεωρητική περιγραφή των συγκρούσεων μεταξύ του προσπίπτοντος σωματιδίου και αρκετών νουκλεονίων μέσα στον πυρήνα στόχο προτάθηκε από τον Serber [34] το 1947, υποθέτοντας ότι το νουκλεόνιο χάνει ένα μεγάλο μέρος της ενέργειας του. 10 χρόνια πριν το 1937, ο Weisskopf θεώρησε την πιθανότητα εκπομπής νετρονίου από τον διεγερμένο πυρήνα στόχο. Το 1958, οι Metropolis and Dostrovsky (οι οποίοι χρησιμοποίησαν τις ιδέες των Serber και Weisskopf) πρότειναν την περιγραφή του θρυμματισμού (spallation) σαν μια διαδικασία δυο σταδίων που περιλαμβάνει την εναπόθεση ενέργειας και διαδοχική εξάτμιση νουκλεονίων. Χρησιμοποίησαν υπολογισμούς τύπου Monte Carlo για να περιγράψουν την πυρηνική αποδιέγερση με εξάχνωση (evaporation). Οι W. H. Sullivan and G. T. Seaborg εισήγαγαν τον όρο θρυμματισμό “spallation” το 1947.

1.2 Πυρηνικές αντιδράσεις υψηλής ενέργειας

Μια πυρηνική αντίδραση ονομάζεται χαμηλής ενέργειας αντίδραση αν η ενέργεια του βλήματος είναι ≤ 10 MeV/νουκλεόνιο, που είναι κοντά στο φράγμα Coulomb. Μια πυρηνική αντίδραση ονομάζεται ενδιάμεσης ενέργειας αντίδραση αν η ενέργεια του βλήματος είναι από 10-200 MeV/νουκλεόνιο και υψηλής ενέργειας αντίδραση αν η ενέργεια του βλήματος είναι μεγαλύτερη από 200 MeV/νουκλεόνιο.

Τι διαχωρίζει τις αντιδράσεις χαμηλής και υψηλής ενέργειας; [4] Στις αντιδράσεις χαμηλής ενέργειας το μήκος κύματος de Broglie ενός 10 MeV πρωτονίου είναι $\lambda = 9.0$ fm ενώ σε μια πυρηνική αντίδραση υψηλής ενέργειας ένα πρωτόνιο 1000 MeV έχει $\lambda = 0.73$ fm [4]. Η μέση απόσταση μεταξύ των νουκλεονίων σε ένα πυρήνα είναι ~ 1.2 fm. Έτσι συμπεραίνουμε ότι σε χαμηλές ενέργειες το βλήμα μπορεί να αλληλεπιδράσει με αρκετά νουκλεόνια ταυτοχρόνως, ενώ σε υψηλές ενέργειες συγκρούεται με τα νουκλεόνια μεμονωμένα, δηλ. έχουμε συγκρούσεις νουκλεονίου-νουκλεονίου.

Σε υψηλές ενέργειες δεν περιμένουμε σημαντική πιθανότητα σχηματισμού ενός σύνθετου πυρήνα. Η ενεργός διατομή για σκέδαση νουκλεονίου- νουκλεονίου μεταβάλλεται αντίστροφα με την ενέργεια του βλήματος. Στις υψηλότερες ενέργειες η ενεργός διατομή μπορεί να γίνει τόσο μικρή που μερικά νουκλεόνια θα περάσουν μέσα από τον πυρήνα χωρίς να υποστούν συγκρούσεις, έτσι ο πυρήνας φαίνεται να είναι σχεδόν διαφανής σε κάποια από τα προσπίπτοντα νουκλεόνια.

Από αυτή την άποψη, μια χρήσιμη ποιοτική μέτρηση του αριθμού των συγκρούσεων που ένα νουκλεόνιο υφίσταται διαπερνώντας τον πυρήνα είναι η μέση ελεύθερη διαδρομή (*mean free path*), Λ , που δίνεται από τη σχέση:

$$\Lambda = 1/\rho\sigma$$

όπου σ είναι η μέση ενεργός διατομή σκέδασης νουκλεονίου- νουκλεονίου (~ 30 mb) και ρ είναι η πυρηνική πυκνότητα ($\sim 10^{38}$ νουκλεόνια/cm³). Έτσι η μέση

ελεύθερη διαδρομή είναι $\sim 3 \cdot 10^{-15} \text{ m} = 3 \text{ fm}$. Σε κάθε σύγκρουση η κινητική ενέργεια που μεταδίδεται στο νουκλεόνιο που συγκρούεται είναι $\sim 25 \text{ MeV}$, και έτσι το νουκλεόνιο που χτυπήθηκε μπορεί να συγκρουστεί με άλλα νουκλεόνια, δημιουργώντας ένα καταρράκτη σωματιδίων που συγκρούονται μεταξύ τους. Αν η ενέργεια του προσπίπτοντος νουκλεονίου υπερβεί τα 300 MeV , τότε είναι πιθανό να δημιουργηθούν π μεσόνια σε αυτές τις συγκρούσεις, τα οποία με τη σειρά τους μπορεί να αλληλεπιδράσουν με άλλα νουκλεόνια. Το αποτέλεσμα αυτού του ενδοπυρηνικού καταρράκτη (intranuclear cascade) είναι ένας διεγερμένος πυρήνας, ο οποίος μπορεί να διασπασθεί με εκπομπή σωματιδίων πριν την ισοροπία (pre-equilibrium), εξάτμιση νουκλεονίων (evaporation), διαδοχική εκπομπή θραυσμάτων ενδιάμεσης μάζας (IMF) (intermediate mass fragments) ή διάσπαση σε πολλαπλά θραύσματα (multifragmentation).

1.3 Ιδιότητες αντιδράσεων θρυμματισμού

1.3.1 Μηχανισμός αντίδρασης θρυμματισμού (spallation reaction)

Ο θρυμματισμός βλέπε σχήμα 1.1.1. είναι μια πυρηνική αντίδραση στην οποία ένα ελαφρύ βλήμα (πρωτόνιο, νετρόνιο, ή ελαφρύς πυρήνας) με κινητική ενέργεια από αρκετές εκατοντάδες MeV μέχρι αρκετά GeV αλληλεπιδρά με ένα βαρύ πυρήνα και προκαλεί την εκπομπή ενός μεγάλου αριθμού αδρονίων (κυρίως νετρόνια), αλλάζοντας το μαζικό του αριθμό και τον ατομικό του αριθμό, αφήνοντας ένα διεγερμένο υπόλειμμα (residue). Τότε εκπέμπονται αδρόνια και διάφορα θραύσματα από το διεγερμένο υπόλειμμα του πυρήνα. Είναι επίσης πιθανό το διεγερμένο υπόλειμμα να διαχωριστεί αργά σε δυο κομμάτια, το οποίο μετά εκπέμπει σωματίδια. Αυτό ονομάζεται σχάση. Επίσης είναι πιθανό να σπάσει γρήγορα σε ένα μεγάλο αριθμό ενδιάμεσου μεγέθους θραύσματα και αυτό ονομάζεται θραυσματοποίηση (fragmentation). Η διαδικασία του θρυμματισμού είναι μια πολλαπλή διεργασία σύγκρουσης και έχει πολλά στάδια όπως μπορεί να ταξινομηθούν παρακάτω:

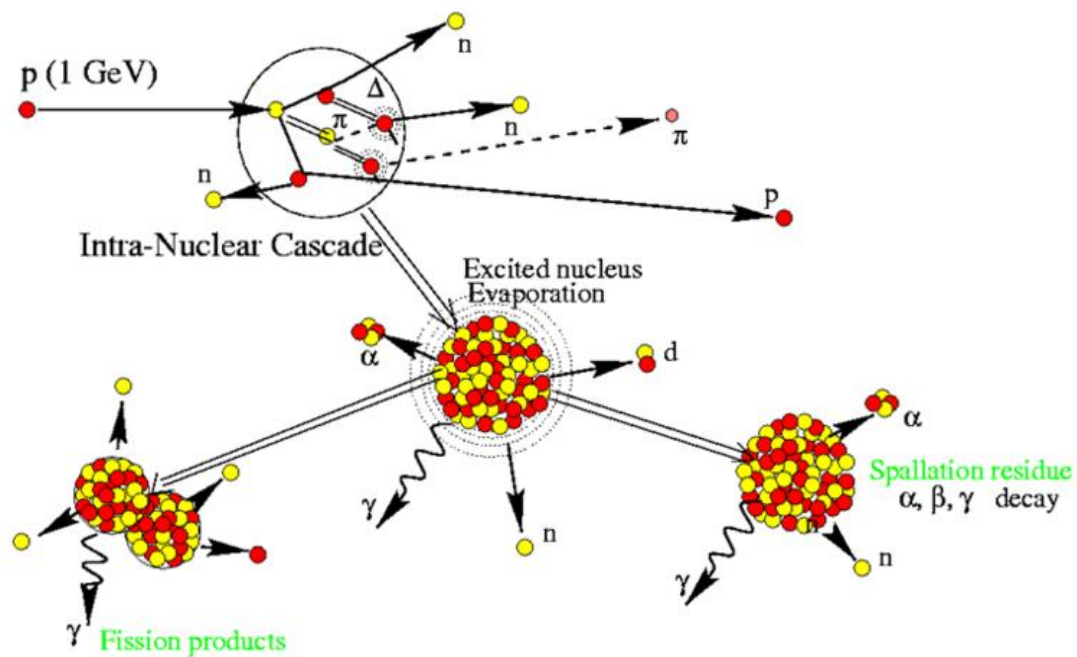
I. **Ο ενδοπυρηνικός καταρράκτης (intra-nuclear cascade) (INC)** είναι ένα γρήγορο απευθείας στάδιο, στο οποίο το βλήμα υψηλής ενέργειας (πρωτόνιο) αλληλεπιδρά με τα νουκλεόνια του πυρήνα στόχου μεμονωμένα, δηλ. γίνονται συγκρούσεις μεταξύ νουκλεονίου - νουκλεονίου (ακολουθώντας σχετικιστική κινηματική) επάγοντας μια διαδοχή δυαδικών συγκρούσεων μεταξύ των νουκλεονίων σε ένα πλήρες γεγονός καταρράκτη σε χρονική κλίμακα $= 10^{-22}$ s. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα ένα συστατικό με κατεύθυνση προς τα εμπρός με υψηλής ενέργειας (μεγαλύτερη από 20 MeV) πρωτόνια, νετρόνια και πιόνια μέσα στον πυρήνα. Κάποια από αυτά τα ενεργειακά αδρόνια, πιόνια και ελαφρά σωματίδια εκτινάσσονται κυρίως στην κατεύθυνση του εισερχόμενου σωματιδίου ενώ άλλα εναποθέτουν την κινητική τους ενέργεια στον πυρήνα. Το αποτέλεσμα του πρώτου σταδίου είναι ένα διεγερμένο απομεινάρει πυρήνα σε θερμοδυναμική ισορροπία, με ενέργεια διεγέρσεως μερικά MeV/νουκλεόνιο.

Στην περίπτωση παχέος στόχου, αυτά τα αδρόνια μπορεί να προκαλέσουν επιπλέον συγκρούσεις με μεμονωμένους πυρήνες, επάγοντας ένα διαπυρηνικό καταρράκτη μεταξύ των πυρήνων (inter-nuclear cascade). Αυτή η διεργασία συνεχίζεται μέχρι να μειωθεί η ενέργεια του σωματιδίου κάτω από την κατώτατη ενέργεια (threshold energy) που χρειάζεται για να αρχίσει μια αντίδραση θρυμματισμού (spallation reaction).

II. **Pre-equilibrium** είναι ένα στάδιο, στο οποίο γρήγορα σωματίδια ή θραύσματα μπορούν να εκπεμφθούν μετά από αλληλεπίδραση μεταξύ του προσπίπτοντος ή άλλων σωματιδίων του καταρράκτη και ενός νουκλεονίου μέσα στον πυρήνα. Οι ενέργειες των σωματιδίων πριν την ισορροπία είναι μεγαλύτερες από τις ενέργειες των σωματιδίων που εκπέμπονται κατά τη διάρκεια της στατιστικής ισορροπίας (evaporation) ή θερμοποίησης (thermalization). Το στάδιο πριν την ισορροπία (pre-equilibrium) συνδέει τη μετάβαση από το υψηλής ενέργειας στάδιο του καταρράκτη στο χαμηλότερης ενέργειας (thermalized) στάδιο αποδιέγερσης.

III. **Στάδιο αποδιέγερσης (de-excitation stage)**, το αποκαλούμενο αργό στάδιο του θρυμματισμού. Αυτό είναι το στάδιο της ισορροπίας και αποτελείται από την αποδιέγερση του υπολείμματος του πυρήνα μέσω εξάτμισης νετρονίων, ελαφρών και βαρέων θραυσμάτων (π.χ. d, t, α, Li, Be, B..., γ) με ενέργειες μέχρι ~ 40 MeV. Τα σωματίδια εκπέμπονται

ισότροπα σε μια χρονική κλίμακα $10^{-18} - 10^{-16}$ s. Μια ανταγωνιστική διεργασία της εξάτμισης είναι η σχάση (σε δυο θραύσματα παρόμοια στον αριθμό πρωτονίων). Τα προϊόντα της σχάσης επίσης υφίστανται εξάτμιση (εξαρτάται από την ενέργεια διεγέρσεως). Όταν ο πυρήνας δεν έχει αρκετή ενέργεια να εκπέμπει νετρόνια (η ενέργεια διεγέρσεως του γίνεται μικρότερη από την ενέργεια συνδέσεως, περίπου 8 MeV), αποδιεγείρεται με εκπομπή ακτίνων-γ. Μετά τον τερματισμό της αποδιέγερσης από γ-μεταπτώσεις, ο πυρήνας που προκύπτει είναι συνήθως β-ραδιενεργός και διασπάται μέχρι να φτάσει σε σταθερό ισότοπο.



Σχήμα 1.1.1 Αναπαράσταση μηχανισμού αντιδράσεως θρυμματισμού [25]

1.3.2 Προϊόντα θρυμματισμού

Τα προϊόντα του θρυμματισμού μπορούν να μετρηθούν χρησιμοποιώντας δυο μεθόδους: απευθείας κινηματική ή αντίστροφη κινηματική.

1.3.2.1 Απευθείας κινηματική

Στην απευθείας κινηματική ένα σχετικιστικό ελαφρύ βλήμα χτυπάει ένα βαρύ στόχο. Τα προϊόντα του θρυμματισμού, τα οποία σταματούν στον στόχο, μπορούν να ανιχνευθούν χρησιμοποιώντας γ-φασματοσκοπία ή φασματοσκοπία μάζας. Αυτή η μέθοδος έχει τη δυνατότητα να μετράει τις κατανομές (yields) υπολειμμάτων πυρήνων μετασταθών καταστάσεων, μπορεί να χρησιμοποιεί ραδιενεργούς στόχους και καταναλώνει λιγότερο χρόνο δέσμης. Από την άλλη πλευρά, είναι αδύνατο να μετρήσει κατανομές (yields) πολύ μακρόβιων ή σταθερών ή πολύ βραχύβιων πυρήνων, και η ανάλυση των δεδομένων off-line είναι περισσότερο χρονοβόρος.

1.3.2.2 Αντίστροφη κινηματική

Στην περίπτωση της αντίστροφης κινηματικής ένας σχετικιστικός βαρύς πυρήνας χτυπάει ένα ελαφρύ στόχο. Τα προϊόντα του θρυμματισμού αφήνουν το στόχο με κατεύθυνση προς τα εμπρός και μπορούν να ταυτοποιηθούν αμέσως κατά την πτήση χρησιμοποιώντας την κατάλληλη τεχνική. Τυπικό παράδειγμα είναι το μαγνητικό φασματόμετρο FRS (Fragment Separator) στο GSI, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.1.2., που αποτελείται από τέσσερις διπολικούς μαγνήτες (και σύνολα από τετράπολα και εξάπολα) και τον ακόλουθο εξοπλισμό ανιχνευτή: παρακολούθηση της δέσμης (seetram), έναν υποβαθμιστή ενέργειας (τοποθετημένο στο F2) που προκαλεί απώλειες ενέργειας των διερχομένων νουκλιδίων που εξαρτάται από το φορτίο τους, δυο πλαστικούς σπινθηριστές ανιχνευτές θέσεως (SC2, SC4) που μετράνε την οριζόντια θέση των διερχόμενων νουκλιδίων και το χρόνο πτήσης (TOF) σε μια διαδρομή πτήσης 36 m, θάλαμοι ιοντισμού πολλαπλής δειγματοληψίας

(MUSIC), και θάλαμοι απαριθμητών πολλαπλών συρμάτων (MW)(multi-wire chambers).



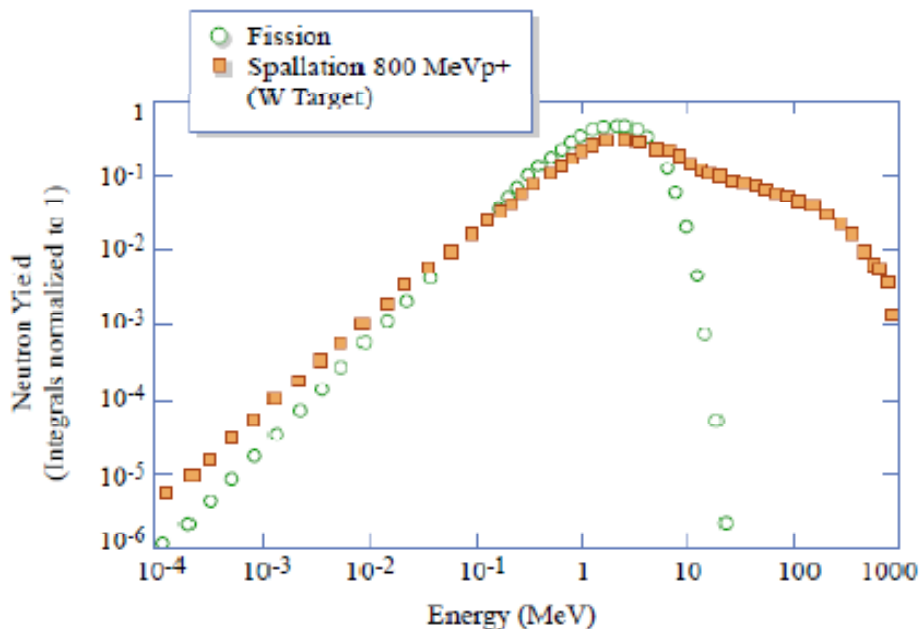
Σχήμα 1.1.2 Σχηματική απεικόνιση του φασματογράφου μάζας FRS στο GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) Darmstadt, Germany [6].

1.3.3 Παραγωγή νετρονίων από αντιδράσεις θρυμματισμού

Ένας βασικός λόγος που χρησιμοποιούμε τις αντιδράσεις θρυμματισμού σαν πηγές νετρονίων είναι ο σχετικά μεγάλος αριθμός νετρονίων που παράγονται. Σε αυτές περίπου 20 νετρόνια παράγονται ανά εισερχόμενο πρωτόνιο ενέργειας 1 GeV. Στη σχέση ο μέσος αριθμός νετρονίων που παράγονται σε ένα συμβατικό πυρηνικό σταθμό είναι περίπου 2.5 ανά γεγονός σχάσης. Ο αριθμός των νετρονίων σαν συνάρτηση της ενέργειας της δέσμης και του υλικού του στόχου δείχνει περίπου γραμμική εξάρτηση από το μαζικό αριθμό του στόχου (στο εύρος $12 < A < 238$) και αργή αύξηση με την ενέργεια του προσπίπτοντος πρωτονίου (στο εύρος $0.2 < E_p < 2$ GeV). Το ποσοστό του μέρους των νετρονίων που παράγονται από τον καταρράκτη (cascade) και την εξάτμιση (evaporation) εξαρτάται από την ενέργεια της δέσμης. Η συνεισφορά της εξάτμισης είναι πιο σημαντική από του καταρράκτη κατά ένα παράγοντα 2 για $E_p > 1$ GeV, η σημασία του όμως μειώνεται σε χαμηλότερες

ενέργειες. Η συνεισφορά του καταρράκτη είναι περίπου γραμμική συνάρτηση του μαζικού αριθμού του στόχου και μόνο ασθενώς εξαρτάται από την ενέργεια του πρωτονίου, ενώ η συνιστώσα της εξάτμισης είναι σχεδόν γραμμική συνάρτηση του μαζικού αριθμού του στόχου αλλά εξαρτάται πολύ περισσότερο από την ενέργεια του πρωτονίου.

Το ενεργειακό φάσμα της ενέργειας των νετρονίων από τον θρυμματισμό εκτείνεται από την ενέργεια της δέσμης μέχρι 0.1 keV με μέγιστη κινητική ενέργεια γύρω στα 2 MeV και σε υψηλότερες κινητικές ενέργειες μέχρι την ενέργεια του προσπίπτοντος πρωτονίου, ενώ στησχάση το ενεργειακό φάσμα των νετρονίων φτάνει από θερμικές ενέργειες μέχρι 10 MeV με μέγιστο γύρω στο 1 MeV όπως φαίνεται στο σχήμα 1.1.3.



Σχήμα 1.1.3 Φάσματα κινητικής ενέργειας νετρονίου από σχάση (ανοιχτοί κύκλοι) και θρυμματισμό (spallation) (τετράγωνα) [24].

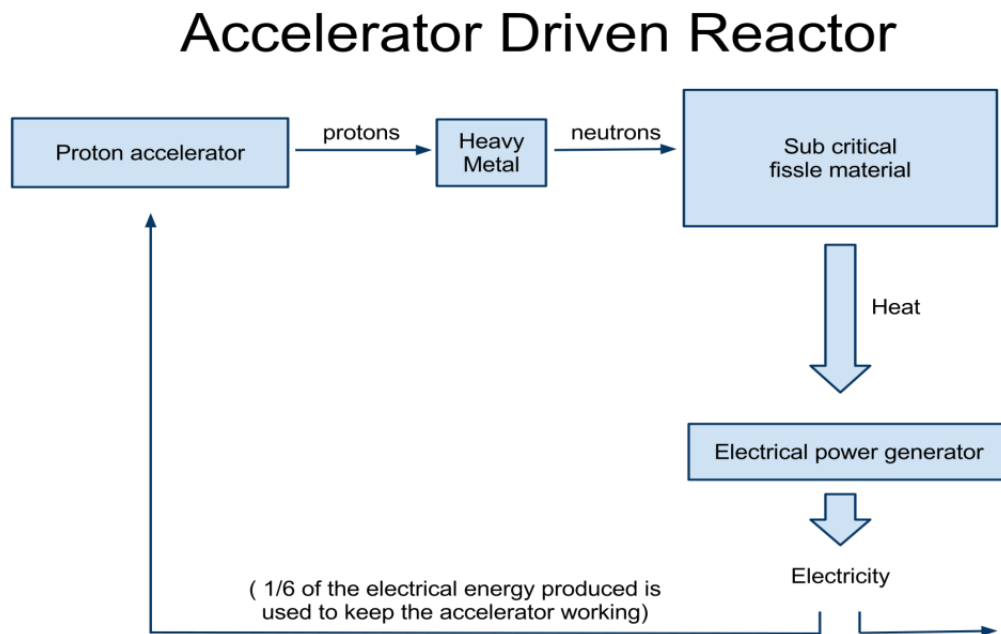
1.4 Εφαρμογές των αντιδράσεων θρυμματισμού

Η μελέτη των αντιδράσεων θρυμματισμού που επάγονται από πρωτόνιο είναι πηγή πληροφοριών για θεμελιώδη έρευνα και τεχνολογικές εφαρμογές. Σημαντικές εφαρμογές των αντιδράσεων θρυμματισμού είναι οι ακόλουθες: πηγές νετρονίων από αντιδράσεις θρυμματισμού, ενίσχυση της ενέργειας, συστήματα επιταχυντών για παραγωγή ενέργειας (ADS) (Accelerator Driven Systems) [27, 50], μετατροπή μακρόβιων ραδιενεργών πυρήνων από πυρηνικά απόβλητα σε σταθερούς ή βραχύβιους πυρήνες (ATW) (Accelerator Transmutation of Waste) [51], σχεδιασμός προστασίας από τη ραδιενέργεια για τα ADS και τις συσκευές για την κοσμική ακτινοβολία και τέλος παραγωγή ραδιενεργών δεσμών. Αυτές οι εφαρμογές απαιτούν να είναι γνωστές με ακρίβεια οι ενεργές διατομές σχάσης (fission cross sections). Οι αντιδράσεις θρυμματισμού με πρωτόνια είναι ενδιαφέρουσες στην αστροφυσική επειδή είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός αντίδρασης που επάγεται από κοσμικές ακτίνες στο διαστρικό χώρο. Η πηγές νετρονίων παρουσιάζουν ενδιαφέρον στις εφαρμογές ιατρικής φυσικής όπως η ραδιοθεραπεία. Είναι επίσης σημαντικές για εφαρμογές στη δοσιμετρία νετρονίων και σε μελέτες σταθερότητας της λειτουργίας των ηλεκτρονικών εξαρτημάτων σε διαστημόπλοια και αεροσκάφη. Πέρα από αυτό, αυτός ο τύπος αντίδρασης αποδεικνύεται ένα ιδανικό εργαλείο για τη διερεύνηση διαφορετικών καναλιών αποδιέγερσης σε ένα ευρύ φάσμα θερμοκρασιών και ενεργειών. Επιπλέον, η σχάση ενδιάμεσης ενέργειας μερικών πυρήνων (Bi, Tl, Hg) πρόσφατα βρήκε μια νέα εφαρμογή στην τεχνολογία υπεραγωγιμότητας υψηλής θερμοκρασίας [3].

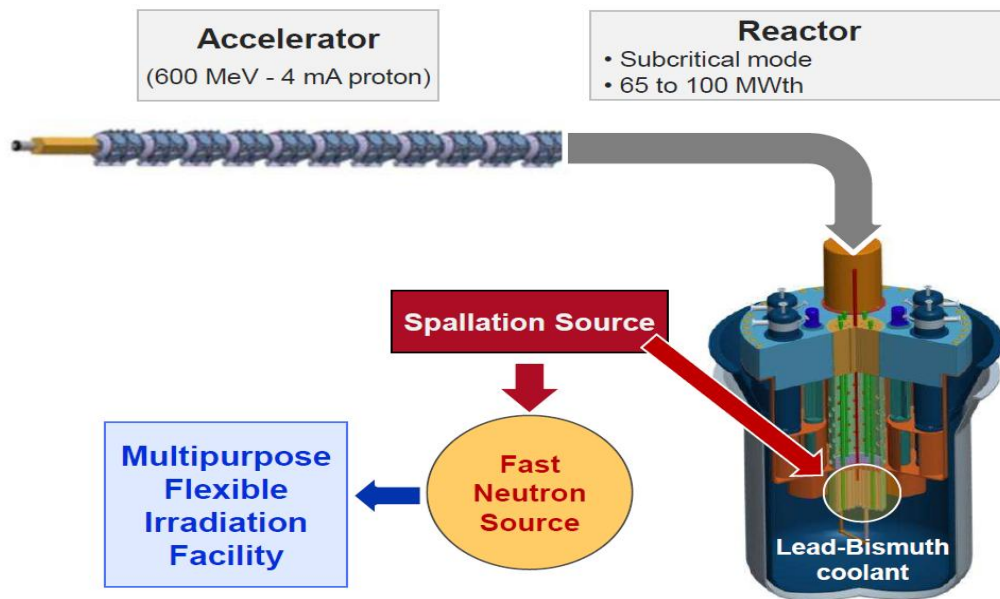
1.4.1 Συστήματα καθοδηγούμενα από επιταχυντή (ADS) (Accelerator Driven System)

Τα συστήματα καθοδηγούμενα από επιταχυντή [27, 50] είναι ένας καινούριος τύπος αντιδραστήρα, ο οποίος συνδυάζει έναν επιταχυντή σωματιδίων με έναν υποκρίσιμο αντιδραστήρα, σχήμα 1.1.4. Όλοι οι αντιδραστήρες που λειτουργούν σε όλο τον κόσμο είναι “κρίσιμοι” αντιδραστήρες, το οποίο σημαίνει ότι ο αριθμός των νετρονίων που παράγονται από τη σχάση είναι σε ισορροπία με τον αριθμό των νετρονίων που χάνεται από διαρροή ή απορρόφηση από διάφορα υλικά μέσα στον αντιδραστήρα. Αυτή η ισορροπία διατηρεί μια ελεγχόμενη αλυσιδωτή αντίδραση. Στον υποκρίσιμο αντιδραστήρα περισσότερα νετρόνια απορροφώνται από αυτά που παράγονται και χρειάζεται μια εξωτερική παροχή νετρονίων για να διατηρήσει σταθερή την ισχύ του αντιδραστήρα. Αυτή η εξωτερική παροχή προέρχεται από υψηλής ενέργειας επιταχυντές ή κύκλοτρα, τα οποία είναι ικανά να παράγουν νετρόνια από βαριά στοιχεία μέσω του θρυμματισμού (spallation). Σε αυτή τη διεργασία, μια δέσμη από πρωτόνια υψηλής ενέργειας (συνήθως > 500 MeV) κατευθύνεται σε ένα στόχο μεγάλου ατομικού αριθμού (π.χ. βολφράμιο, ταντάλιο, απεμπλουτισμένο ουράνιο, θόριο, ζirkόνιο, μόλυβδο, μόλυβδο-βισμούθιο, υδράργυρο) και παράγεται μέχρι ένα νετρόνιο ανά 25 MeV της εισερχόμενης δέσμης πρωτονίου. Ένα κλάσμα της παραγωγής ενέργειας του αντιδραστήρα χρησιμοποιείται με τη σειρά του για να τροφοδοτήσει τον επιταχυντή. Το κύριο πλεονέκτημα του ADS είναι η αυξημένη ασφάλεια επειδή σταματάει όταν η δέσμη εισόδου απενεργοποιείται. Μπορούν να σβήσουν σταματώντας απλά τη δέσμη πρωτονίου, αντί να χρειάζεται να εισάγουμε ράβδους ελέγχου για να απορροφήσουν νετρόνια και να γίνει η διάταξη των καυσίμων υποκρίσιμη, όπως στους συμβατικούς πυρηνικούς αντιδραστήρες. Τέτοιοι αντιδραστήρες σχεδιάστηκαν από τον νομπελίστα φυσικό, Carlo Rubbia και την ομάδα του στο CERN, για παραγωγή ενέργειας και μεταστοιχείωση των πυρηνικών αποβλήτων. Είναι γνωστό ότι οι πυρηνικοί αντιδραστήρες παράγουν ραδιενεργά απόβλητα τα οποία διατηρούν την ραδιοτοξικότητα τους για εκατομμύρια χρόνια και η απόρριψη αυτών των αποβλήτων είναι ένα σημαντικό πρόβλημα δημόσιας

ανησυχίας. Το ADS σχεδιάστηκε, επίσης, για να μετατρέπει με ασφάλεια τα απόβλητα σε σταθερά στοιχεία ή σε στοιχεία των οποίων η ραδιενέργεια είναι βραχύβια.



Σχήμα 1.1.4 Απεικόνιση της διάταξης συστήματος καθοδηγούμενο από επιταχυντή (ADS) [27]



Σχήμα 1.1.5. Απεικόνιση του ερευνητικού αντιδραστήρα MYRRHA (**M**ulti-purpose **hY**brid **R**esearch **R**eactor for **H**igh-tech **A**pplications) που βρίσκεται στο Κέντρο Πυρηνικών Ερευνών στο Mol, Βέλγιο

Στο σχήμα 1.1.5 απεικονίζεται ο ερευνητικός αντιδραστήρας MYRRHA (**M**ulti-purpose **hY**brid **R**esearch **R**eactor for **H**igh-tech **A**pplications), ο οποίος βρίσκεται στο πυρηνικό κέντρο ερευνών της πόλεως Mol στο Βέλγιο. Είναι ένας πρωτότυπος πυρηνικός αντιδραστήρας γρήγορου φάσματος (50 – 100 MW_{th}) που λειτουργεί με έναν επιταχυντή σωματιδίων, σε υποκρίσιμη και κρίσιμη λειτουργία. Περιέχει έναν επιταχυντή πρωτονίων 600 MeV, ένα στόχο θρυμματισμού (spallation target) και ένα πολλαπλασιαστικό πυρήνα με καύσιμο MOX (mixed oxide fuel). Ο αντιδραστήρας ψύχεται από υγρό κράμα μολύβδου- βισμούθιου (Pb- Bi). Λειτουργεί με γρήγορα νετρόνια που ελέγχονται από τον επιταχυντή και σταματάει αυτόματα μέσα σε ένα χιλιοστό του δευτερολέπτου όταν κλείνει ο επιταχυντής σωματιδίων. Αυτή η πυρηνική τεχνολογία είναι πολύ ασφαλής και εύκολο να ελεγχθεί.

1.4.2 Υλικό του στόχου

Τα καλύτερα υλικά στόχου για πηγές νετρονίων από θρυμματισμό είναι το θόριο, ο μόλυβδος, απεμπλουτισμένο ουράνιο, ευτηκτικό μίγμα μολύβδου-βισμούθιου, κράματα τανταλίου και βολφραμίου. Το ευτηκτικό μίγμα μολύβδου-βισμούθιου είναι ένα βέλτιστο υλικό για πηγές νετρονίων από θρυμματισμό που ακτινοβολείται με σχετικιστικά πρωτόνια επειδή η περίσσεια νετρονίων αυτού του υλικού ενισχύει τον αριθμό των νετρονίων που εκπέμπονται ανά προσπίπτον πρωτόνιο. Τα κράματα τανταλίου και βολφραμίου είναι βέλτιστα υλικά για την κατασκευή πηγών νετρονίων από θρυμματισμό (spallation neutron sources) λόγω των ιδιοτήτων τους κάτω από ακραίες συνθήκες ακτινοβολίας: σχετικά μεγάλη παραγωγή νετρονίων, αντίσταση στη διάβρωση και υψηλό σημείο τήξης.

1.5 Διεργασία σχάσης

Η σχάση είναι μια από τις σημαντικές διεργασίες που συμβαίνουν στο στόχο του θρυμματισμού και στον πυρηνικό αντιδραστήρα και είναι ένα κανάλι αποδιέγερσης των αντιδράσεων θρυμματισμού που επάγονται από πρωτόνιο. Η πρώτη ολοκληρωμένη θεωρητική περιγραφή της διεργασίας της σχάσης δημοσιεύτηκε από τους Bohr και Wheeler [35] σύντομα μετά την ανακάλυψη της και έδειξαν ότι η σχάση πρέπει να ανταγωνιστεί με άλλους τρόπους πυρηνικής αποδιέγερσης και ότι το Γ_f πλάτος σχάσεως θα έπρεπε να γραφεί ως

$$\Gamma_f = \frac{N_f}{(N_f + N_n + N_\gamma + N_{ch.p})}$$

όπου Γ_f είναι η πιθανότητα του πλάτους σχάσεως και N_i ένα μέτρο του αριθμού των τρόπων (ανοιχτά κανάλια) κάθε πιθανής αποδιέγερσης ($=2\pi\Gamma/D$). Σε αναλογία με τις χημικές αντιδράσεις, η πιθανότητα της σχάσης, όπως εκφράζεται από το πλάτος σχάσης, $\Gamma_f (=h/\tau)$, δίνεται ως

$$\Gamma_f = A \exp(-B_f/T)$$

όπου B_f είναι το ύψος του φράγματος της σχάσης [4]

Τ η θερμοκρασία (σε MeV) του πυρήνα που υπόκειται σχάση,
 τ ο χρόνος σχάσεως και h η σταθερά του Planck.

Στο στάδιο της αποδιέγερσης, ο ρυθμός διάσπασης για τη σχάση εκφράζει την πιθανότητα σχάσης και συνήθως περιγράφεται από το μοντέλο μεταβατικής κατάστασης Bohr-Wheeler [35]. Σε αντίθεση με την εξάτμιση των σωματιδίων, όπου ο ρυθμός διάσπασης εξαρτάται από την πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων του επιπέδου της τελικής κατάστασης, στο μοντέλο Bohr-Wheeler ο ρυθμός διάσπασης καθορίζεται από την πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων πάνω από το φράγμα της σχάσης (saddle point) και το χώρο των φάσεων που καταλαμβάνουν τα θραύσματα της σχάσης κατά μήκος του άξονα παραμόρφωσης. Η έκφραση για την πιθανότητα διάσπασης με σχάση (fission decay width) που βασίζεται στο μοντέλο του Bohr-Wheeler είναι [7]

$$\Gamma_f^{BW} = \frac{1}{2\pi\rho_{gs}(E_i)} T_{sad} \rho_{sad}(E_i - B_f) \quad (1)$$

, όπου T_{sad} είναι η πυρηνική θερμοκρασία στο saddle point, B_f είναι το φράγμα της σχάσης και E_i η αρχική ενέργεια διεγέρσεως. ρ_{gs} και ρ_{sad} είναι οι πυκνότητες των ενεργειακών καταστάσεων στη θεμελιώδη παραμόρφωση και στο σημείο saddle, αντίστοιχα.

Μια άλλη προσέγγιση για να καθορίσουμε την πιθανότητα σχάσης (fission width) βασίζεται στη λύση της εξίσωσης Fokker-Planck από τον Kramers [36] που περιγράφει τη σχάση σαν μια διαδικασία διάχυσης κατά μήκος του φράγματος που κυβερνάται από μια σταθερά διάχυσης β , η οποία χαρακτηρίζει το ιξώδες της πυρηνικής ύλης. Σύμφωνα με αυτή την εικόνα, η σχάση είναι μια δυναμική διεργασία όπου η πιθανότητα σχάσης μπορεί να

ληφθεί για το παραπάνω καθεστώς σύμφωνα με

$$\Gamma_f^K = \Gamma_f^{BW} \left\{ \left[1 + \left(\frac{\beta}{2\omega_0} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{\beta}{2\omega_0} \right\} \quad (2)$$

όπου Γ_f^{BW} είναι η πιθανότητα διάσπασης με σχάση κατά Bohr-Wheeler (fission decay width) και ω_0 είναι η συχνότητα του αρμονικού ταλαντωτή ανεστραμμένου δυναμικού στο σημείο saddle. Το β είναι ο ανηγμένος συντελεστής διάχυσης ο οποίος συμβολίζει το ρυθμό ανταλλαγής της ενέργειας διεγέρσεως μεταξύ συλλογικών βαθμών ελευθερίας και του λουτρού θερμότητας (εσωτερικοί βαθμοί ελευθερίας).

Αργότερα, ο Grange [37] πρότεινε μια χρονικά εξαρτώμενη πιθανότητα διάσπασης με σχάση, $\Gamma(t)$, λύνοντας αριθμητικά την εξίσωση Fokker-Planck και θεωρώντας ένα σφαιρικό σύστημα, με υψηλή εσωτερική ενέργεια διεγέρσεως και χαμηλή στροφορμή [7]. Σύμφωνα με αυτή τη λύση, κατά τη διάρκεια του πρώιμου σταδίου της διεργασίας, η $\Gamma(t)$ είναι τελείως κατασταλαμένη και χρειάζεται ένα μεταβατικό χρόνο, τ_f , για φθάσει το 90% της ασυμπτωτικής τιμής της, η οποία αντιστοιχεί στην στατική πιθανότητα διάσπασης με βάση τη σχέση του Kramers.

Το saddle point παριστάνει ένα είδος λαιμού μέσω του οποίου ο πυρήνας αναγκάζεται να περάσει για να κάνει σχάση. Στο saddle point η δυναμική ενέργεια U , που σχετίζεται με το σχήμα (παραμόρφωση ϵ) του πυρήνα, $U(\epsilon)$, φθάνει σε ένα μέγιστο. Το ύψος ενέργειας αυτού του μεγίστου σε σχέση με τη θεμελιώδη κατάσταση είναι το φράγμα της σχάσης B_{fiss} . Η δυναμική ενέργεια εξαρτάται επίσης από τις ασύμμετρες παραμορφώσεις μάζας, οι οποίες οδηγούν στο σχηματισμό δυο θραυσμάτων διαφορετικών μεγεθών. Η σχέση μεταξύ της παραμόρφωσης ασύμμετρης μάζας στο saddle και ο διαχωρισμός μαζών στο σημείο απόσχισης (scission) υποτίθεται ότι είναι ουσιαστικά αυστηρή και αδιατάρακτη από διακυμάνσεις που προκύπτουν από τη δυναμική του συστήματος μεταξύ του saddle point και του scission point. Στη θερμοδυναμική εικόνα του αερίου Fermi (δηλ.

θεώρηση του πυρήνα ως ένα σύστημα μη- αλληλεπιδρώντων φερμιονίων), η πυκνότητα των καταστάσεων σε καλή προσέγγιση δίνεται από

$$\rho(E_{saddle}^*) \propto e^{2\sqrt{\alpha E_{saddle}^*}}$$

με

$$E_{saddle}^* = E_{gs}^* - B_{fiss}(\eta)$$

και

(3)

$$\alpha \simeq A/10 \text{ MeV}^{-1}$$

όπου E_{gs}^* είναι η θερμική ενέργεια διεγέρσεως πάνω από τη θεμελιώδη κατάσταση και E_{saddle}^* είναι η ενέργεια πάνω από το saddle point [52].

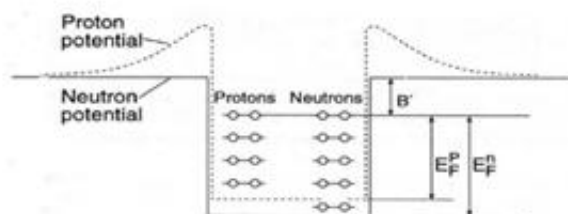
1.6 Μοντέλο αερίου Fermi (Fermi gas model)

Το θερμοδυναμικό μοντέλο του αερίου Fermi [4] (Fermi-gas model) είναι ένα σημαντικό στατιστικό μοντέλο που αναπτύχθηκε για να περιγράψει κατά μέσο όρο τη συμπεριφορά ενδιάμεσων και μεγάλων πυρήνων, ιδιαίτερα χρήσιμων σε αντιδράσεις και θεωρεί τον πυρήνα σαν ένα αέριο φερμιονίων. Θεωρεί ότι τα νουκλεόνια είναι περιορισμένα σε ένα φρέαρ δυναμικού, τα οποία είναι όλα ισοδύναμα και ανεξάρτητα. Αυτή η κατάσταση αντιστοιχεί σε ένα ιδανικό αέριο περιορισμένο σε σταθερό όγκο με την προσθήκη της στατιστικής Fermi-Dirac και την αρχή του Pauli για να εμποδίσει τη χωρική αλληλεπικάλυψη των σωματιδίων. Το μοντέλο του αερίου Fermi μας επιτρέπει να περιγράψουμε τη μέση συμπεριφορά ενός πυρήνα με θερμοδυναμικές εκφράσεις. Τα επίπεδα ενέργειας σε ένα μεγάλο πυρήνα με μια πεπερασμένη ενέργεια διεγέρσεως είναι τόσο κοντά τοποθετημένα που μας επιτρέπει να χρησιμοποιήσουμε την εντροπία για να προβλέψουμε την εξέλιξη του συστήματος. Η θερμοδυναμική εντροπία συνδέεται στενά με τη θερμοδυναμική πυρηνική θερμοκρασία. Οι πυρηνικές αντιδράσεις περιγράφονται συχνά από την άποψη της πυρηνικής θερμοκρασίας των εσωτερικών σωματιδίων. Διεγερμένοι πυρήνες εκπέμπουν ελαφρά σωματίδια και ακτίνες γ καθώς χάνουν την ενέργεια διεγέρσεως τους και “κρυώνουν” όσο προσεγγίζουν τη θεμελιώδη κατάσταση.

Το επίπεδο Fermi περιγράφει το υψηλότερο επίπεδο που έχει συμπληρωθεί από νουκλεόνια. Η ενέργεια Fermi είναι η αντίστοιχη μέγιστη ενέργεια που έχει συμπληρωθεί από νουκλεόνια [4]

$$E_f = \frac{k_f^2 \hbar^2}{2m} \approx 32 \text{ MeV}$$

όταν τα νουκλεόνια είναι περιορισμένα σε ένα σταθερό συνολικό όγκο θεωρείται ότι έχουν ομοιόμορφη πυκνότητα. Όταν κβαντομηχανικά σωματίδια περιορίζονται σε ένα άκαμπτο κιβώτιο, τότε συμπληρώνουν καθορισμένες καταστάσεις που μπορεί να επισημανθούν με κατάλληλους κβαντικούς αριθμούς, που είναι, n_x, n_y, n_z για ένα ορθογώνιο κουτί με τρεις διαστάσεις, L_x, L_y, L_z . Το σωματίδιο θα έχει μια συγκεκριμένη ορμή σε κάθε κατάσταση και μπορούμε να χαρακτηρίσουμε τις καταστάσεις από τις ορμές τους p_x, p_y, p_z ή από τους κυματάρηθους τους k_x, k_y, k_z όπου $k_i = (n_i \pi / L_i)$, το οποίο ενσωματώνει λεπτομερώς τις κατευθύνσεις του κουτιού. Από την απαγορευτική αρχή του Pauli, γνωρίζουμε ότι μόνο δυο σωματίδια θα συμπληρώσουν κάθε επίπεδο με δυο τιμές του spin $+1/2, -1/2$. Μια σχηματική μορφή του φρέατος της δυναμικής ενέργειας του αερίου Fermi για ένα μεγάλο πυρήνα φαίνεται στην εικόνα 1.1.6.



Σχήμα 1.1.6 Απεικόνιση του φρέατος δυναμικού του αερίου Fermi

Όπως φαίνεται στο σχήμα 1.1.6, η ενέργεια συνδέσεως $B' = 7-8$ MeV/νουκλεόνιο είναι αποτέλεσμα της διαφορά μεταξύ της ενέργειας Fermi και της κορυφής του φρέατος δυναμικού, όπως ήδη γνωρίζουμε από το

μοντέλο υγρής σταγόνας. Το βάθος του φρέατος δυναμικού V_0 είναι ανεξάρτητο από το μαζικό αριθμό A : $V_0 = E_F + B' \approx 40 \text{ MeV}$

Το χαμηλότερο επίπεδο είναι περίπου 32 MeV κάτω από το ανώτατο συμπληρωμένο ενεργειακό επίπεδο. Τα επίπεδα μεταξύ του επιπέδου Fermi και μηδενικής δυναμικής ενέργειας υποθέτουμε ότι είναι εντελώς άδεια στη θεμελιώδη κατάσταση και συμπληρωμένα όταν ο πυρήνας απορροφά ενέργεια διεγέρσεως.

Όσο ένας πυρήνας απορροφά ενέργεια τα νουκλεόνια προωθούνται από τα συμπληρωμένα επίπεδα στη μη συμπληρωμένη περιοχή μεταξύ του επιπέδου Fermi και μηδενικής δυναμικής ενέργειας. Κάθε προώθηση οδηγεί σε μια εξειδικευμένη κατάσταση διεγέρσεως και συνδυασμοί πολλαπλών διεγέρσεων μπορεί να οδηγήσει στις ίδιες ή παρόμοιες ενέργειες. Σε υψηλή διέγερση ο αριθμός των συνδυασμών διαφορετικών πιθανών προωθήσεων για μια εξειδικευμένη κατάσταση διεγέρσεως αυξάνεται δραματικά. Ο αριθμός των επιπέδων είναι τόσο μεγάλος που μπορούμε να περιγράψουμε το σύστημα από μια μέση πυκνότητα επιπέδου, $\rho(E^*, N)$, η οποία είναι απλά ο αριθμός των επιπέδων ανά μονάδα ενέργειας διεγέρσεως, για ένα σταθερό αριθμό νουκλεονίων, N . Το γεγονός ότι διεγερμένοι πυρήνες, ακόμα και με ένα πεπερασμένο αριθμό σωματιδίων, έχουν πολύ πυκνές και σχεδόν συνεχείς κατανομές των επιπέδων είναι το χαρακτηριστικό που μας επιτρέπει να περιγράψουμε την αποδιέγερση με στατιστικές τεχνικές.

Η σύνδεση μεταξύ της μικροσκοπικής περιγραφής κάθε συστήματος από την άποψη μεμονωμένων καταστάσεων και της μακροσκοπικής θερμοδυναμικής συμπεριφοράς του δόθηκε από το Boltzmann μέσω της στατιστικής μηχανικής. Η σύνδεση είναι ότι η εντροπία ενός συστήματος είναι ανάλογη του φυσικού λογάριθμου του αριθμού των επιπέδων που είναι διαθέσιμα στο σύστημα, έτσι:

$$S(E, N) = k_B \ln \Gamma(E, N) = k_B \ln[\rho(E, N) \Delta E]$$

όπου Γ είναι ο συνολικός αριθμός των επιπέδων. Η εντροπία ενός διεγερμένου πυρήνα είναι συνεπώς ανάλογη με την πυκνότητα του επιπέδου σε κάποιο διάστημα ενέργειας, ΔE , και τείνει στο μηδέν όσο η ενέργεια

διεγέρσεως τείνει στο μηδέν. Η θερμοδυναμική θερμοκρασία μπορεί να υπολογιστεί από την εντροπία:

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S(E^*, N)}{\partial E} = k_B \frac{\partial \ln \rho(E^*, N)}{\partial E}$$

Οι αριθμητικές τιμές των πυρηνικών θερμοκρασιών συνήθως αναφέρονται σε μονάδες ενέργειας (MeV) και η σταθερά Boltzmann, k_B .

Υπενθυμίζεται ότι στη στατιστική μηχανική υπολογίζουμε τις θερμοδυναμικές ποσότητες με διαφορετικές φυσικές καταστάσεις (σύνολα): σταθερή ενέργεια και αριθμός σωματιδίων (μικροκανονικό σύνολο), σταθερή θερμοκρασία και αριθμός σωματιδίων (κανονικό σύνολο), και σταθερή θερμοκρασία και χημικό δυναμικό (μεγαλοκανονικό σύνολο). Στον υπολογισμό των θερμοδυναμικών ποσοτήτων για μακροσκοπικά συστήματα, κάθε μια από αυτές τις προσεγγίσεις παρέχει ουσιαστικά το ίδιο αποτέλεσμα. Συνεπώς η εντροπία μπορεί να υπολογιστεί: $S_{microcanonical}$, $S_{canonical}$, $S_{grandcanonical}$. Για τα πυρηνικά συστήματα το μόνο κατάλληλο σύνολο είναι το μικροκανονικό σύνολο μεμονωμένων συστημάτων. Ο θεμελιώδης ορισμός της πυρηνικής θερμοκρασίας μπορεί να γραφεί ως

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S_{microcanonical}(E^*, N)}{\partial E}$$

Τυποποιημένες διαδικασίες επιτρέπουν τον υπολογισμό της εντροπίας ενός αερίου Fermi υπό τις συνθήκες ενός μεγαλοκανονικού συνόλου, το οποίο πρέπει να προσαρμόσουμε για να πάρουμε τη μικροκανονική εντροπία. Για χαμηλές ενέργειες διεγέρσεως, E^* , η εντροπία είναι

$$S_{grandcanonical}(E^*, N) = 2(\alpha E^*)^{1/2}$$

όπου α είναι μια σταθερά ανάλογη του αριθμού των σωματιδίων και της πυκνότητας των μονο-σωματιδιακών επιπέδων του αερίου Fermi στην ενέργεια Fermi, E_f . Αν το $S_{grandcanonical}$ αντικατασταθεί από το $S_{microcanonical}$ παίρνουμε $T = (E/\alpha)^{1/2}$ που συνδέει τη θερμοκρασία με την ενέργεια διεγέρσεως.

Η πυκνότητα των πυρηνικών καταστάσεων μπορεί να γραφεί ως:

$$\rho(E^*) \propto \frac{a}{(aE^*)^{\gamma}} \exp[2(aE^*)^{1/2}]$$

ο παράγοντας a εδώ ονομάζεται παράμετρος πυκνότητας επιπέδων (level density parameter) και προσαρμόζεται ώστε να αντιστοιχεί σε πυκνότητες επιπέδων (level densities) που μετρήθηκαν σε χαμηλές ενέργειες διεγέρσεως και είναι $a \approx A/8.5 \text{ MeV}^{-1}$.

Η πυκνότητα επιπέδων (level density) στο αέριο Fermi μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να προβλέψει τη σχετική πιθανότητα διάσπασης διεγερμένων πυρήνων αν υποθέσουμε ότι οι πυρήνες βρίσκονται σε πλήρη θερμοδυναμική ισορροπία. Δηλαδή, υποθέτουμε ότι όλα τα ενεργειακά επίπεδα που αντιστοιχούν σε μια δεδομένη ενέργεια διεγέρσεως είναι πλήρως συμπληρωμένα. Δεν είναι δυνατό ένας μεμονωμένος πυρήνας (single nucleus) να είναι σε πολλές καταστάσεις ταυτόχρονα, μπορεί να είναι μόνο σε μια. Έτσι η θερμική ισορροπία που χρειαζόμαστε πρέπει να εφαρμόζεται σε ένα σύνολο πυρήνων που δημιουργήθηκαν σε πολλές (ίδιες) αντιδράσεις. Αυτό μοιάζει με το πως πραγματοποιούνται οι χημικές αντιδράσεις όταν ο αριθμός των ατόμων ή των μορίων με πολλές κινητικές ενέργειες αλλά μια θερμοκρασία ακολουθούν ένα δρόμο από το αντιδρών στα προϊόντα που βασίζεται σε ένα συγκεκριμένο μηχανισμό αντίδρασης.

Διεγερμένοι πυρήνες που έχουν φθάσει σε θερμοδυναμική ισορροπία θα διασπασθούν σε διαφορετικά προϊόντα σε αναλογία με τον αριθμό των καταστάσεων που είναι διαθέσιμες σε ολόκληρο το σύστημα μετά τη διάσπαση. Οι διαφορετικές διασπάσεις συχνά ονομάζονται κανάλια, και μιλάμε για την πιθανότητα να διασπασθεί σε ένα δεδομένο κανάλι. Μπορούμε να μετρήσουμε τον αριθμό των καταστάσεων που είναι διαθέσιμες για ένα κανάλι διάσπασης και παίρνουμε μια γενική έκφραση για τη σχετική πιθανότητα, $P(\varepsilon, n)$, για ένα διεγερμένο πυρήνα να εκπέμπει ένα τμήμα με μέγεθος n , απαιτώντας ενέργεια ε . Η έκφραση είναι

$$P(\varepsilon, n) \propto \Gamma(\varepsilon, n) \cdot \Gamma(E - \varepsilon, N - n)$$

όπου $\Gamma(E,N)$ είναι ο αριθμός των καταστάσεων στην περιοχή ενέργειας E για ένα σύστημα με μαζικό αριθμό N . Ο πρώτος παράγοντας στη δεξιά πλευρά παρέχεται από τις καταστάσεις στο εκπεμπόμενο κομμάτι και ο δεύτερος παρέχεται από τις καταστάσεις στο (μεγάλο) θυγατρικό πυρήνα.

Η σχετική πιθανότητα ενός καναλιού της αντίδρασης μπορεί να γραφεί σαν τον λόγο της ενεργού διατομής για αυτό το κανάλι, σ_i , προς τη συνολική ενεργό διατομή της αντίδρασης σ_T . Οι λόγοι ονομάζονται σχετικές πιθανότητες διάσπασης, Γ_i , με ένα συμβολισμό που είναι, δυστυχώς, εύκολο να συγχέουμε με τον αριθμό των καταστάσεων που συζητήθηκαν παραπάνω. Το άθροισμα των πιθανοτήτων διάσπασης είναι η συνολική πιθανότητα μιας κατάστασης και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να υπολογίσουμε το χρόνο ζωής της διεγερμένης κατάστασης. Συνεπώς,

$$\sigma_i/\sigma_T = \Gamma_i/\Gamma_T$$

και παρατηρούμε ότι ο διπλός λόγος της σχετικής πιθανότητας των δυο καναλιών διάσπασης δεν εξαρτάται από τη συνολική ενεργό διατομή της αντίδρασης:

$$\sigma_i/\sigma_j = \Gamma_i/\Gamma_j$$

Έχει αποδειχθεί [4] ότι η πιθανότητα εκπομπής ενός σωματιδίου με ενέργεια συνδέσεως B_n και χωρίς εσωτερικές καταστάσεις έχει τη μορφή:

$$\Gamma_i \propto \Gamma(E, N) \int^{E-B_i} \varepsilon \rho(E - B_i - \varepsilon) d\varepsilon$$

όπου E είναι η ενέργεια διέγερσης του διεγερμένου μητρικού πυρήνα.

Στην περίπτωση διάσπασης με σχάση είναι

$$\Gamma_f \propto \Gamma(E, N) \int^{E-B_f} \rho(E - B_f - \varepsilon) d\varepsilon$$

όπου B_f είναι το φράγμα της σχάσης. Ο λόγος Γ_n/Γ_f είναι πολύ σημαντικός για το καθορισμό της επιβίωσης των πολύ βαρύτερων στοιχείων όταν αυτά συντίθενται στις πυρηνικές αντιδράσεις. Αν ο πυρήνας εκπέμπει ένα νετρόνιο για να διώξει ενέργεια διέγερσης, διατηρεί το μεγάλο ατομικό του αριθμό. Αν κάνει σχάση, τότε μετατρέπεται σε δυο πυρήνες με πολύ μικρότερους ατομικούς αριθμούς. Τα ολοκληρώματα στις παραπάνω εκφράσεις μπορούν να υπολογιστούν μέσω του αερίου Fermi με το ακόλουθο κατάλληλο αποτέλεσμα:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \approx \frac{2TA^{2/3}}{K_0} \exp\left(\frac{B_f - S_n}{T}\right)$$

όπου $K_0 = \hbar^2/2mr_0^2 \sim 15MeV$ και T είναι η πυρηνική θερμοκρασία που δημιουργήθηκε από την αρχική αντίδραση, B_f είναι το φράγμα της σχάσης και S_n η ενέργεια διαχωρισμού του νετρονίου.

Κεφάλαιο 2

Περιγραφή των πειραματικών μεθόδων ανίχνευσης των θραυσμάτων σχάσης

2.1 Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό θα γίνει μια περιγραφή των ποικίλων πειραματικών τεχνικών που χρησιμοποιούνται για την ανίχνευση των θραυσμάτων σχάσης σήμερα. Αφού σε ένα συγκεκριμένο πείραμα μετρούνται κάποια συγκεκριμένα χαρακτηριστικά της διαδικασίας της σχάσης (π.χ. ενεργός διατομή (cross section), κατανομή των θραυσμάτων ως προς τη γωνία, ενέργεια, μάζα και φορτίο κτλ.) και οι πειραματικές συνθήκες μπορούν να ποικίλουν ανάλογα με την υπό μελέτη αντίδραση, μια μόνη τεχνική δεν μπορεί να είναι η βέλτιστη σε όλες τις περιπτώσεις.

2.2 Ραδιοχημικές μέθοδοι

Η ραδιοχημική μέθοδος ήταν από τις πρώτες που εφαρμόστηκαν στην ανίχνευση της σχάσης και χρησιμοποιήθηκε σε ένα μεγάλο αριθμό μελετών, σε συνδυασμό με β^- και/ή γ φασματοσκοπία των προϊόντων της αντίδρασης. Παρ' όλα αυτά, οι αβεβαιότητες που σχετίζονται με τις διαδικασίες διαχωρισμού των ισοτόπων είναι μεγάλες και επιπλέον η ποιότητα του προσδιορισμού των ενεργών διατομών είναι χαμηλή. Μια πιο πρόσφατη έκδοση αυτής της τεχνικής είναι με βάση τα υψηλής ευκρίνειας φασματομέτρα γ , με τα οποία ο χημικός διαχωρισμός είναι περιττός και οι σχετικές αβεβαιότητες έχουν περιορισθεί. Στις μέρες μας οι κλασικές ραδιοχημικοί μέθοδοι χρησιμοποιούνται σπανίως.

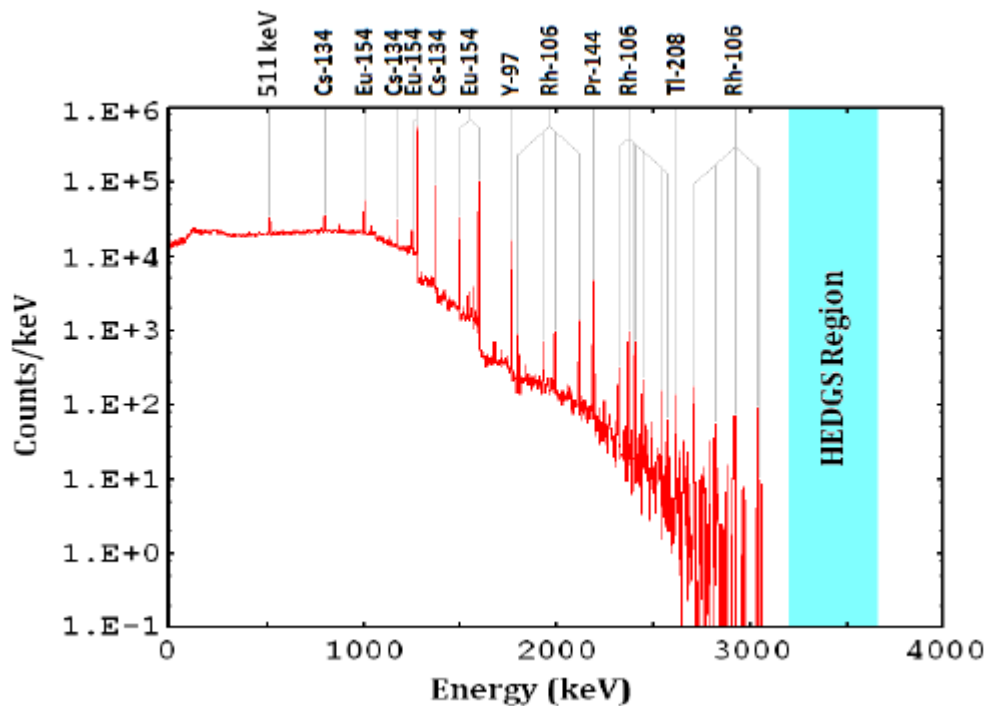
2.3 Ανίχνευση σε μη πραγματικό χρόνο (off - line analysis)

Η ανάλυση φασμάτων της ακτινοβολίας γ είναι ένα ισχυρό εργαλείο για την ανίχνευση και την ποσοτική μέτρηση των ραδιονουκλιδίων σε ένα δείγμα. Το δείγμα αναλύεται συνήθως από ένα φασματοφωτόμετρο Γερμανίου ακτινοβολίας γ 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 γ 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 γ , 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 γ , χρόνους ημιζωής και λοιπά χαρακτηριστικά [49].

Τα ραδιονουκλίδια που ταυτοποιούνται από την ενέργεια ακτινοβολίας γ , στη συνέχεια προσδιορίζονται ποσοτικά. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.2.1, πολλές ακτίνες γ 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 εξασθενημένα στο φάσμα. Σε μερικές περιπτώσεις, η ανάλυση μπορεί να είναι ανεπαρκής για ταυτοποίηση, επειδή δύο ακτίνες γ με κοντινές ενέργειες (διαφορά λίγων keV μεταξύ τους) εμφανίζονται ως μια ενιαία κορυφή.



Σχήμα 2.2.1. Φάσμα ακτινοβολίας γ από ραδιενεργά απόβλητα πυρηνικού αντιδραστήρα [23].

2.4 Ανίχνευση σε πραγματικό χρόνο (on - line analysis)

Οι τεχνικές που συνδέονται με την ανίχνευση σε πραγματικό χρόνο έχουν να κάνουν με την ανίχνευση και ταυτοποίηση των πυρήνων στο χρόνο κατά τον οποίο γίνεται η αντίδραση. Θα αναφερθώ παρακάτω σε επιλεγμένους τρόπους ανίχνευσης τέτοιου τύπου.

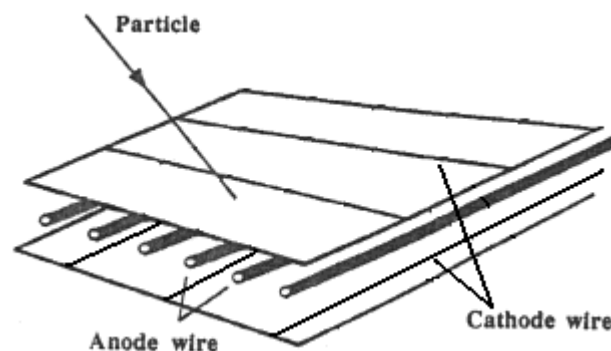
Multiwire Proportional Chamber (MWPC)

Ένας θάλαμος πολλαπλών συρμάτων είναι ένας τύπος αναλογικού μετρητή που ανιχνεύει τα φορτισμένα 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 οι τοίχοι είναι γειωμένοι. Το περίβλημα εμπεριέχει προσεκτικά επιλεγμένα αέριο, όπως ένα μίγμα αργού / μεθανίου. Με αυτόν τον τρόπο,

κάθε ιοντίζον σωματίδιο που περνά μέσα από το θάλαμο θα ιονίσει τα άτομα του αερίου. Τα ιόντα και ηλεκτρόνια που παράγονται από τον ιονισμό επιταχύνονται από το ηλεκτρικό πεδίο που υπάρχει γύρω από το σύρμα, προκαλώντας εντοπισμένη χιονοστιβάδα ιονισμού. 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 ιονίσει 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 [29, 30, 31] εφηύρε τον ανιχνευτή MWPC (Multiwire Proportional Chamber). Ο MWPC αποτελείται κατά βάση από ένα επίπεδο από ισοκατανεμημένα σύρματα τα οποία είναι τοποθετημένα μεταξύ δύο επίπεδων καθόδων. Ο G. Charpak έδειξε ότι μία σειρά από καλώδια (άνοδοι), τα οποία είναι πολύ κοντά τοποθετημένα μεταξύ τους, δρουν σαν ανεξάρτητοι αναλογικοί μετρητές.

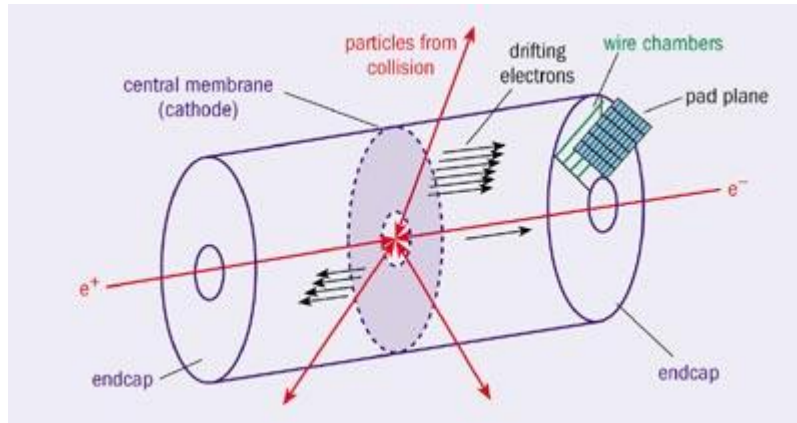


Εικόνα 1.2.2: Βασική αναπαράσταση ενός ανιχνευτή MWPC. Κάθε καλώδιο συμπεριφέρεται σαν ανεξάρτητος αναλογικός μετρητής. Το σήμα στο καλώδιο (άνοδος) είναι αρνητικό, ενώ αυτό στα διπλανά καλώδια είναι μικρό και θετικό. [28]

Όταν τα ηλεκτρόνια απελευθερώνονται στη 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.

Θάλαμος χρονικής προβολής (Time projection chamber) (TPC)

Η συσκευή TPC είναι ένας ανιχνευτής που παρέχει πληροφορίες για την τροχιά που διανύει ένα σωματίδιο καθώς και για την ενέργεια που χάνει. Ο ανιχνευτής αυτός αποτελείται από ένα μεγάλο κύλινδρο που περιέχει αέριο, με ένα λεπτό ηλεκτρόδιο υψηλής τάσης στο κέντρο. Κατά την εφαρμογή τάσης, δημιουργείται ένα ομογενές ηλεκτρικό πεδίο κατά μήκος του κεντρικού άξονα του κυλίνδρου. Επιπλέον, εφαρμόζεται ένα μαγνητικό πεδίο. Όπως φαίνεται στην εικόνα, τα άκρα του κυλίνδρου καλύπτονται από σειρές. Παράλληλα σε κάθε άνοδο, υπάρχει μία σειρά καθόδων σε τετραγωνικό σχήμα.



Εικόνα 2.2.3: Διαγραμματική απεικόνιση ενός TPC (time projection chamber)

Ο ανιχνευτής τοποθετείται σε τέτοια θέση, ώστε το κέντρο του να βρίσκεται στο σημείο αλληλεπίδρασης και καλύπτει στερεά γωνία περίπου ίση με 4π . Τα σωματίδια που προέρχονται από αυτό το σημείο, περνούν από τον όγκο του κυλίνδρου παράγοντας ζεύγη ηλεκτρονίων/ιόντων. Τα ηλεκτρόνια εκτρέπονται από το μαγνητικό πεδίο και κατευθύνονται προς τα άκρα, όπου ανιχνεύονται. Οι δύο συντεταγμένες του σωματιδίου δίνονται από την άνοδο και από την κάθοδο. Η τρίτη συντεταγμένη, ως προς τον κύριο άξονα του κυλίνδρου, υπολογίζεται από το χρόνο στροφής των ηλεκτρονίων ιοντισμού. Όλα τα ηλεκτρόνια ιοντισμού που δημιουργούνται στον ενεργό όγκο του ανιχνευτή κατευθύνονται προς τα άκρα του ανιχνευτή. Με αυτόν τον τρόπο επιτυγχάνεται η αναπαράσταση της τροχιάς καθενός από τα φορτισμένα σωματίδια που παράγει η αντίδραση.

Εξαιτίας φαινομένων διάχυσης, εφαρμόζεται ένα μαγνητικό πεδίο το οποίο οδηγεί τα σωματίδια να εκτελέσουν ελικοειδή τροχιά στην κατεύθυνση στροφής. Επειδή το φορτίο που συλλέγεται στα άκρα του ανιχνευτή είναι ανάλογο της απώλειας ενέργειας του σωματιδίου το σήμα από την άνοδο δίνει πληροφορία για αυτή.

PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter)

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 (π.χ. ημιαγωγού Si) λόγω της σχετικά μεγάλης ζημίας από ακτινοβολία (radiation damage). 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 από την ακτινοβολία (radiation damage) που προκαλούν τα βαρέα ιόντα σε ανιχνευτή ημιαγωγού όπως αναφέραμε. Έχει εφαρμογή σε ποικίλες πειραματικές διατάξεις, μεταξύ άλλων σε φασματογράφους μάζας.

MUSIC (Multisampling Ionization Chambers)

Το MUSIC είναι ένας ανιχνευτής ο οποίος μετράει την απώλεια ενέργειας ΔE της εισερχόμενης δέσμης των σωματιδίων και των θραυσμάτων της αντίδρασης, για να ταυτοποιήσει τον ατομικό αριθμό των σωματιδίων και των θραυσμάτων. Στην περίπτωση αυτή ο στόχος περιβάλλεται από δυο MUSIC. Ο ανιχνευτής περιέχει τετραφθορο-μεθάνιο (CF_4). Χαρακτηριστικό παράδειγμα χρήσης και εφαρμογής του MUSIC είναι στο εργαστήριο GSI (7, 14).

Κεφάλαιο 3

Περιγραφή των θεωρητικών μοντέλων

3.1) Μοντέλα ενδοπυρηνικού καταρράκτη (intranuclear cascade models)

Τα μοντέλα ενδοπυρηνικού καταρράκτη INC (Bertini [45], ISABEL[46], CEM [47], INCL4 [48]) είναι δυναμικά μοντέλα τα οποία προσομοιώνουν αντιδράσεις θρυμματισμού (φαινομενολογικά) και περιγράφουν τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ των νουκλεονίων του βλήματος και του στόχου κατά τη διάρκεια του ενδοπυρηνικού καταρράκτη ως μια σειρά συγκρούσεων νουκλεονίου-νουκλεονίου που οδηγούν σε ένα διεγερμένο υπόλειμμα. Η προσέγγιση του INC είναι έγκυρη αν το μήκος κύματος του εισερχόμενου σωματιδίου είναι μικρότερο από τη μέση απόσταση μεταξύ των νουκλεονίων του πυρήνα στόχου (≈ 1.3 fm). Η τροχιά μεταξύ των συγκρούσεων υποτίθεται ότι είναι γραμμική. Αυτό το μοντέλο έχει χαμηλά όρια ενέργειας (π.χ. η κινητική ενέργεια του βλήματος $T_p = 100$ MeV $\rightarrow \lambda = 2.7$ fm, για $T_p = 1000$ MeV $\rightarrow \lambda = 0.7$ fm). Στους υπολογισμούς του INC τα μεμονωμένα νουκλεόνια που υπεισέρχονται σε συγκρούσεις νουκλεονίου-νουκλεονίου αντιμετωπίζονται με έναν ημι-κλασικό τρόπο. Αυτό σημαίνει ότι οι ορμές και οι συντεταγμένες (τροχιές) των σωματιδίων αντιμετωπίζονται κλασικά. Η μόνη κβαντομηχανική ιδέα που ενσωματώνεται στο μοντέλο είναι η αρχή του Pauli.

Ο πρώτος κώδικας του INC δημιουργήθηκε από το Bertini το 1963. Αργότερα, ο Yariv δημιούργησε τον κώδικα ISABEL και στη δεκαετία του 80 και του 90 ο Cugnon και άλλοι ανέπτυξαν την επόμενη έκδοση του μοντέλου INCL4.

Τα βασικά χαρακτηριστικά της πρότυπης προσέγγισης του INC είναι τα ακόλουθα. Οι αρχικές θέσεις των νουκλεονίων του στόχου επιλέγονται τυχαία σε μια σφαίρα ακτίνας $R = 1.12 \cdot A_T^{1/3}$ fm, όπου A_T είναι ο μαζικός αριθμός του πυρήνα στόχου. Οι ορμές των νουκλεονίων δημιουργούνται εντός σφαίρας Fermi ακτίνας $p_F = 270$ MeV/c. Τα νετρόνια και πρωτόνια διαχωρίζονται σύμφωνα με το isospin τους. Όλα τα νουκλεόνια τοποθετούνται σε ένα

σταθερό ελκτικό φρέαρ δυναμικού βάθους $V_0 = 40MeV$, μέσα στον όγκο του πυρήνα στόχου. Η ιδέα του σταθερού μέσου δυναμικού βασίζεται στον σχετικά μικρό αριθμό σωματιδίων που εκπέμπονται κατά τη διάρκεια του INC σταδίου της αντίδρασης, το οποίο διαταράσσει το μέσο πεδίο μόνο ελαφρώς. Το εισερχόμενο σωματίδιο προσκρούει στον πυρήνα με μια παράμετρο πρόσκρουσης b , η οποία επιλέγεται τυχαία σε ένα δίσκο ακτίνας R . Αυτό σημαίνει ότι η πιθανότητα να έχει παράμετρο πρόσκρουσης b ακολουθεί τριγωνική κατανομή. Η σχετικιστική κινηματική χρησιμοποιείται για την περιγραφή της αντίδρασης, δηλ. η συνολική ενέργεια ενός νουκλεονίου συνδέεται με την ορμή και τη μάζα του με τη σχέση $E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2$. Όλα τα νουκλεόνια διαδίδονται στο χρόνο: οι ορμές και θέσεις τους εξελίσσονται στο χρόνο όπως ακολουθεί [5,6]:

$$\vec{p}(t + \delta t) = \vec{p}(t) - \nabla_r V_0 \delta t$$

$$\vec{r}(t + \delta t) = \vec{r}(t) + \frac{\vec{p}c^2}{E} \delta t$$

Σε χρόνο $t = 0$, το εισερχόμενο νουκλεόνιο χτυπάει την πυρηνική επιφάνεια. Ακολουθώντας όλα τα σωματίδια κινούνται κατά μήκος ευθειών τροχιών, μέχρι δυο από αυτά να φθάσουν την ελάχιστη απόσταση μεταξύ τους, ή μέχρι ένα από αυτά να χτυπήσει την επιφάνεια του πυρήνα. Όταν ένα σωματίδιο χτυπάει την επιφάνεια του πυρήνα από το εσωτερικό, δυο περιπτώσεις λαμβάνονται υπόψη. Αν η κινητική ενέργεια του σωματιδίου είναι χαμηλότερη από το V_0 , αντανakλάται στην επιφάνεια. Αν η κινητική ενέργεια είναι υψηλότερη από το V_0 , το σωματίδιο εκτινάσσεται τυχαία με κάποια πιθανότητα.

Μια σύγκρουση λαμβάνει χώρα αν η ελάχιστη σχετική απόσταση d_{min} μεταξύ δυο σωματιδίων εκπληρεί τη συνθήκη: $d_{min} \leq \sqrt{\frac{\sigma_{tot}}{\pi}}$, όπου σ_{tot} είναι η συνολική ενεργός διατομή της αντίδρασης. Δυο σωματίδια σκεδάζονται ελαστικά ή ανελαστικά, σύμφωνα με τη διατήρηση της ορμής και της

ενέργειας. Ανελαστικές συγκρούσεις με μεγάλη πιθανότητα οδηγούν στο σχηματισμό σωματιδίων Δέλτα(Δ'ς). Η μάζα του Δ εισάγεται με κατανομή Lorentz με κέντρο τη μέση τιμή που ισούται με 1232 MeV, με πλάτος $\Gamma = 110$ MeV.

Οι ακόλουθες αντιδράσεις εξετάζονται στο μοντέλο:

$$NN \Leftrightarrow NN, NN \Leftrightarrow N\Delta, N\Delta \Leftrightarrow N\Delta, \Delta\Delta \Leftrightarrow \Delta\Delta, \Delta \Leftrightarrow N\pi$$

Επιπλέον συνθήκη που περιορίζει μια σύγκρουση περιλαμβάνει την επίδραση της απαγορευτικής αρχής του Pauli. Συγκρούσεις και διασπάσεις-Δ αποφεύγονται, οι υποτιθέμενες τελικές καταστάσεις είναι ήδη συμπληρωμένες. Η πιθανότητα συμπλήρωσης των τελικών καταστάσεων στο χώρο των φάσεων (f_i και f_j , όπου i και j συμβολίζουν δυο σωματίδια που προβλέφθηκαν να σχηματιστούν στην τελική κατάσταση) υπολογίζεται μετρώντας τα σωματίδια του ίδιου είδους, μέσα σε ένα όγκο αναφοράς στο χώρο των φάσεων. Η σύγκρουση ή η διάσπαση διαπιστώνεται, όταν το $P_{ij} = (1 - f_i)(1 - f_j)$ (Αρχή Monte Carlo) είναι μεγαλύτερο από ένα τυχαίο αριθμό που επιλέχθηκε μεταξύ 0 και 1.

Η διεργασία της αλληλεπίδρασης σταματάει σε χρόνο $t = t_{stop}$, που καθορίζεται από τη μέση συμπεριφορά κάποιων ποσοτήτων (π.χ. την ενέργεια διεγέρσεως του πυρήνα). Στο τέλος του καταρράκτη, όλα τα Δ'ς που έχουν απομείνει αναγκάζονται να διασπασθούν.

Ο INCL4.6 (Liège) μπορεί εφαρμοσθεί σε αντιδράσεις που επάγονται από νουκλεόνια, πιόνια, ή ελαφρά σύνθετα σωματίδια με προσπίπτουσα ενέργεια από 100 A MeV μέχρι 3 A GeV. Οι πυρήνες στόχοι χαρακτηρίζονται από μια πραγματική πυκνότητα στο χώρο των φάσεων (Woods-Saxon στο χώρο των θέσεων, σκληρή σφαίρα Fermi στο χώρο των ορμών). Ένα ιδιόμορφο χαρακτηριστικό του INCL είναι ο αυτοσυνεπής προσδιορισμός της διακοπής του χρόνου του καταρράκτη.

Το μοντέλο ISABEL περιγράφει επίσης τις συγκρούσεις νουκλεονίου-πυρήνα και πυρήνα-πυρήνα σε ένα πλαίσιο σχετικιστικής κλασικής μηχανικής μέχρι 1 A GeV. Η περιγραφή της διεργασίας του ενδοπυρηνικού καταρράκτη είναι πολύ παρόμοια με αυτή του INCL, άρα θα εξηγήσουμε μόνο τις

διαφορές. Στο ISABEL τα νουκλεόνια του βλήματος και του στόχου δεν περιγράφονται σαν σημειακά σωματίδια αλλά σαν ένα συνεχόμενο μέσο ή θάλασσα Fermi η οποία διαταράσσεται από τις συγκρούσεις που επάγονται από τα σωματίδια του καταρράκτη (σωματίδια που εκδιώκονται από τη θάλασσα Fermi). Αλληλεπιδράσεις μεταξύ των νουκλεονίων στην ίδια θάλασσα Fermi (κατανομές στόχου ή βλήματος) δεν επιτρέπονται όπως στο INCL. Μια άλλη διαφορά σε σχέση με το INCL είναι οι κατανομές πυρηνικής πυκνότητας. Στο ISABEL οι κατανομές βλήματος και στόχου ακολουθούν μια κατανομή πυκνότητας Yukawa που προσεγγίζεται από 16 περιοχές σταθερής πυκνότητας. Όσο ο καταρράκτης εξελίσσεται, η θάλασσα Fermi εξαντλείται και η πυρηνική πυκνότητα αναπροσαρμόζεται για τον υπολογισμό της εξέλιξης των διεγερμένων νουκλεονίων. Στο ISABEL ο καταρράκτης σταματάει όταν η ενέργεια των σωματιδίων του καταρράκτη είναι κάτω από ένα συγκεκριμένο όριο ενέργειας που δίνεται από το φράγμα Coulomb συν δύο φορές την ενέργεια συνδέσεως. Τότε το υπόλοιπο της ενέργειας διεγέρσεως κατανέμεται μεταξύ όλων των νουκλεονίων, παράγοντας ένα θερμοποιημένο πρωτογενές θραύσμα (prefragment).

3.2 Μοντέλο SMM (Statistical Multifragmentation Model)

Το θερμοποιημένο πρωτογενές θραύσμα μπορεί να διασπασθεί σε πολλά θραύσματα κατά τη διάρκεια ενός μικρού χρόνου (~ 100 fm/c) και αυτό είναι γνωστό ως πυρηνική πολυθραυσματοποίηση (nuclear multifragmentation). Διεργασίες διάσπασης σύνθετου πυρήνα (διαδοχική εξάτμιση και σχάση) είναι συνηθισμένες για χαμηλές ενέργειες διέγερσης και σε υψηλές ενέργειες διέγερσης εξαφανίζονται και κυριαρχεί η πολυθραυσματοποίηση. Για αυτό το λόγο, ο υπολογισμός της πολυθραυσματοποίησης πρέπει να πραγματοποιηθεί σε αντιδράσεις θρυμματισμού. Το ονομαζόμενο στατιστικό μοντέλο πολυθραυσματοποίησης [8, 41-44] (SMM) συνδυάζει τις διεργασίες του σύνθετου πυρήνα σε χαμηλές ενέργειες και την πολυθραυσματοποίηση σε υψηλές ενέργειες.

Το SMM είναι ένας σύνθετος κώδικας αποδιέγερσης και βασίζεται στην

ανάλυση μιας πλούσιας πειραματικής φαινομενολογίας. Περιγράφει την παραγωγή θραυσμάτων και θεωρεί στατιστική ισορροπία όταν ένας θερμός πυρήνας διαστέλλεται σε περιοχή χαμηλής πυκνότητας. Το SMM θεωρεί όλα τα κανάλια διάσπασης τα οποία απαρτίζονται από νουκλεόνια και σύνθετα θραύσματα, και λαμβάνει υπόψη τους νόμους διατήρησης (ενέργεια E^* , μαζικό αριθμό A , ατομικό αριθμό Z, \dots). Εκτός από τα κανάλια διάσπασης του πολυκατακερματισμού, περιλαμβάνονται επίσης τα κανάλια του σύνθετου πυρήνα και επιτρέπεται ο ανταγωνισμός μεταξύ όλων των καναλιών. Με αυτό τον τρόπο το SMM περιγράφει τις διεργασίες της εξάτμισης και σχάσης που συμβαίνουν σε χαμηλή ενέργεια διέγερσης καθώς επίσης και τη μεταβατική περιοχή μεταξύ περιοχών χαμηλής και υψηλής ενέργειας αποδιέγερσης.

Στο μοντέλο οι ελαφρείς πυρήνες με μαζικό αριθμό $A \leq 4$ θεωρούνται ως στοιχειώδη σταθερά σωματιδία. Μόνο μεταφορικοί βαθμοί ελευθερίας αυτών των σωματιδίων συνεισφέρουν στην εντροπία του συστήματος [9]. Τα μεγάλα θραύσματα με $A \geq 4$ θεωρούνται ως θερμές πυρηνικές υγρές σταγόνες, ως εκ τούτου μπορεί κανείς να μελετήσει την συνύπαρξη του πυρηνικού υγρού – αερίου στον όγκο freeze-out (τελικός όγκος του διεσταλμένου πυρήνα). Οι μεμονωμένες ελεύθερες ενέργειες $F_{A,Z}$ είναι παραμετροποιημένες σαν ένα άθροισμα όρων όγκου, επιφανείας, με συνεισφορές ενέργειας Coulomb και συμμετρίας,

$$F_{A,Z} = F_{A,Z}^B + F_{A,Z}^S + E_{A,Z}^C + E_{A,Z}^{sym}$$

η συνεισφορά του όγκου δίνεται από $F_{A,Z}^B = (W_0 - T^2/\varepsilon_0)A$, όπου T είναι η θερμοκρασία, η παράμετρος ε_0 σχετίζεται με την πυκνότητα των ενεργειακών επιπέδων και $W_0 = 16MeV$ είναι η ενέργεια συνδέσεως άπειρου πυρηνικού υλικού. Η συνεισφορά της ενέργειας επιφανείας είναι $F_{A,Z}^S = B_0 A^{2/3} [(T_c^2 - T^2)/(T_c^2 + T^2)]^{5/4}$, όπου $B_0 = 18MeV$ είναι ο συντελεστής επιφανείας και $T_c = 18MeV$ είναι η κρίσιμη θερμοκρασία της συμμετρικής πυρηνικής ύλης. Τα παραγόμενα θραύσματα είναι θερμά, οπότε λαμβάνεται υπόψη η δευτερεύουσα αποδιέγερση. Η συνεισφορά της ενέργειας Coulomb

είναι $E_{A,Z}^C = c Z^2/A^{1/3}$, όπου $c = (3/5)(e^2/r_0)(1 - (\rho/\rho_0)^{1/3})$ είναι η παράμετρος που λήφθηκε από την προσέγγιση Wigner- Seitz, με μοναδιαίο φορτίο e , $r_0 = 1.17 fm$ και ρ_0 είναι η κανονική πυκνότητα πυρηνικής ύλης ($0.15 fm^{-3}$). Και τελικά $E_{A,Z}^{sym} = \gamma (A - 2Z)^2/A$ είναι ο όρος συμμετρίας, όπου $\gamma = 25 MeV$ είναι η παράμετρος της ενέργειας συμμετρίας. Αυτές οι παράμετροι είναι από τον τύπο του Bethe–Weizsäcker που αντιστοιχεί στη θεώρηση των απομονωμένων θραυσμάτων με κανονική πυκνότητα στη freeze-out διαμόρφωση. Αυτό το σύνολο παραμέτρων παρέχει μια ικανοποιητική περιγραφή των πειραματικών δεδομένων για τη multifragmentation.

Σε μικρές ενέργειες διέγερσης ο πρότυπος κώδικας του SMM χρησιμοποιεί το μικροκανονικό σύνολο για τον υπολογισμό του στατιστικού βάρους των καναλιών διάσπασης που ορίζεται ως

$$W_j \propto \exp\left(S_j(E^*, A, Z)\right)$$

όπου S_j είναι η εντροπία του συστήματος στο κανάλι j . Τα κανάλια διάσπασης επιλέγονται με τη μέθοδο Monte Carlo σύμφωνα με τα στατιστικά βάρη τους.

Το κανάλι σύνθετου πυρήνα είναι κυρίαρχο σε ενέργειες διέγερσης $E^* < 1-2 MeV/νουκλεόνιο$, και η πιθανότητα καναλιών διάσπασης με ταυτόχρονο σχηματισμό αρκετών θραυσμάτων στον όγκο freeze-out είναι αμελητέα. Σε $E^* < 2-3 MeV/νουκλεόνιο$ κυριαρχούν τα κανάλια σύνθετου πυρήνα. Σε υψηλότερες ενέργειες η πιθανότητα επιβίωσης τους πέφτει γρήγορα δίνοντας προτεραιότητα στην ταυτόχρονη διάσπαση σε αρκετά μεγάλα θραύσματα. Σε $E^* = 4 MeV/νουκλεόνιο$ κυριαρχεί πλήρως ο πολυθρυμματισμός ως προς τις διεργασίες του σύνθετου πυρήνα.

3.3 Μοντέλο CoMD (Constrained Molecular Dynamics)

Ο κώδικας CoMD είναι ένα ημι-κλασικό μικροσκοπικό θεωρητικό μοντέλο περιορισμένης μοριακής δυναμικής [10, 26] (constrained molecular dynamics) το οποίο περιγράφει την πλήρη δυναμική εξέλιξη μιας πυρηνικής διεργασίας. Αρχικά σχεδιάστηκε για αντιδράσεις κοντά και κάτω από την ενέργεια Fermi [38]. Ακολουθώντας τη γενική προσέγγιση του μοντέλου της κβαντικής μοριακής δυναμικής (QMD) [39], ο κώδικας CoMD περιγράφει τα νουκλεόνια σαν εντοπισμένα γκαουσιανά κυματοπακέτα που ικανοποιούν την αρχή αβεβαιότητας. Για κάθε νουκλεόνιο, η κυματοσυνάρτηση παριστάνεται από μια γκαουσιανή συνάρτηση εύρους σ_r στο χώρο των συντεταγμένων:

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

όπου $\langle r_i \rangle$ και $\langle p_i \rangle$ είναι τα κεντροειδή της θέσης και της ορμής κάθε νουκλεονίου i , αντίστοιχα.

Αγνοώντας την αντισυμμετρία, η ολική κυματοσυνάρτηση είναι το γινόμενο αυτών των μονο-σωματιδιακών κυματοσυναρτήσεων:

$$\Phi = \prod_i \varphi_i(\mathbf{r}) \quad (2)$$

Μια σύνδεση μεταξύ της κατανομής στο χώρο των φάσεων και της κυματοσυνάρτησης κάθε νουκλεονίου $\varphi_i(\mathbf{r})$ δίνεται από τη συνάρτηση κατανομής στο χώρο των φάσεων $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ για κάθε νουκλεόνιο, η οποία λαμβάνεται από το μετασχηματισμό του Wigner φ_i :

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \int d^3 \mathbf{s} \varphi_i^*(\mathbf{r} - \mathbf{s}/2) \varphi_i(\mathbf{r} + \mathbf{s}/2) \exp(i\mathbf{p} \cdot \mathbf{s}) \quad (3)$$

η οποία με τη γκαουσιανή συνάρτηση δίνει:

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

Η συνάρτηση κατανομής στο χώρο των φάσεων για N-σωματίδια είναι το άθροισμα των μονο-σωματιδιακών συναρτήσεων κατανομής f_i :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \sum_i f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \quad (5)$$

Παρατηρούμε ότι σ_r είναι ένας πραγματικός αριθμός στην προσέγγιση του QMD και η συνάρτηση κατανομής f_i παράγει την ελάχιστη σχέση αβεβαιότητας $\sigma_r \sigma_p = \hbar/2$ στο μονο-σωματιδιακό χώρο των φάσεων.

Στην παρούσα εφαρμογή του CoMD, πήραμε τη διασπορά της ορμής σ_p σαν μια παράμετρο όπως αυτή στο χώρο των θέσεων. Με αυτή την υπόθεση η συνάρτηση κατανομής στο χώρο των φάσεων για κάθε νουκλεόνιο παίρνει τη μορφή:

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{1}{(2\pi\sigma_r\sigma_p)^3} \exp \left[\frac{-(\mathbf{r} - \langle \mathbf{r}_i \rangle)^2}{2\sigma_r^2} - \frac{2\sigma_r^2(\mathbf{p} - \langle \mathbf{p}_i \rangle)^2}{2\sigma_p^2} \right] \quad (6)$$

Παρατηρούμε ότι αυτή η συνάρτηση κατανομής μπορεί να θεωρηθεί ως μια γενίκευση της κλασικής συνάρτησης κατανομής που περιγράφει τα σωματίδια σαν σημεία:

$$f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \delta(\mathbf{r} - \langle \mathbf{r}_i \rangle) \delta(\mathbf{p} - \langle \mathbf{p}_i \rangle).$$

Οι συναρτήσεις κατανομής $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ και $f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ είναι οι φυσικές ποσότητες που μας ενδιαφέρουν από τις οποίες υπολογίζουμε όλα τα σχετικά παρατηρήσιμα μεγέθη. Η εξίσωση κίνησης των κεντροειδών $\langle \mathbf{r}_i \rangle$ και $\langle \mathbf{p}_i \rangle$ εξάγεται από τη χρονικά εξαρτώμενη εξίσωση του Schrödinger χρησιμοποιώντας τη χρονικά εξαρτώμενη variational principle και οδηγεί στις σχέσεις:

$$\langle \dot{\mathbf{r}}_i \rangle = \frac{\partial H}{\partial \langle \mathbf{p}_i \rangle} \quad (7)$$

$$\langle \dot{\mathbf{p}}_i \rangle = \frac{-\partial H}{\partial \langle \mathbf{r}_i \rangle}$$

Παρατηρούμε ότι με τη γκαουσιανή περιγραφή των μονο-σωματιδιακών κυματοσυναρτήσεων, η χρονικά εξαρτημένη εξίσωση του Schrödinger N-σωματιδίων οδηγεί στις (κλασικές) εξισώσεις κίνησης Hamilton για τα κεντροειδή των κυματοπακέτων των νουκλεονίων.

Στην προσέγγιση του CoMD, η συνολική ενέργεια H για A σωματίδια με μάζα m περιέχει την κινητική ενέργεια και την αλληλεπίδραση νουκλεονίων:

$$H = \sum_i \left(\frac{\langle \mathbf{p}_i \rangle^2}{2m} \right) + A \frac{3\mathbf{p}_p^2}{2m} + V_{eff} \quad (8)$$

Ο δεύτερος όρος προκύπτει από το γκαουσιανό εύρος στο χώρο των ορμών και αφού είναι σταθερός, παραλείπεται από τους υπολογισμούς στο CoMD. Στο CoMD χρησιμοποιούμε μια απλοποιημένη αλληλεπίδραση νουκλεονίου-νουκλεονίου τύπου Skyrme που οδηγεί σε μια δυναμική ενέργεια V_{eff} με τους ακόλουθους όρους:

$$V_{eff} = V^{vol} + V^{(3)} + V^{sym} + V^{surf} + V^{Coul} \quad (9)$$

Το ολοκλήρωμα της υπέρθεσης (ή πυκνότητα αλληλεπίδρασης) ρ_{ij} ορίζεται ως:

$$\rho_{ij} \equiv \int d^3 r_i d^3 r_j \rho_i(\mathbf{r}_i) \rho_j(\mathbf{r}_j) \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \quad (10)$$

με την πυκνότητα του νουκλεονίου i : ρ_i

$$\rho_i \equiv \int d^3 p f_i(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \quad (11)$$

Οι όροι της αλληλεπίδρασης από την εξ. (9) είναι αντίστοιχα, ο όρος του όγκου μεταξύ δυο σωματιδίων, ο όρος τριών σωματιδίων, το δυναμικό συμμετρίας, ο όρος επιφάνειας και όρος Coulomb και μπορούν να γραφούν:

$$V^{vol} = \frac{t_0}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} \rho_{i,j}, \quad (12)$$

$$V^{(3)} = \frac{t_3}{(\mu + 1)(\rho_0)^\mu} \sum_{i,j \neq i} \rho_{ij}^\mu \quad (13)$$

$$V^{sym} = \frac{a_{sym}}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} [2\delta_{\tau_i, \tau_j} - 1] \rho_{i,j}, \quad (14)$$

$$V^{surf} = \frac{C_s}{2\rho_0} \sum_{i,j \neq i} \nabla_{\langle r_i \rangle}^2 (\rho_{ij}), \quad (15)$$

$$V^{Coul} = \frac{1}{2} \sum_{i,j \neq i} \left(\frac{e^2}{|\langle \mathbf{r}_i \rangle - \langle \mathbf{r}_j \rangle|} \right) \operatorname{erf} \left(\frac{|\langle \mathbf{r}_i \rangle - \langle \mathbf{r}_j \rangle|}{2\sigma_r^2} \right) \quad (16)$$

Στις παραπάνω σχέσεις το τ_i συμβολίζει το βαθμό ελευθερίας της z συνιστώσας του i σοςπιν του νουκλεονίου. Οι τιμές των παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν παραπάνω είναι: $\sigma_r = 1.15 fm$, $\sigma_p/\hbar = 0.435 fm^{-1}$, $t_0 = -356 MeV$, $t_3 = 303 MeV$, $\mu = 7/6$, $a_{sym} = 32 MeV$, $C_s = -0.33 MeV fm^2$, $\rho_0 = 0.165 \text{ νουκλεόνιο}/fm^3$.

Στην αναφορά [10] η τιμή του C_{sup} ήταν 0.0, με την οποία έγινε η προσομοίωση των αντιδράσεων σχάσης ^{238}U και ^{232}Th της ανωτέρω δημοσιεύσεως. Στην παρούσα εργασία, μετά από διεξοδική προσπάθεια μεταβολής του C_{sup} , καταλήξαμε ότι για να περιγράψουμε τις ενεργές διατομές σχάσης σ_f και ενεργές διατομές υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων σ_{res} , οι τιμές του C_{sup} φαίνονται στον πίνακα 1.

Πίνακας 1. Παράμετρος επιφανείας συναρτήσεϊ της σχασιμότητας

| | CN | Z^2/A | C_{sup} |
|----------------------------|------------------------|---------|-----------|
| $p + ^{238}_{92}\text{U}$ | $^{239}_{93}\text{Pa}$ | 36.18 | -0.15 |
| $p + ^{208}_{82}\text{Pb}$ | $^{209}_{83}\text{Bi}$ | 32.96 | -0.25 |
| $p + ^{197}_{79}\text{Au}$ | $^{198}_{80}\text{Hg}$ | 32.33 | -0.25 |
| $p + ^{181}_{73}\text{Tl}$ | $^{182}_{74}\text{W}$ | 30.08 | -0.35 |

Το μοντέλο του CoMD περιλαμβάνει την απαγορευτική αρχή του Pauli η οποία εφαρμόζεται σε κάθε χρονικό βήμα της (κλασσικής) εξέλιξης του συστήματος. Επιβάλλει ένα περιορισμό στη θέση κατάληψης κάθε νουκλεονίου στο χώρο των φάσεων και διατηρεί, με ένα στοχαστικό τρόπο, τη φερμιονική φύση της κίνησης των νουκλεονίων στο εξελισσόμενο πυρηνικό σύστημα. Η αφετηρία του περιορισμού είναι η συνθήκη:

$$\bar{f}_i \leq 1 \quad (17)$$

όπου

$$\bar{f}_i \equiv \sum_j \delta_{\tau_i, \tau_j} \delta_{s_i, s_j} \int_{h^3} f_j(\mathbf{r}, \mathbf{p}) d^3\mathbf{r} d^3\mathbf{p} \quad (18)$$

Τα s_i είναι η προβολή του spin στον άξονα z κάθε νουκλεονίου i . Η ολοκλήρωση πραγματοποιείται σε έναν υπερκύβο όγκου h^3 στο χώρο των φάσεων γύρω από το σημείο $(\langle \mathbf{r}_i \rangle, \langle \mathbf{p}_i \rangle)$ με τιμές $\sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\sigma_r \sigma_p}} \sigma_r$ και $\sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\sigma_r \sigma_p}} \sigma_p$ στο χώρο των θέσεων και των ορμών, αντίστοιχα. Σε κάθε χρονικό βήμα και για κάθε σωματίδιο i ελέγχεται η κατάληψη στο χώρο των φάσεων \bar{f}_i . Αν \bar{f}_i έχει τιμή μεγαλύτερη από 1, τότε καθορίζεται ένα σύνολο K_i των πλησιέστερων σωματιδίων (συμπεριλαμβανομένου και του σωματιδίου i) με αποστάσεις $3\sigma_r$ και $3\sigma_p$ στο χώρο των φάσεων. Τότε οι ορμές των σωματιδίων που ανήκουν στο σύνολο K_i αλλάζουν με τέτοιο τρόπο έτσι ώστε να διατηρείται η συνολική ορμή και κινητική ενέργεια του καινούριου δείγματος που δημιουργείται (ελαστική σκέδαση πολλών σωματιδίων). Το νέο δείγμα είναι αποδεκτό μόνο αν μειώσει την κατάληψη στο χώρο των φάσεων \bar{f}_i .

Οι μικρής εμβέλειας (απωστικές) αλληλεπιδράσεις νουκλεονίου-νουκλεονίου περιγράφονται σαν μεμονωμένες συγκρούσεις νουκλεονίου-νουκλεονίου που διέπονται από την ενεργό διατομή σκεδάσεως νουκλεονίου-νουκλεονίου, το διαθέσιμο χώρο των φάσεων, την αρχή Pauli, όπως συνήθως εφαρμόζεται στους κώδικες μεταφοράς. Σε κάθε σύγκρουση νουκλεονίου-νουκλεονίου, η πιθανότητα κατάληψης υπολογίζεται μετά την ελαστική

σκέδαση και αν είναι μικρότερη από 1 για κάθε μέλος του ζεύγους νουκλεονίου-νουκλεονίου, η σύγκρουση είναι αποδεκτή, αλλιώς απορρίπτεται.

Παρατηρούμε ότι το ισοβαθμωτό (isoscalar) μέρος της δραστηρικής αλληλεπίδρασης της εξ. (9) με τις παραπάνω παραμέτρους αντιστοιχεί σε μια συμπίεστικότητα πυρηνικής ύλης της τάξης του $K = 200$ (μαλακή καταστατική εξίσωση (equation of state) ,EOS) για άπειρη πυρηνική ύλη. Επιπλέον, το ισοδιανυσματικό (isovector) μέρος του δυναμικού, δηλ. ο όρος V^{sym} [εξ.(14)], είναι ανάλογο της πυκνότητας [40] και το ονομάζουμε “κανονικό” δυναμικό συμμετρίας. Επίσης χρησιμοποιήσαμε το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας, το οποίο είναι ανάλογο στη δύναμη $\frac{1}{2}$ της πυκνότητας. Αυτό το δυναμικό λαμβάνεται από την παραπάνω έκφραση V^{sym} πολλαπλασιασμένο με τον παράγοντα μορφής $(\rho_0/\rho)^{1/2}$.

Για κάθε γεγονός, η παράμετρος σύγκρουσης (impact parameter) επιλέχθηκε στο εύρος $b = 0-7$ fm, ακολουθώντας τριγωνική κατανομή. Κάθε γεγονός θα ακολουθείται μέχρι τα 15000 fm/c (5.0×10^{-20} s). Οι συντεταγμένες του χώρου των φάσεων καταγράφονται κάθε 100 fm/c. Σε κάθε χρονικό βήμα, τα θραύσματα αναγνωρίζονται με τη μέθοδο ελάχιστης έκτασης (minimum spanning tree method) και οι ιδιότητες τους καταγράφονται. Ο κώδικας θεωρεί ότι τα νουκλεόνια που έχουν σχετική απόσταση μικρότερη από 2.4 fm ανήκουν στο ίδιο θραύσμα. Από αυτή την καταγραφή, παίρνουμε πληροφορίες για την εξέλιξη του συστήματος κατά τη διάρκεια της αντίδρασης και για τις ιδιότητες των θραυσμάτων που προκύπτουν. Για τη σχάση αναφέρουμε ότι ως χρόνο σχάσης θεωρούμε ($t_{fission}$) το χρονικό διάστημα μεταξύ της εμφύτευσης του πρωτονίου στον πυρήνα στόχο και την εμφάνιση των δυο θραυσμάτων σχάσης. Επιτρέψαμε έναν πρόσθετο χρόνο 5000 fm/c μετά τη διαίρεση για να αποδιεγερθούν τα εκκολαπτόμενα θραύσματα της σχάσης. Για κάθε γεγονός, οι ιδιότητες των θραυσμάτων σχάσης καταγράφονται και μελετώνται 5000 fm/c μετά τη διάσχιση [10].

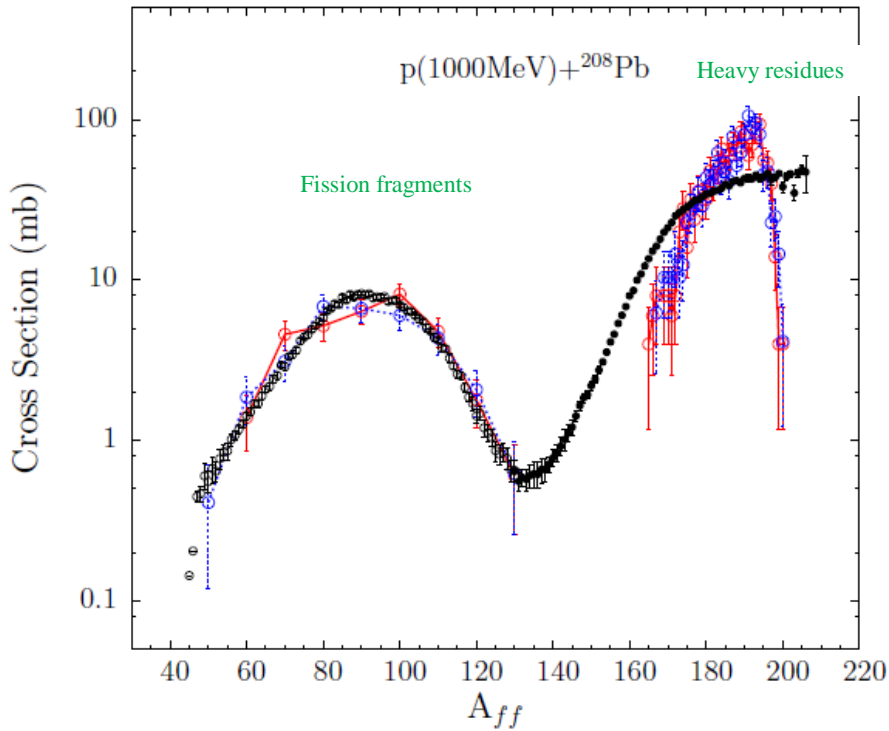
Κεφάλαιο 4

Αποτελέσματα

Στο παρόν κεφάλαιο περιγράφονται τα αποτελέσματα της παρούσας ερευνητικής εργασίας στην οποία χρησιμοποιήσαμε τον κώδικα CoMD για να προσομοιώσουμε αντιδράσεις κατακερματισμού που επάγονται από πρωτόνιο ενδιάμεσων και υψηλών ενεργειών πάνω σε βαρείς πυρήνες, όπως ^{238}U , ^{208}Pb , ^{181}Ta και ^{197}Au . Υπολογίστηκαν κατανομές μαζών και επιλεγμένοι συσχετισμοί μεταξύ της ενέργειας πρωτονίου και ενεργού διατομής, των λόγων της ενεργού διατομής σχάσης (fission) προς την ενεργό διατομή υπολείμματος πυρήνα (fission cross section/residue cross section), της ολικής ενέργειας των θραυσμάτων, του χρόνου σχάσης και πολλαπλοτήτων νετρονίων και πρωτονίων πριν και μετά τη σχάση.

4.1 Κατανομές μαζών

Στο σχήμα 4.1.1 παρουσιάζονται οι κατανομές μαζών για την αντίδραση του πυρήνα ^{208}Pb από πρωτόνιο σε ενέργεια 1000 MeV, χρησιμοποιώντας το κανονικό και το μαλακό δυναμικό συμμετρίας. Τα κόκκινα σημεία αντιπροσωπεύουν το κανονικό “standard” δυναμικό συμμετρίας, τα μπλε το μαλακό “soft” δυναμικό συμμετρίας και τα μαύρα σημεία τα πειραματικά δεδομένα από τους T. Enqvist et al [11]. Στο σχήμα 4.1.1 διακρίνονται δυο περιοχές μαζικών αριθμών, η μια περιοχή αριστερά έχει τα θραύσματα σχάσης (fission fragments) και δεξιά βρίσκονται τα υπολείμματα βαρέων πυρήνων (heavy residues) με μαζικούς αριθμούς κοντά στο μαζικό αριθμό του πυρήνα στόχου. Παρατηρούμε ότι οι υπολογισμοί με το CoMD είναι γενικά σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα [11]. Φαίνεται ότι υπάρχει κάποια απόκλιση από τα πειραματικά δεδομένα στην περιοχή με τα υπολείμματα βαρέων πυρήνων. Επίσης οι δυο επιλογές δυναμικού συμμετρίας δεν φαίνεται να διαφέρουν σημαντικά.

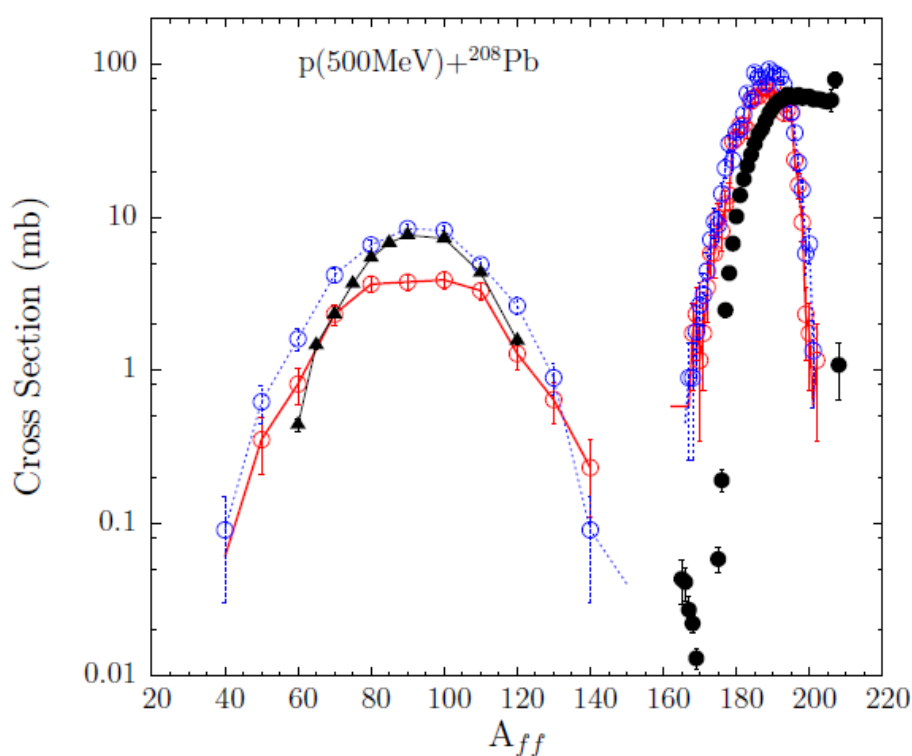


Σχήμα 4.1.1. Κατανομές μαζών των θραυσμάτων σχάσης και υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων (residue) από την αντίδραση $p(1000 \text{ MeV}) + {}^{208}\text{Pb}$. Μαύρα σημεία: πειραματικά δεδομένα [11], κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.1.2. παρουσιάζονται οι κατανομές μαζών της αντίδρασης $p(500 \text{ MeV})$ πάνω σε ${}^{208}\text{Pb}$, χρησιμοποιώντας πάλι το κανονικό και το μαλακό δυναμικό συμμετρίας. Κατά παρόμοιο τρόπο διακρίνονται δυο περιοχές μαζικών αριθμών και παρατηρούμε ότι οι κατανομές των μαζών από τον κώδικα CoMD στην περιοχή των θραυσμάτων σχάσης έχουν κάποιες αποκλίσεις από τα πειραματικά δεδομένα [12]. Οι υπολογισμοί με το κανονικό δυναμικό είναι πιο κάτω από τα πειραματικά δεδομένα, υποδεικνύοντας ότι υποεκτιμούν τις πειραματικές ενεργές διατομές ενώ οι υπολογισμοί με το μαλακό δυναμικό είναι λίγο πιο ψηλά από τα πειραματικά, δηλ. υπερεκτιμούν τα πειραματικά.

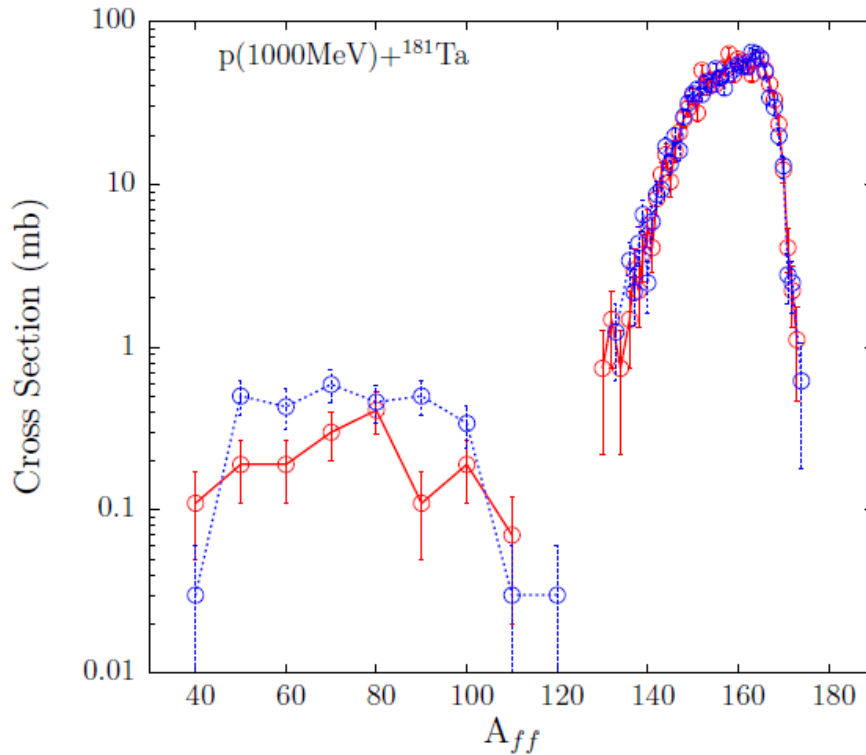
Υποθέτουμε ότι μπορούμε να πετύχουμε καλύτερη συμφωνία των υπολογισμών με τα πειραματικά δεδομένα για τα υπολείμματα βαρέων πυρήνων (heavy residues), αν παρατείνουμε τη χρονική εξέλιξη των υπολογισμών μας για μεγαλύτερο χρόνο από 15.000 fm/c, ο οποίος είναι ο

συνολικός χρόνος που τρέξαμε τους υπολογισμούς μας. Κατά αυτό τον τρόπο, θα δινόταν η δυνατότητα στα υπολείμματα βαρέων πυρήνων (heavy residues) να αποδιεγερθούν πλήρως και η καμπύλη της κατανομής μαζών θα διευρυνόταν.



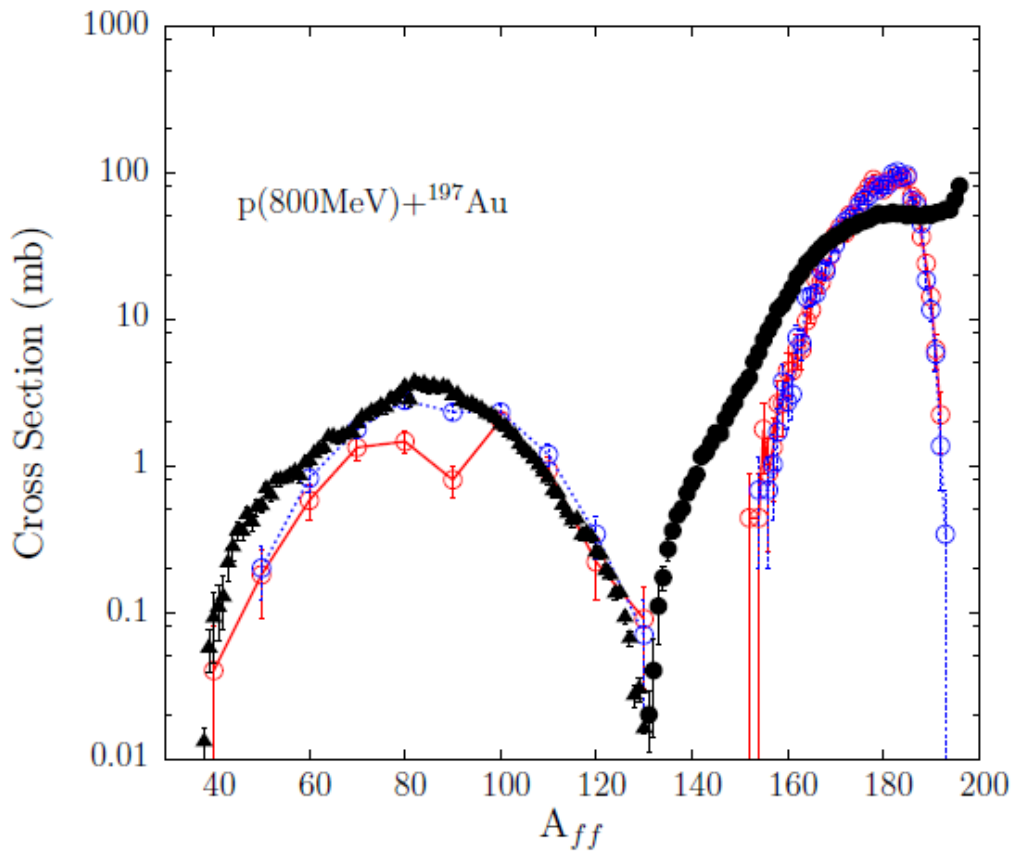
Σχήμα 4.1.2. Κατανομές μαζών συναρτήσει ενεργών διατομών των θραυσμάτων σχάσης από την αντίδραση $p(500\text{ MeV}) + {}^{208}\text{Pb}$. Μαύρα τρίγωνα: πειραματικά δεδομένα [12], μαύροι κύκλοι: πειραματικά δεδομένα [13], κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Επίσης στην περιοχή των βαρέων θραυσμάτων παρατηρούμε ότι υπολογισμοί με το CoMD είναι σε γενική συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα [13], ενώ οι δυο επιλογές δυναμικού δεν διαφέρουν σημαντικά μεταξύ τους.



Σχήμα 4.1.3. Κατανομές μαζών θραυσμάτων σχάσης και βαρέων υπολειμμάτων πυρήνων από την αντίδραση $p + {}^{181}\text{Ta}$ στα 1000 MeV που έγιναν με τον κώδικα CoMD. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.1.3 παρουσιάζονται οι κατανομές μαζών των θραυσμάτων σχάσης και των βαρέων υπολειμμάτων πυρήνων της αντίδρασης $p + {}^{181}\text{Ta}$ στα 1000 MeV. Από το σχήμα βλέπουμε ότι τα θραύσματα σχάσης βρίσκονται στην περιοχή με τους μικρότερους μαζικούς αριθμούς, ενώ τα βαρέα υπολείμματα πυρήνων έχουν μαζικούς αριθμούς κοντά στο μαζικό αριθμό του πυρήνα στόχου. Παρατηρούμε ότι στην περιοχή των θραυσμάτων σχάσης το κανονικό δυναμικό συμμετρίας βρίσκεται πιο κάτω από το μαλακό δυναμικό συμμετρίας, ενώ στην περιοχή των βαρέων υπολειμμάτων πυρήνων οι δυο επιλογές δυναμικού συμμετρίας συμπίπτουν μεταξύ τους. Να σημειώσουμε ότι για αυτή την αντίδραση δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα.

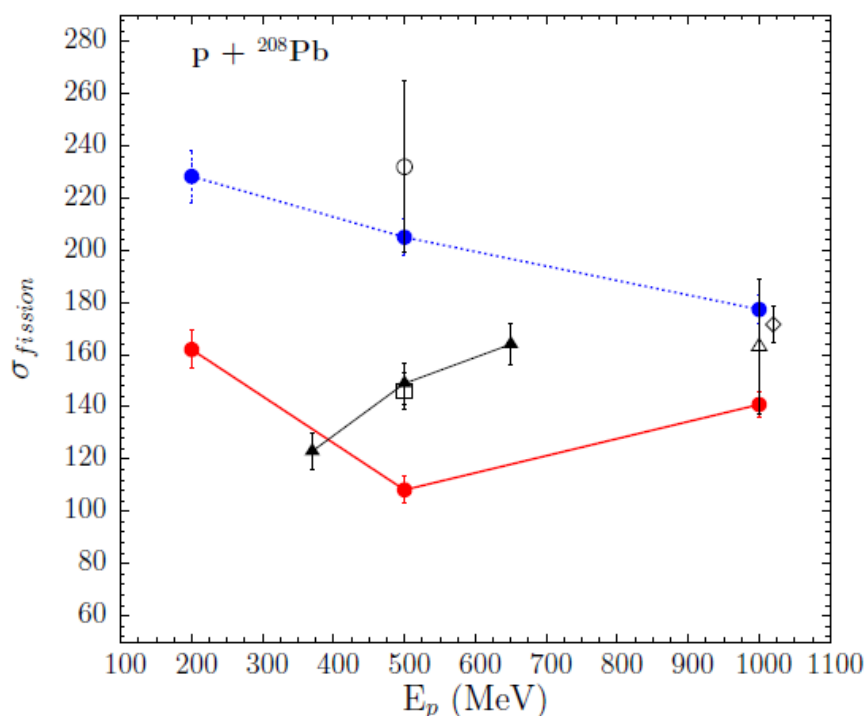


Σχήμα 4.1.4. Κατανομές μαζών θραυσμάτων σχάσης και υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων από την αντίδραση $p + {}^{197}\text{Au}$ στα 800 MeV που έγιναν με τον κώδικα CoMD. Πειραματικά δεδομένα: μαύρα τρίγωνα: [21], μαύροι κύκλοι: [22]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού “standard” δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού “soft” δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.1.4 παρουσιάζονται οι κατανομές μαζών των θραυσμάτων σχάσης και των βαρέων υπολειμμάτων πυρήνων της αντίδρασης $p + {}^{197}\text{Au}$ στα 800 MeV. Από το σχήμα βλέπουμε ότι τα θραύσματα σχάσης βρίσκονται στην περιοχή με τους μικρότερους μαζικούς αριθμούς, ενώ τα βαρέα υπολείμματα πυρήνων έχουν μαζικούς αριθμούς κοντά στο μαζικό αριθμό του πυρήνα στόχου. Παρατηρούμε ότι στην περιοχή των θραυσμάτων σχάσης οι υπολογισμοί του CoMD είναι σε συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα [21], ενώ στην περιοχή των βαρέων υπολειμμάτων πυρήνων υπάρχει απόκλιση από τα πειραματικά δεδομένα [22].

4.2 Συσχετίσεις διάφορων χαρακτηριστικών των θραυσμάτων σχάσης με την ενέργεια διέγερσης

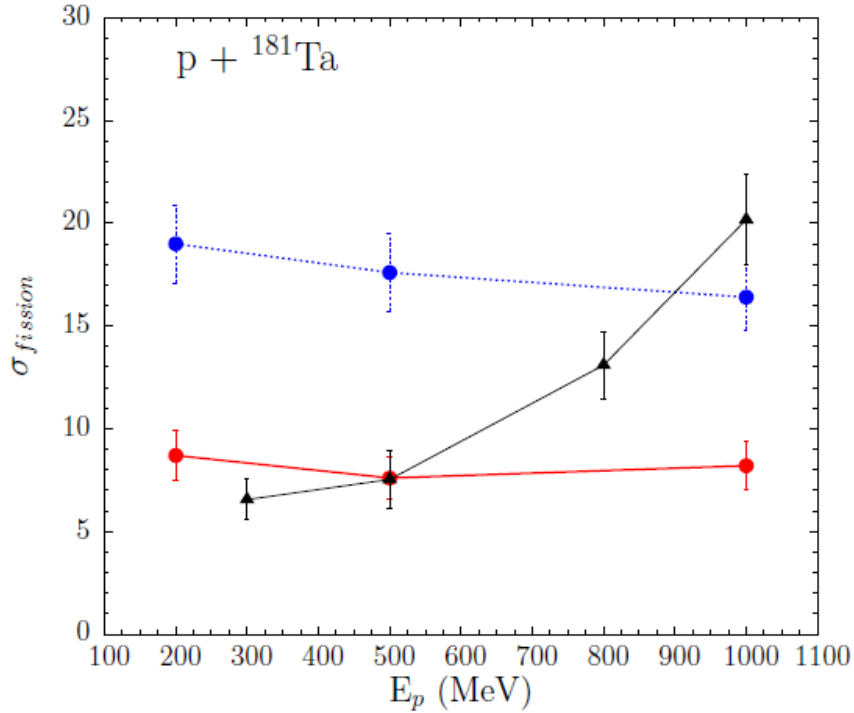
4.2.1 Ενεργές διατομές σχάσης (fission cross-section) και λόγος ενεργής διατομής σχάσης προς ενεργή διατομή υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων (ratio fission to residue cross section)



Σχήμα 4.2.1. Ενεργές διατομές σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + {}^{208}\text{Pb}$ στα 200, 500 και 1000 MeV, που υπολογίστηκαν με τον κώδικα CoMD και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα: μαύρα τρίγωνα [14], ανοιχτό τρίγωνο [15], ανοιχτός κύκλος [16], ανοιχτό τετράγωνο [17], ρόμβος: συστηματική του Prokofiev [3]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

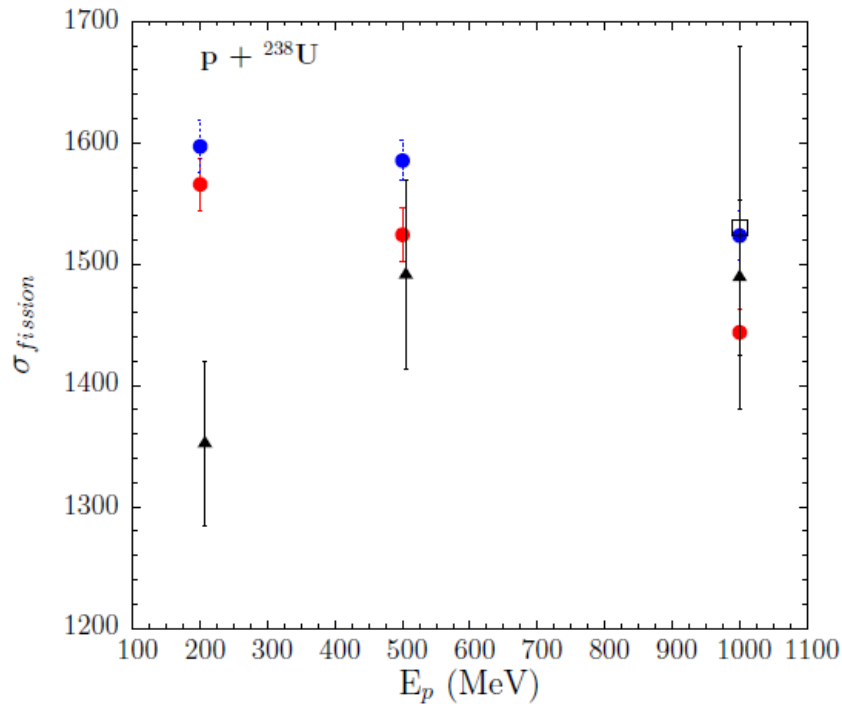
Στο σχήμα 4.2.1. παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές σε συνάρτηση με τις ενέργειες του πρωτονίου για το ${}^{208}\text{Pb}$ που υπολογίστηκαν από τον κώδικα CoMD και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα από τη βιβλιογραφία. Επίσης τα συγκρίνουμε με προβλέψεις που λήφθηκαν με τη συστηματική του

A.V. Prokofiev [3]. Παρατηρούμε ότι οι υπολογισμοί με το CoMD έχουν κάποιες διαφορές με τα πειραματικά δεδομένα και κάποιες ομοιότητες. Παρατηρούμε ότι οι ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν με το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας από τα 200 – 1000 MeV μειώνονται καθώς αυξάνεται η ενέργεια του πρωτονίου, το οποίο συμφωνεί με την τάση των πειραματικών δεδομένων. Στα 500 MeV οι υπολογισμοί με το CoMD με το “κανονικό” δυναμικό συμμετρίας (108.2 ± 5.1 mb) παρουσιάζουν διαφορές με τα πειραματικά δεδομένα του B. Fernandez et al. [16] (232 ± 33 mb) , J. L. Rodriguez et al. [14] (149 ± 8) και με τον K. -H. Schmidt et al. [17] (146 ± 7 mb) ενώ με το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας βρίσκονται μέσα στο εύρος του σφάλματος των δεδομένων του B. Fernandez et al. [16]. Αντίθετα στα 1000 MeV οι υπολογισμοί με τον CoMD είναι σε καλή συμφωνία με τη συστηματική του Prokofiev [18] και μέσα στη μπάρα του σφάλματος των μετρήσεων των T. Ehnqvist et al. [15]. Από το σχήμα φαίνεται ότι οι ενεργές διατομές με κανονικό δυναμικό συμμετρίας από τα 200 στα 500 MeV μειώνονται ενώ από τα 500 – 1000 MeV αυξάνονται.



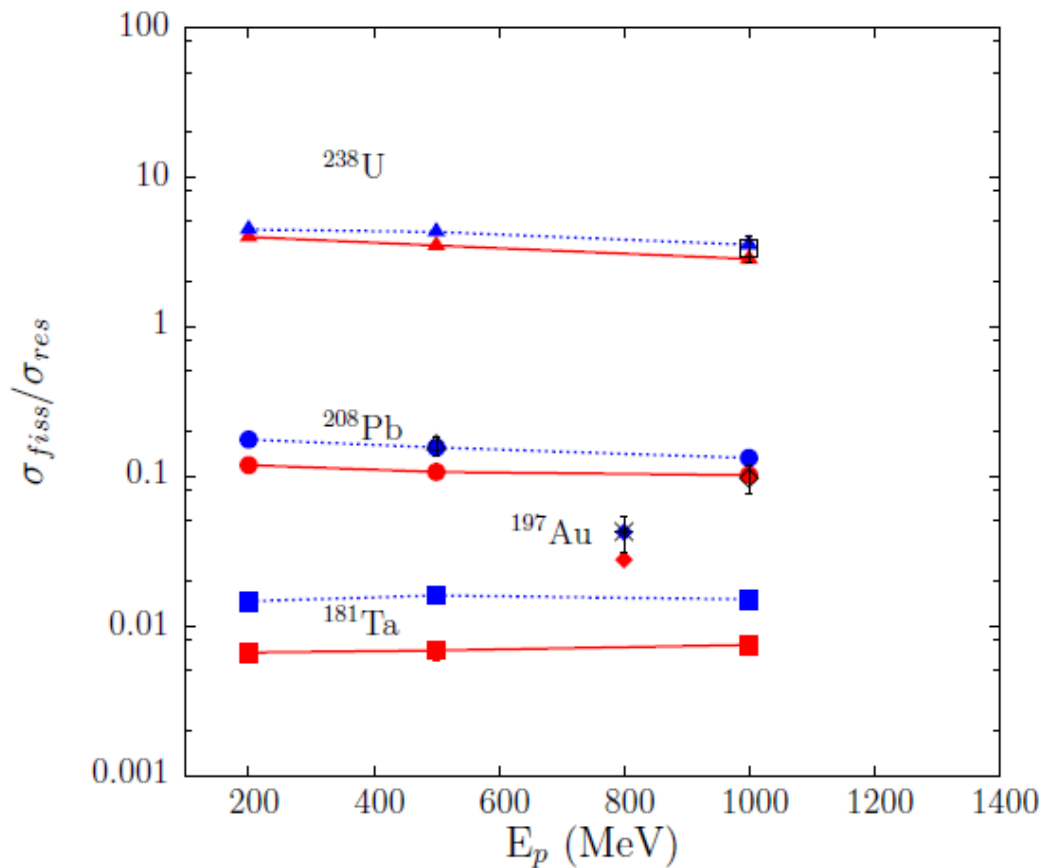
Σχήμα 4.2.2. Ενεργές διατομές σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για τις αντιδράσεις $p + {}^{181}\text{Ta}$ στα 200, 500 και 1000 MeV, που υπολογίστηκαν με τον κώδικα CoMD και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα: Μαύρα τρίγωνα [7]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.2.2. παρουσιάζονται οι ενεργές διατομές σε συνάρτηση με τις ενέργειες του πρωτονίου για το ${}^{181}\text{Ta}$ που υπολογίστηκαν από τον κώδικα CoMD και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Παρατηρούμε ότι οι υπολογισμοί με το CoMD έχουν κάποιες διαφορές με τα πειραματικά δεδομένα και κάποιες ομοιότητες. Παρατηρούμε ότι στο εύρος ενεργειών 200-1000 MeV οι ενεργές διατομές που υπολογίστηκαν με το “μαλακό” δυναμικό μειώνονται ελαφρά, ενώ με το “κανονικό” δυναμικό παρουσιάζουν μια σταθερότητα. Στα 500 MeV οι υπολογισμοί του CoMD με το “κανονικό” δυναμικό συμμετρίας (7.6 ± 1 mb) είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα του Y. Ayyad et al. [7], ενώ με το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας (17.6 ± 1.9) παρουσιάζουν αποκλίσεις από τα πειραματικά δεδομένα. Αντίθετα στα 1000 MeV οι υπολογισμοί του CoMD με το “κανονικό” δυναμικό συμμετρίας (8.2 ± 1.2 mb) έχουν αρκετή απόκλιση από τα δεδομένα [7], ενώ με το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας (16.4 ± 1.6) είναι σε συμφωνία.



Σχήμα 4.2.3. Ενεργές διατομές σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου στα 200, 500 και 1000 MeV για το ^{238}U , που υπολογίστηκαν με τον κώδικα CoMD και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα: μαύρα τρίγωνα [18], ανοιχτό τετράγωνο [19]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.2.3. κάνουμε σύγκριση των ενεργών διατομών που υπολογίστηκαν από τον κώδικα CoMD με τα πειραματικά δεδομένα [18] και [19]. Αρχικά παρατηρούμε ότι στα 200 MeV οι υπολογισμοί με το CoMD είναι πάνω από τα πειραματικά δεδομένα [18]. Στη συνέχεια φαίνεται ότι στα 500 MeV το “κανονικό” δυναμικό συμμετρίας είναι σε συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα [18], ενώ οι υπολογισμοί με το “μαλακό” δυναμικό βρίσκεται πιο ψηλά. Στα 1000 MeV παρατηρούμε ότι το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας είναι σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα [19], ενώ το “κανονικό” δυναμικό συμμετρίας είναι πιο κάτω από τα πειραματικά δεδομένα [18], [19], αλλά βρίσκεται μέσα στα όρια αβεβαιότητας του σφάλματος του [18].



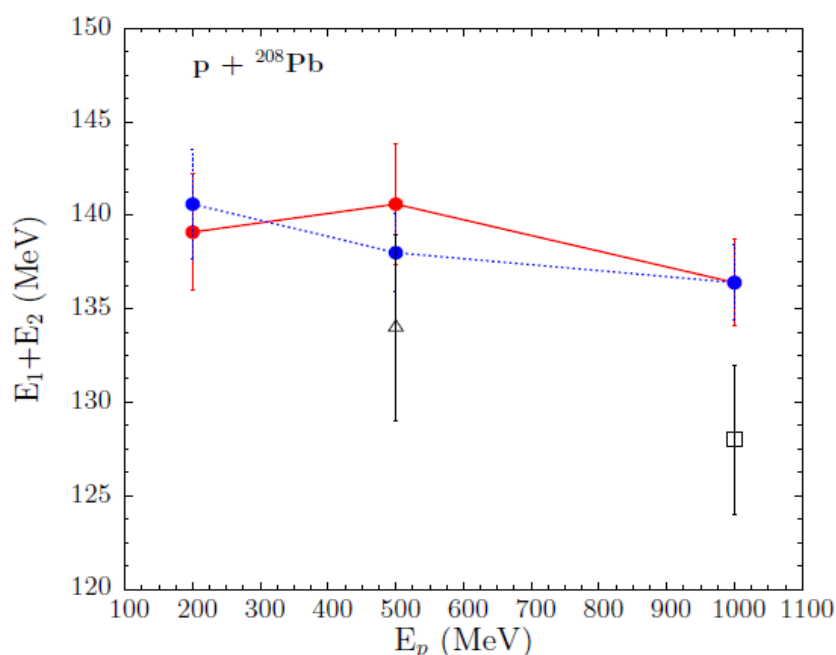
Σχήμα 4.2.4. Λόγος ενεργής διατομής σχάσης προς ενεργή διατομή υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων σε συνάρτηση με την ενέργεια πρωτονίου στα 200, 500 και 1000 MeV για τους πυρήνες στόχους ^{238}U , ^{208}Pb , ^{181}Ta και ^{197}Au στα 800 MeV που υπολογίστηκαν σύμφωνα με τον κώδικα CoMD και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα: ανοιχτό τετράγωνο [19], ανοιχτό τρίγωνο [16], ρόμβος [11], αστέρι [20, 22]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.2.4. παρουσιάζεται ο λόγος της ενεργού διατομής σχάσης προς την ενεργή διατομή υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων (heavy residues) σαν συνάρτηση της ενέργειας πρωτονίου για τους πυρήνες στόχους ^{238}U , ^{208}Pb , ^{181}Ta στα 200, 500 MeV, 1000 MeV και ^{197}Au στα 800 MeV. Τα αποτελέσματα υπολογίστηκαν από τον κώδικα CoMD και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Αρχικά παρατηρούμε ότι ο λόγος του ^{238}U είναι περίπου 8, το οποίο σημαίνει ότι έχει μεγαλύτερη πιθανότητα να κάνει σχάση από ότι εξάτμιση (evaporation) αφήνοντας υπολείμματα βαρέων πυρήνων. Να επισημάνουμε ότι η τιμή αυτή επιβεβαιώνει την υψηλή σχασιμότητα του ^{238}U . Ο λόγος της ενεργού διατομής σχάσης προς την ενεργή διατομή

υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων (heavy residues) που υπολογίστηκε από το CoMD για το ^{238}U στα 1000 MeV συγκρίνεται με τα πειραματικά δεδομένα του M. Bernas et al. (3.33 ± 0.2) [19] και παρατηρούμε ότι είναι σε πολύ καλή συμφωνία. Στη συνέχεια παρουσιάζεται ο λόγος της ενεργού διατομής σχάσης προς την ενεργό διατομή υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων για το ^{208}Pb που υπολογίστηκε από τον κώδικα CoMD και είναι περίπου 10%. Αυτό δείχνει τη μέτρια σχασιμότητα του πυρήνα ^{208}Pb . Όπως φαίνεται, είναι σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα του B. Fernandez et al. [16] στα 500 MeV και του T. Engvist et al. [11] στα 1000 MeV. Στη συνέχεια παρουσιάζεται ο λόγος των ενεργών διατομών του ^{197}Au σε 800 MeV ενέργεια πρωτονίου και είναι περίπου 6%. Αυτό απεικονίζει ότι η σχασιμότητα του ^{197}Au είναι λίγο μεγαλύτερη από του ^{181}Ta και μικρότερη από του ^{208}Pb . Όπως φαίνεται, συγκρίνεται με τα πειραματικά δεδομένα [20, 22] και οι υπολογισμοί του CoMD με το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τα δεδομένα. Μετά παρουσιάζεται ο λόγος του ^{181}Ta που υπολογίστηκε από τον κώδικα του CoMD και είναι περίπου 1%. Αυτό δείχνει τη χαμηλή σχασιμότητα του πυρήνα αυτού και την υψηλή πιθανότητα να υποστεί εξάτμιση αφήνοντας υπολείμματα βαρέων πυρήνων. Να επισημάνουμε ότι πειραματικά δεδομένα εδώ δεν υπάρχουν. Παρατηρούμε ότι στο ενεργειακό εύρος 200 – 1000 MeV η αναλογία ενεργών διατομών και για τους τρεις πυρήνες παρουσιάζει μια σταθερότητα, για το ^{238}U μειώνεται κατά ένα παράγοντα ~ 2 .

Ακόμη θα ήθελα να αναφέρω ότι με το μοντέλο του CoMD υπολογίστηκαν οι ενεργές διατομές συναρτήσει της ενέργειας του πρωτονίου για τον πυρήνα του ^{197}Au στα 800 MeV. Οι υπολογισμοί με το “κανονικό” δυναμικό συμμετρίας είναι 41.2 ± 3 mb και με το “μαλακό” δυναμικό είναι 62.0 ± 3.2 mb. Σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα του J. Benlliure et al. [20] (73 ± 10 mb) οι υπολογισμοί του CoMD είναι πιο κάτω.

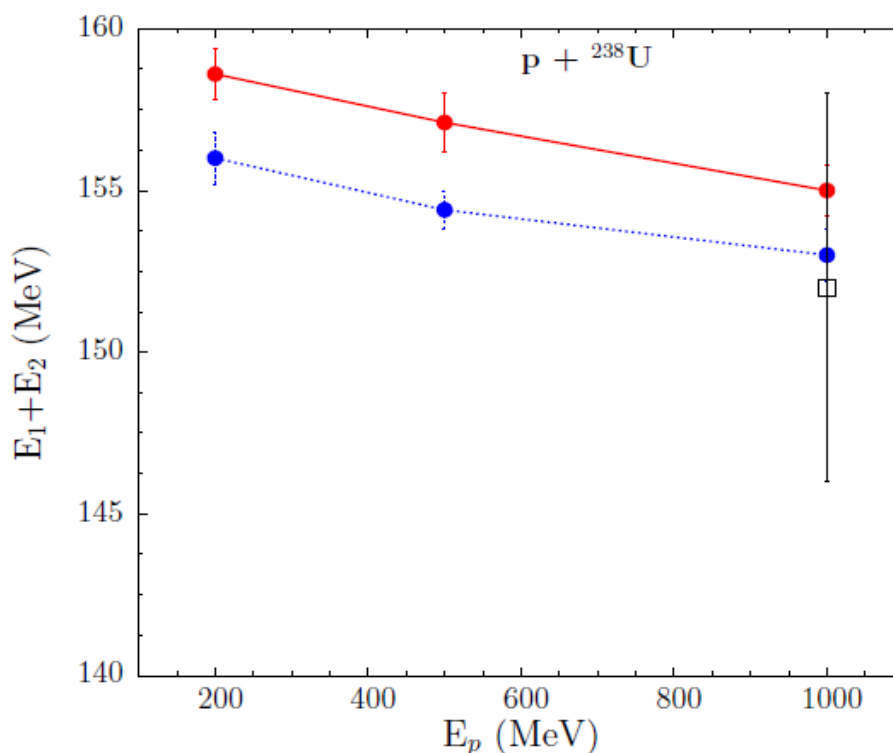
4.2.2 Μέση κινητική ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης



Σχήμα 4.2.5 Μέση κινητική ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για τις αντιδράσεις $p + {}^{208}\text{Pb}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα: ανοιχτό τρίγωνο [16], ανοιχτό τετράγωνο [11]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.2.5. απεικονίζεται η μέση κινητική ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης σαν συνάρτηση της ενέργειας του πρωτονίου για την αντίδραση $p + {}^{208}\text{Pb}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD σε χρόνο 8000 fm/c μετά τη διάσχιση του πυρήνα και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Αρχικά φαίνεται ότι η μέση κινητική ενέργεια των θραυσμάτων από τα 200 – 1000 MeV μειώνεται. Στη συνέχεια παρατηρούμε ότι στα 500 MeV οι υπολογισμοί με τον κώδικα CoMD είναι πιο πάνω από τα πειραματικά δεδομένα [16] και ότι τα αποτελέσματα με το “κανονικό” δυναμικό συμμετρίας είναι μεγαλύτερο από το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας. Στα 1000 MeV φαίνεται ότι τα αποτελέσματα με το “κανονικό” και το “μαλακό” δυναμικό

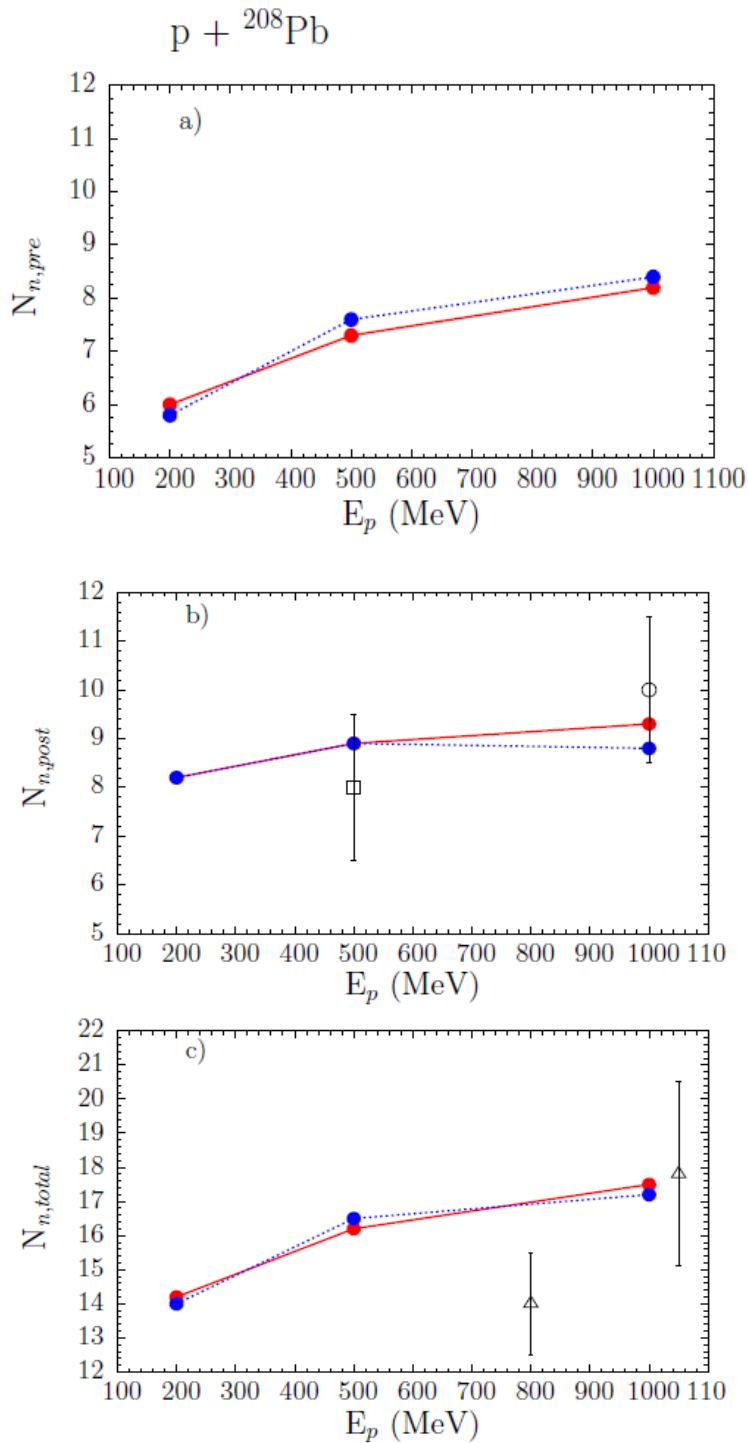
συμμετρίας συμπίπτουν αλλά διαφέρουν κατά 8 MeV από τα πειραματικά δεδομένα [11]. Από την ανάλυση αυτή διαπιστώνεται ότι αυξάνοντας την ενέργεια του πρωτονίου η μέση κινητική ενέργεια των θραυσμάτων μειώνεται και στους υπολογισμούς του CoMD και στα πειραματικά δεδομένα. Αυτό μπορεί να εξηγηθεί λόγω του ότι αυξάνοντας την ενέργεια του πρωτονίου εκπέμπονται περισσότερα νετρόνια και πρωτόνια κατά τη διάρκεια της πρόσκρουσης στον πυρήνα, με αποτέλεσμα να μειώνεται το φορτίο του πυρήνα και η απώση Coulomb μεταξύ των θραυσμάτων. Επίσης παρατηρούμε ότι όταν επιλέγουμε το μαλακό δυναμικό μεταξύ των δυο επιλογών της ενέργειας συμμετρίας, η ενέργεια των θραυσμάτων μειώνεται.



Σχήμα 4.2.6. Μέση κινητική ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + {}^{238}\text{U}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα: ανοιχτό τετράγωνο [19]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας

Στο σχήμα 4.2.6. παριστάνεται η μέση κινητική ενέργεια των θραυσμάτων σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + {}^{238}\text{U}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD σε χρόνο 8000 fm/c μετά τη διάσχιση του πυρήνα και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα. Από το σχήμα φαίνεται ότι καθώς αυξάνεται η ενέργεια του πρωτονίου, από τα 200 στα 1000 MeV, η μέση κινητική ενέργεια των θραυσμάτων ελαττώνεται. Παρατηρούμε ότι οι υπολογισμοί του CoMD με το “μαλακό” δυναμικό είναι σε συμφωνία με τα δεδομένα [19] και με το “κανονικό” δυναμικό είναι μέσα στην αβεβαιότητα του σφάλματος των πειραματικών δεδομένων του M. Bernas et al. (152 ± 6 MeV) [19] στα 1000 MeV. Επίσης η κινητική ενέργεια των θραυσμάτων με την επιλογή του μαλακού δυναμικού είναι μικρότερη από το κανονικό δυναμικό.

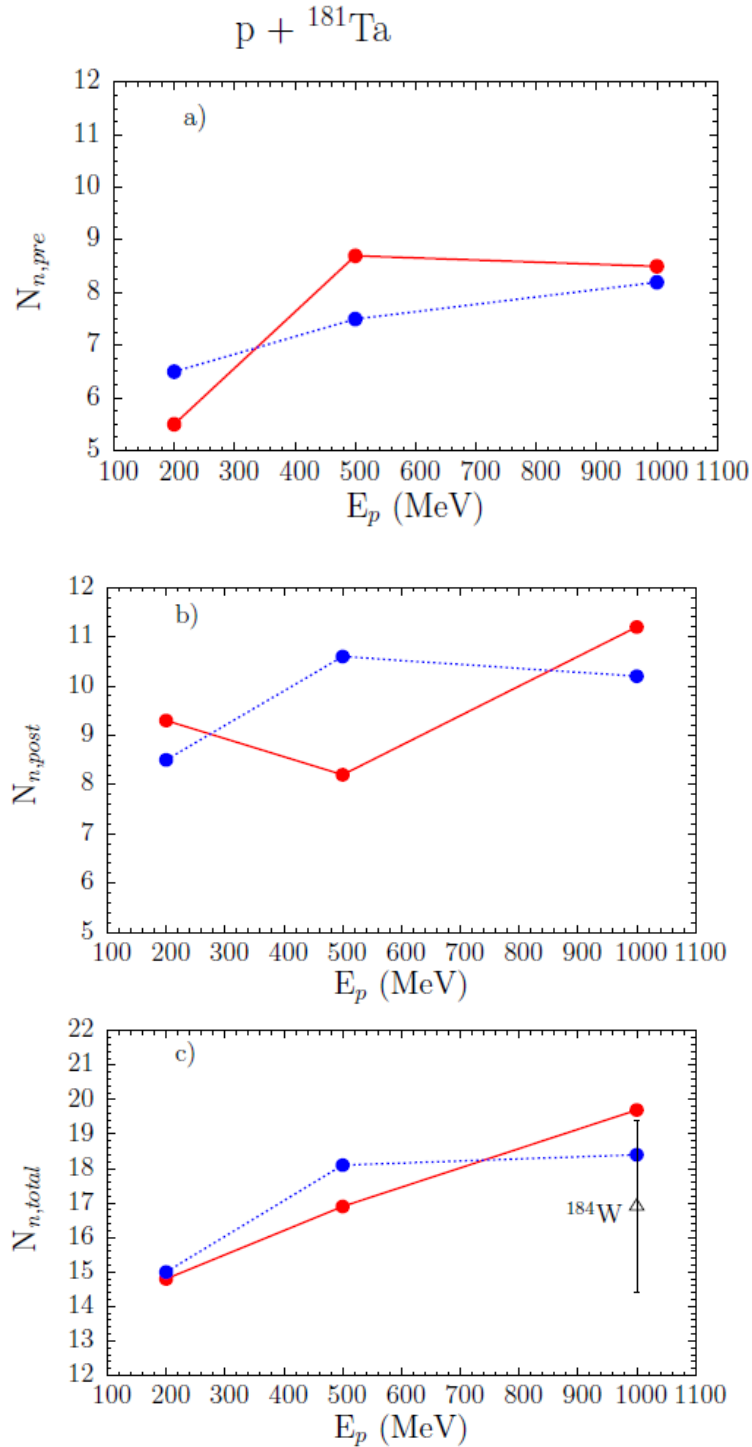
4.2.3 Πολλαπλότητα νετρονίων



Σχήμα 4.2.7. a) πολλαπλότητα νετρονίων πριν τη σχάση, b) πολλαπλότητα νετρονίων μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα νετρονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για τις αντιδράσεις $p + {}^{208}\text{Pb}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα: ανοιχτό τετράγωνο [16],

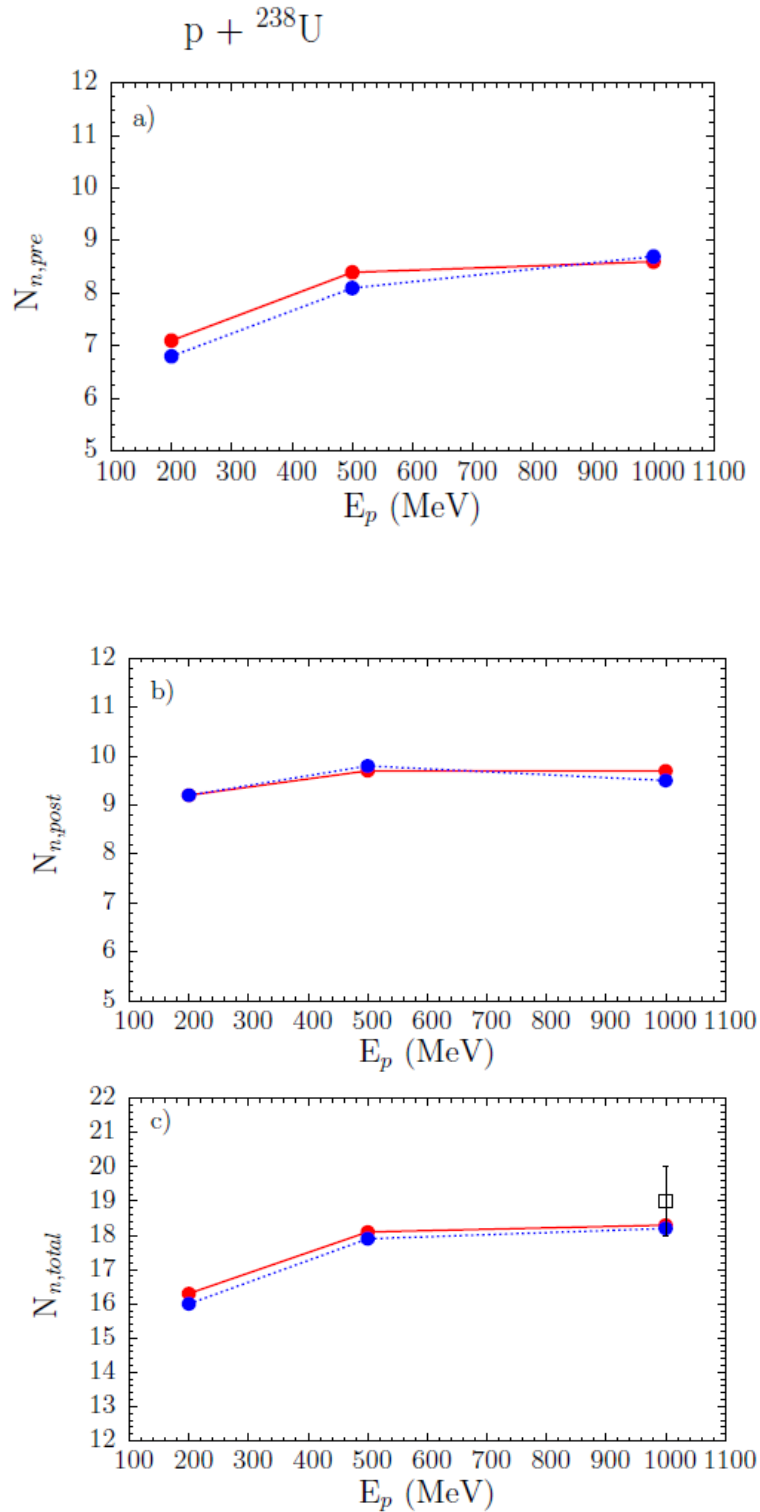
ανοιχτό κύκλος [11], ανοιχτό τρίγωνο [15]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.2.7. παρουσιάζεται a) η πολλαπλότητα νετρονίων πριν τη σχάση, b) η πολλαπλότητα νετρονίων μετά τη σχάση και c) η ολική πολλαπλότητα νετρονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για τις αντιδράσεις $p + {}^{208}\text{Pb}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Στο σχήμα a) παρατηρούμε ότι ο αριθμός των νετρονίων που εκπέμπονται πριν τη σχάση αυξάνεται, καθώς αυξάνεται η ενέργεια του πρωτονίου. Από τους υπολογισμούς του CoMD τα νετρόνια που εκπέμπονται κυμαίνονται από 6 στα 200 MeV μέχρι 8 στα 1000 MeV. Στο σχήμα b) ο αριθμός των νετρονίων που εκπέμπονται μετά τη σχάση από τους υπολογισμούς του CoMD είναι 8 στα 200 MeV και κατά μέσο όρο 9 και στις τρεις ενέργειες. Παρατηρούμε ότι στα 500 MeV στους υπολογισμούς του CoMD οι δυο επιλογές του δυναμικού συμπίπτουν, ενώ βρίσκονται ουσιαστικά σε συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα [16]. Στα 1000 MeV φαίνεται ότι τα αποτελέσματα με το κανονικό δυναμικό είναι μεγαλύτερο από το μαλακό δυναμικό, ενώ βρίσκονται μέσα στην αβεβαιότητα του σφάλματος των πειραματικών δεδομένων [11]. Στο σχήμα c) ο συνολικός αριθμός νετρονίων που εκπέμπονται κατά μέσο όρο είναι 16-17, ενώ παρουσιάζονται τα πειραματικά δεδομένα [15] στα 800 MeV και 1200 MeV. Σχετικά με το συνολικό αριθμό νετρονίων που υπολογίζονται από τον CoMD στα 1000 MeV μπορούμε να πούμε ότι είναι περίπου ίσος με τον αριθμό νετρονίων που μετρήθηκαν από τους S. Leray et al. [15] στα 1200 MeV. Ακόμη παρατηρούμε ότι σταδιακά αυξάνεται ο συνολικός αριθμός των νετρονίων καθώς αυξάνεται η ενέργεια του πρωτονίου.



Σχήμα 4.2.8. a) πολλαπλότητα νετρονίων πριν τη σχάση, b) πολλαπλότητα νετρονίων μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα νετρονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + {}^{181}\text{Ta}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα: ανοιχτό τρίγωνο [15]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.2.8. παρουσιάζεται η πολλαπλότητα νετρονίων για την αντίδραση $p + {}^{181}\text{Ta}$ στα 200, 500 και 1000 MeV a) πριν τη σχάση, b) μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα νετρονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου. Στο σχήμα a) ο αριθμός των νετρονίων που εκπέμπονται πριν τη σχάση είναι κατά μέσο όρο 8 από τους υπολογισμούς του CoMD. Παρατηρούμε ότι όταν επιλέγουμε με το “κανονικό” δυναμικό συμμετρίας παράγονται περισσότερα νετρόνια από ότι με το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και ότι υπάρχει μια απότομη αύξηση από τα 200 στα 500 MeV και μια ελαφρά ελάττωση μέχρι τα 1000 MeV. Στο σχήμα b) παρατηρούμε ότι καθώς αυξάνεται η ενέργεια του πρωτονίου, η πολλαπλότητα των νετρονίων με την επιλογή του “κανονικού δυναμικού συμμετρίας μειώνεται απότομα από τα 200 στα 500 MeV και στη συνέχεια αυξάνεται, ενώ συμβαίνει το αντίθετο με το μαλακό δυναμικό συμμετρίας. Κατά μέσο όρο ο αριθμός των νετρονίων που παράγονται μετά τη σχάση είναι περίπου 10, από τους υπολογισμούς του CoMD. Στο σχήμα c) παρουσιάζεται ο συνολικός αριθμός νετρονίων, που υπολογίστηκε από τον κώδικα CoMD και είναι κατά μέσο όρο 18. Επίσης υπάρχει ένα πειραματικό δεδομένο του ${}^{184}\text{W}$ από τους S. Leray et al. [15] στα 1200 MeV, αλλά για λόγους ομοιομορφίας το παριστάνουμε στα 1000 MeV. Από το σχήμα φαίνεται ο συνολικός αριθμός νετρονίων με το κανονικό δυναμικό συμμετρίας παρουσιάζει μια αυξητική τάση, καθώς αυξάνει η ενέργεια του πρωτονίου, ενώ το μαλακό δυναμικό αυξάνεται από τα 200 μέχρι τα 500 MeV και είναι σχεδόν σταθερό μέχρι τα 1000 MeV. Επίσης βρίσκεται μέσα στην αβεβαιότητα του σφάλματος των πειραματικών δεδομένων [15].

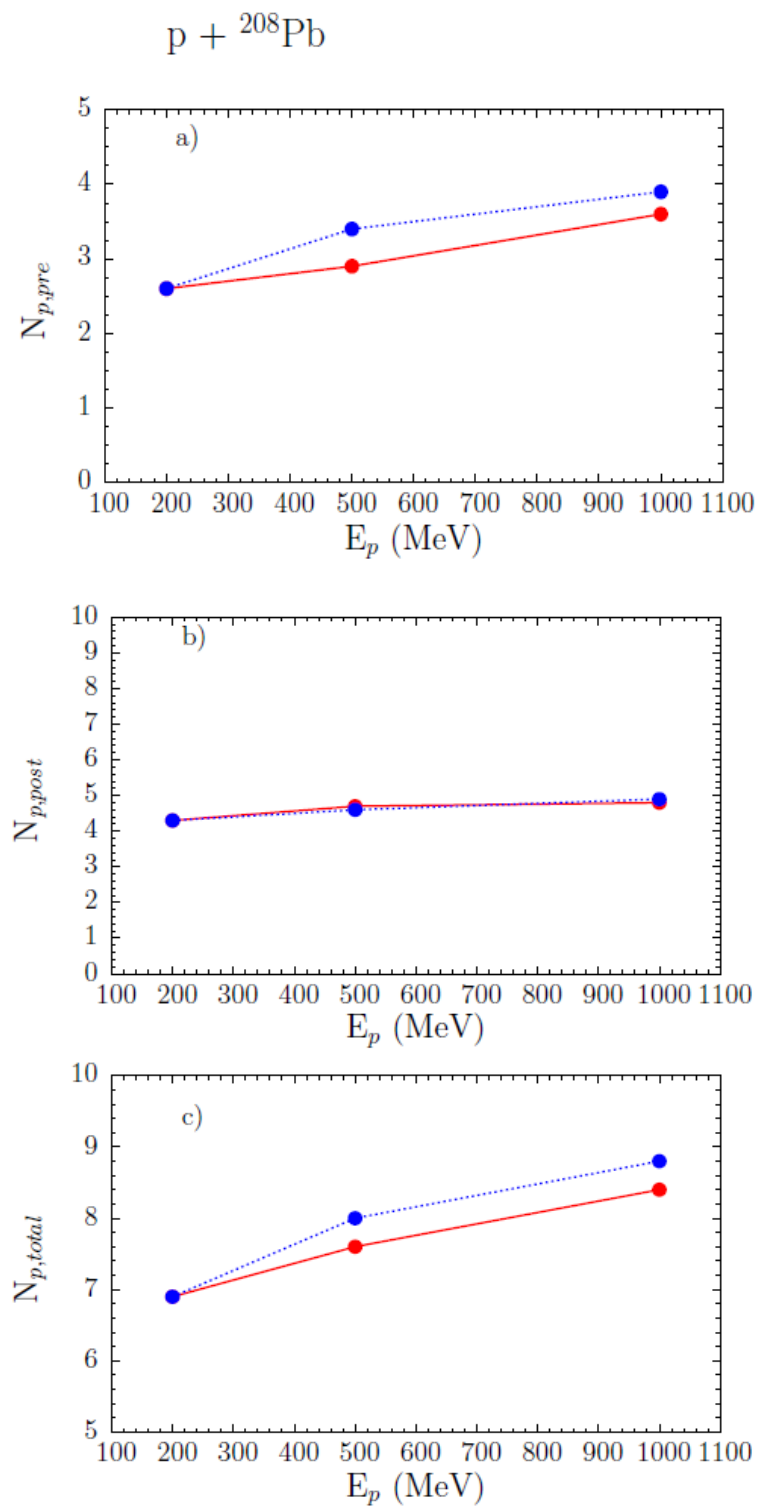


Σχήμα 4.2.9. a) πολλαπλότητα νετρονίων πριν τη σχάση, b) πολλαπλότητα νετρονίων μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα νετρονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου στα 200, 500 και 1000 MeV για τον πυρήνα στόχο του ${}^{238}\text{U}$. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα: ανοιχτό τετράγωνο

[19]. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.2.9. παρουσιάζεται η πολλαπλότητα νετρονίων στα 200, 500 και 1000 MeV για τον πυρήνα του ^{238}U a) πριν τη σχάση, b) μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα νετρονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου. Στο σχήμα a) παριστάνεται ο αριθμός των νετρονίων που εκπέμπονται πριν τη σχάση και παρατηρούμε ότι αυξάνεται καθώς αυξάνουμε την ενέργεια του πρωτονίου. Τα αποτελέσματα αυτά υπολογίστηκαν από τον κώδικα του CoMD. Παρατηρούμε ότι το “κανονικό” δυναμικό συμμετρίας είναι πιο πάνω από το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας. Στο σχήμα b) παρουσιάζεται ο αριθμός των νετρονίων που εκπέμπεται μετά τη σχάση, που υπολογίστηκε από τον κώδικα του CoMD με τις δυο επιλογές των δυναμικών. Αρχικά παρατηρούμε μια αύξηση στον αριθμό των νετρονίων από τα 200 μέχρι τα 500 MeV και μετά μια σταθερότητα έως τα 1000 MeV. Στο σχήμα c) παρουσιάζεται ο συνολικός αριθμός νετρονίων, που υπολογίστηκε από τον κώδικα CoMD και ξεκινάει από 16 μέχρι 18 στα 1000 MeV. Στα 1000 MeV τα αποτελέσματα του κώδικα CoMD είναι σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα των M. Bernas et al. [19].

4.2.4 Πολλαπλότητα πρωτονίων

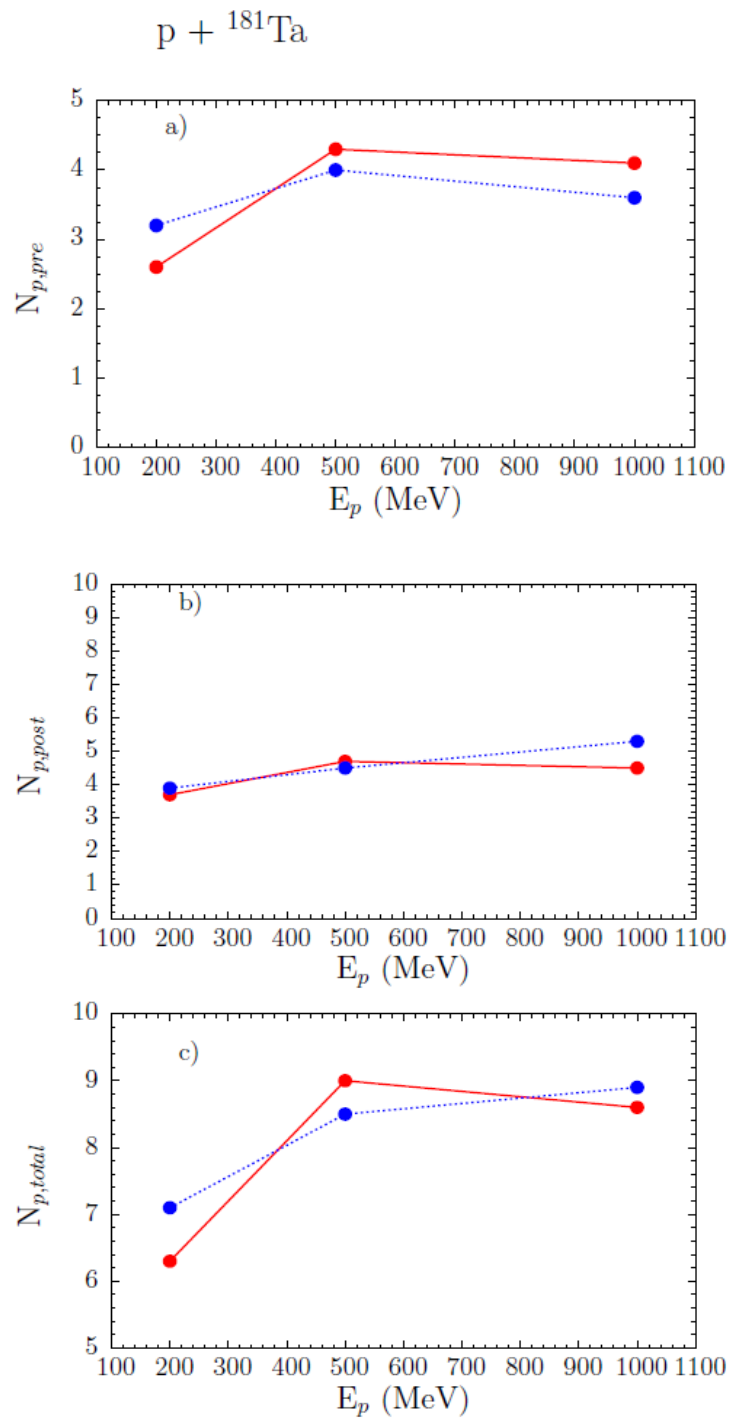


Σχήμα 4.2.10. a) Πολλαπλότητα πρωτονίων πριν τη σχάση, b) πολλαπλότητα πρωτονίων μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα πρωτονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + {}^{208}\text{Pb}$ στα 200, 500 και 1000 MeV.

Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

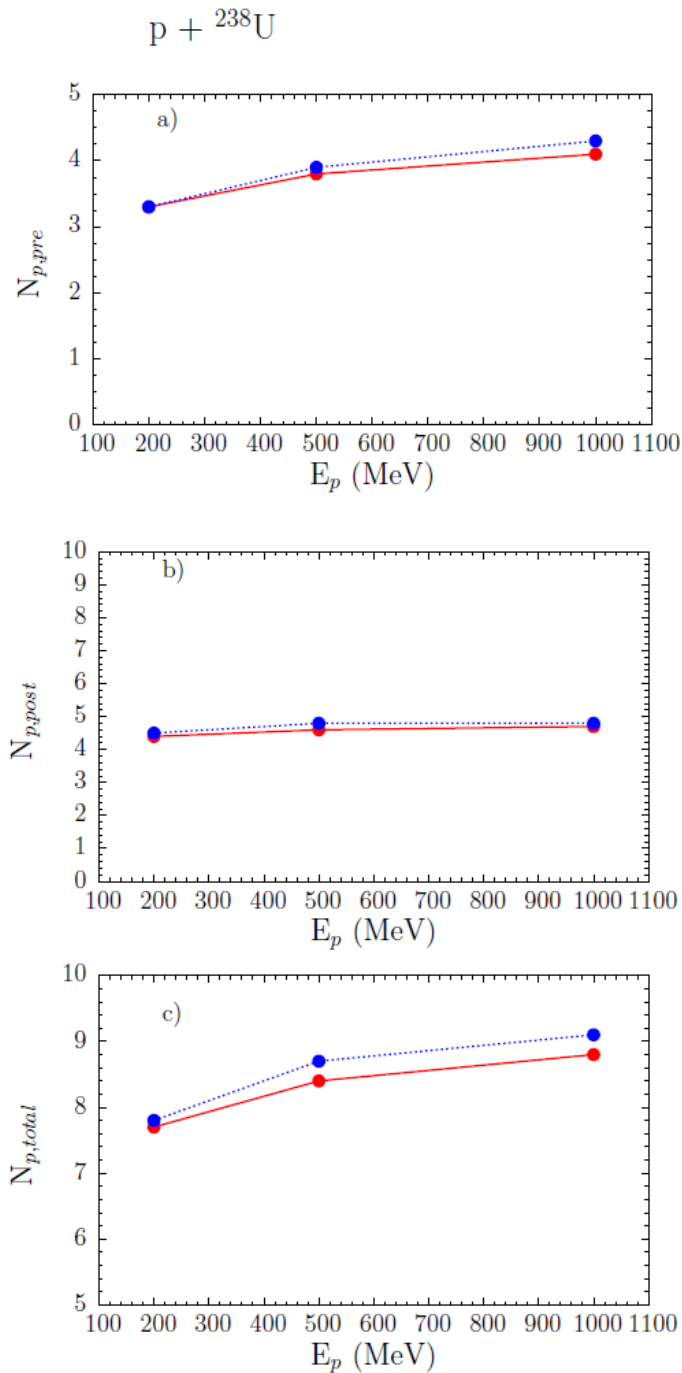
Εκτός από την εκτεταμένη εκπομπή νετρονίων πριν και μετά τη σχάση, ο κώδικας CoMD υπολογίζει και την εκπομπή πρωτονίων την οποία θα συζητήσουμε στη συνέχεια.

Στο σχήμα 4.2.10. παρουσιάζεται η πολλαπλότητα των πρωτονίων σαν συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου a) πριν τη σχάση, b) μετά τη σχάση και c) η ολική πολλαπλότητα πρωτονίων για τις αντιδράσεις $p + {}^{208}\text{Pb}$ στα 200, 500 και 1000 MeV, που υπολογίστηκαν από τον κώδικα CoMD. Στο σχήμα a) ο αριθμός των πρωτονίων που εκπέμπονται πριν τη σχάση, σύμφωνα με τους υπολογισμούς του CoMD είναι κατά μέσο όρο 3.5. Παρατηρούμε ότι τα αποτελέσματα με το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας είναι μεγαλύτερο από το “κανονικό” δυναμικό συμμετρίας και ότι ο αριθμός των πρωτονίων πριν τη σχάση αυξάνεται σταδιακά με την αύξηση της ενέργειας του προσπίπτοντος πρωτονίου. Στο σχήμα b) παρουσιάζεται ο αριθμός των πρωτονίων που παράγονται μετά τη σχάση από τον κώδικα CoMD και είναι περίπου 4-5. Παρατηρούμε ότι ο αριθμός των πρωτονίων είναι σταθερός και για τις τρεις ενέργειες. Στο σχήμα c) απεικονίζεται ο συνολικός αριθμός πρωτονίων και είναι κατά μέσο όρο 8. Παρατηρούμε ότι όταν επιλέγουμε το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας παράγονται περισσότερα πρωτόνια από ότι με το “κανονικό” δυναμικό. Ακόμη φαίνεται ότι καθώς αυξάνεται η ενέργεια του πρωτονίου, παράγονται περισσότερα πρωτόνια.



Σχήμα 4.2.11. a) Πολλαπλότητα πρωτονίων πριν τη σχάση, b) πολλαπλότητα πρωτονίων μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα πρωτονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + {}^{181}\text{Ta}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.2.11. παρουσιάζεται η πολλαπλότητα των πρωτονίων σαν συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου a) πριν τη σχάση, b) μετά τη σχάση και c) η ολική πολλαπλότητα πρωτονίων για τις αντιδράσεις $p + {}^{181}\text{Ta}$ στα 200, 500 και 1000 MeV, που υπολογίστηκαν από τον κώδικα CoMD. Στο σχήμα a) ο αριθμός των πρωτονίων που εκπέμπονται πριν τη σχάση, σύμφωνα με τους υπολογισμούς του CoMD είναι κατά μέσο όρο 4. Παρατηρούμε ότι το “κανονικό” δυναμικό συμμετρίας είναι μεγαλύτερο από το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας και ότι από τα 200 μέχρι τα 500 MeV παρουσιάζει μια αύξηση και μετά μια μέχρι τα 1000 MeV μια μείωση. Στο σχήμα b) παρουσιάζεται ο αριθμός των πρωτονίων που παράγονται μετά τη σχάση από τον κώδικα CoMD και είναι κατά μέσο όρο 4,5. Στο σχήμα c) απεικονίζεται ο συνολικός αριθμός πρωτονίων και κυμαίνεται από 8-9. Παρατηρούμε ότι όταν αυξάνουμε την ενέργεια του πρωτονίου, ο αριθμός των πρωτονίων αυξάνεται από τα 200 - 500 MeV, ενώ μέχρι τα 1000 MeV το “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας αυξάνεται και το “κανονικό” δυναμικό μειώνεται.

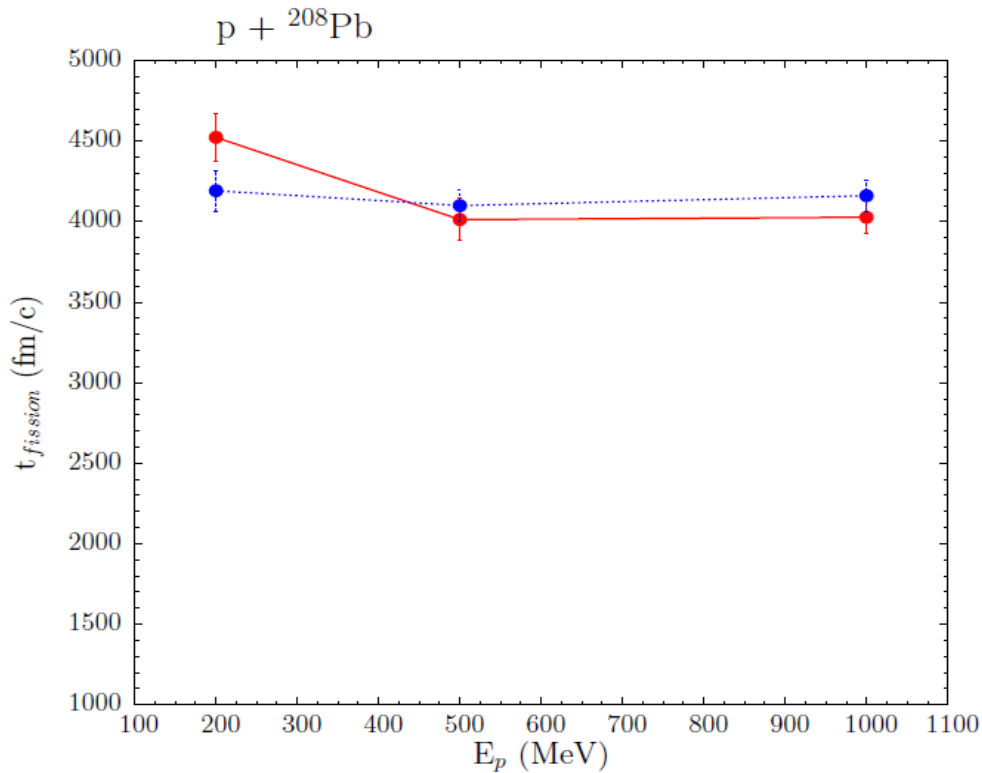


Σχήμα 4.2.12. a) Πολλαπλότητα πρωτονίων πριν τη σχάση, b) πολλαπλότητα πρωτονίων μετά τη σχάση και c) ολική πολλαπλότητα πρωτονίων σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για τον πυρήνα - στόχο του ${}^{238}\text{U}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.2.12. παρουσιάζεται η πολλαπλότητα των πρωτονίων σαν συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου a) πριν τη σχάση, b) μετά τη σχάση και c) η ολική πολλαπλότητα πρωτονίων στα 200, 500 και 1000 MeV για τον πυρήνα – στόχο του ^{238}U , που υπολογίστηκαν από τον κώδικα CoMD. Στο σχήμα a) ο αριθμός των πρωτονίων που εκπέμπονται πριν τη σχάση, σύμφωνα με τους υπολογισμούς του CoMD κυμαίνεται από 3 - 4. Παρατηρούμε ότι υπάρχει αυξητική τάση στην πολλαπλότητα των πρωτονίων, καθώς αυξάνεται η ενέργεια του πρωτονίου. Στο σχήμα b) παρουσιάζεται ο αριθμός των πρωτονίων που παράγονται μετά τη σχάση από τον κώδικα CoMD και είναι κατά μέσο όρο 4,5. Στο σχήμα c) απεικονίζεται ο συνολικός αριθμός πρωτονίων και κυμαίνεται από 7.9 - 9.3. Παρατηρούμε ότι όταν αυξάνουμε την ενέργεια του πρωτονίου, ο αριθμός των πρωτονίων αυξάνεται. Σημειώνουμε ότι για τις αντιδράσεις αυτές δεν βρέθηκαν πειραματικά δεδομένα.

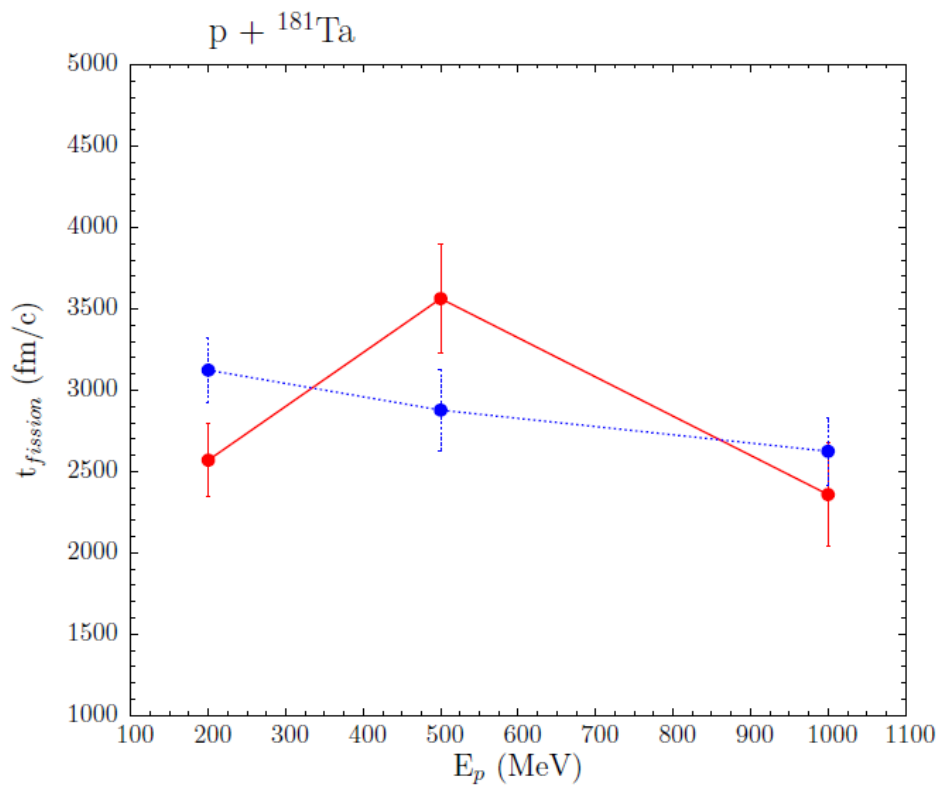
4.2.5 Χρόνος σχάσης

Δεδομένου ότι ο κώδικας CoMD είναι ένα μικροσκοπικό μοντέλο μοριακής δυναμικής, το οποίο περιγράφει την πλήρη δυναμική της διεργασίας της σχάσης, μπορεί να δώσει πληροφορίες για τη χρονική εξέλιξη του κάθε θραύσματος στο χώρο των φάσεων και των ορμών. Για το λόγο αυτό μπορούμε να εκτιμήσουμε το χρόνο σχάσης, πράγμα το οποίο είναι δύσκολο να μετρηθεί σε πειράματα.



Σχήμα 4.2.13. Χρόνος σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + {}^{208}\text{Pb}$ στα 200, 500 και 1000 MeV. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.2.13. απεικονίζεται ο χρόνος σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου στα 200, 500 και 1000 MeV για την αντίδραση $p + {}^{208}\text{Pb}$, ο οποίος υπολογίστηκε από τον κώδικα του CoMD. Παρατηρούμε ότι ο χρόνος σχάσης από τα 200 στα 500 MeV μειώνεται ελαφρά και τα αποτελέσματα με το “κανονικό” δυναμικό της ενέργειας συμμετρίας είναι μεγαλύτερα από το “μαλακό” δυναμικό. Στα 1000 MeV παρουσιάζει μια σταθερότητα και παρατηρούμε ότι ο χρόνος σχάσης με το “μαλακό” δυναμικό είναι μεγαλύτερος από το “κανονικό” δυναμικό.



Σχήμα 4.2.14. Χρόνος σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου στα 200, 500 και 1000 MeV για την αντίδραση $p + {}^{181}\text{Ta}$. Οι υπολογισμοί έγιναν με τον κώδικα CoMD με το “κανονικό” και “μαλακό” δυναμικό συμμετρίας. Κόκκινα σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή κανονικού δυναμικού συμμετρίας, μπλε σημεία: CoMD υπολογισμοί με επιλογή μαλακού δυναμικού συμμετρίας.

Στο σχήμα 4.2.14. απεικονίζεται ο χρόνος σχάσης σε συνάρτηση με την ενέργεια του πρωτονίου για την αντίδραση $p + {}^{181}\text{Ta}$ στα 200, 500 και 1000 MeV, ο οποίος υπολογίστηκε από τον κώδικα του CoMD. Παρατηρούμε ότι ο χρόνος σχάσης με το μαλακό δυναμικό συμμετρίας ελαφρά μειώνεται από τα 200 - 1000 MeV ενώ με το κανονικό δυναμικό αυξάνεται απότομα από τα 200 στα 500 MeV και στη συνέχεια ελαττώνεται μέχρι τα 1000 MeV.

4.3 Ανακεφαλαίωση και Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήσαμε τον μικροσκοπικό κώδικα CoMD για να περιγράψουμε αντιδράσεις θρυμματισμού που επάγονται από πρωτόνιο στις ενέργειες 200, 500, 800 και 1000 MeV των πυρήνων στόχων ^{238}U , ^{208}Pb , ^{181}Ta και ^{197}Au 800 MeV. Πραγματοποιήθηκε ανάλυση συγκρίνοντας τα αποτελέσματα από τους υπολογισμούς του CoMD με πειραματικά δεδομένα που ελήφθησαν από τη βιβλιογραφία. Επιλέξαμε αυτούς τους πυρήνες – στόχους αφενός επειδή υπάρχουν πειραματικά δεδομένα στη βιβλιογραφία και αφετέρου επειδή είναι σημαντικοί στις εφαρμογές των αντιδράσεων θρυμματισμού (π.χ. ADS).

Από τα αποτελέσματα φαίνεται πως ο κώδικας CoMD μπορεί να περιγράψει τη δυναμική της σχάσης και του θρυμματισμού σε υψηλές ενέργειες διέγερσης, όπως στις αντιδράσεις που μελετήσαμε. Αναπαραγάγαμε τις κατανομές μαζών των θραυσμάτων σχάσης και των υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων για τους πυρήνες- στόχους ^{208}Pb , ^{197}Au και ^{181}Ta και τα συγκρίναμε με πειραματικά δεδομένα και παρατηρήσαμε ότι ήταν σε καλή συμφωνία. Παρατηρούμε ότι η σχάση των πυρήνων αυτών είναι συμμετρική λόγω της υψηλής ενέργειας διέγερσης και δεδομένου ότι οι επιδράσεις των κλειστών φλοιών (μαγικών αριθμών) εξασθενούν σε υψηλές ενέργειες διέγερσης [53]. Αναπαραστήσαμε τις ολικές ενεργές διατομές σχάσης και το λόγο ενεργής διατομής σχάσης προς την πιθανότητα να γίνει εξάτμιση νουκλεονίων συναρτήσει της ενέργειας πρόσκρουσης. Αυτό μας έδωσε τη δυνατότητα να κάνουμε ορισμένες εκτιμήσεις για νουκλίδια για τα οποία δεν υπάρχουν πειραματικά δεδομένα όπως επίσης και να επιβεβαιώσουμε υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα. Οι υπολογισμοί με την επιλογή του μαλακού δυναμικού συμμετρίας δείχνουν μια υπερεκτίμηση των ενεργών διατομών σε σχέση με το κανονικό δυναμικό. Όσον αφορά τις μέσες κινητικές ενέργειες των θραυσμάτων, τις πολλαπλότητες νετρονίων και πρωτονίων αναλύθηκαν επίσης λεπτομερώς. Παρατηρήσαμε ότι οι υπολογισμοί του CoMD συμφωνούν γενικώς με τα πειραματικά δεδομένα. Τέλος, υπολογίστηκε ο χρόνος σχάσης ο οποίος δείχνει μια εξάρτηση από την ενέργεια διέγερσης και το δυναμικό συμμετρίας.

Τέλος, προτείνουμε τη συστηματική μελέτη των παραπάνω παρατηρήσιμων ποσοτήτων των αντιδράσεων θρυμματισμού και περαιτέρω σύγκριση με πειραματικά δεδομένα. Επίσης, εκτός από τον μικροσκοπικό κώδικα CoMD, σκοπεύουμε να χρησιμοποιήσουμε τα φαινομενολογικά μοντέλα INC, SMM και η μεταξύ τους σύγκριση κρίνεται σημαντική για την περαιτέρω μελέτη των αντιδράσεων θρυμματισμού. Η λεπτομερής μελέτη της βιβλιογραφίας μέχρι τώρα δεν ανέδειξε την ύπαρξη πειραματικών δεδομένων για τον πυρήνα στόχο ^{181}Ta όσον αφορά την ενεργό διατομή υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων (residue cross section), κατανομές μαζών (mass yield curves) θραυσμάτων σχάσης και υπολειμμάτων βαρέων πυρήνων και πολλαπλότητα νετρονίων, αλλά μόνο την ενεργό διατομή σχάσης. Δεδομένης της σημασίας των στόχων αυτών σε εφαρμογές, προτείνουμε τη λήψη πειραματικών δεδομένων σε κατάλληλα εργαστήρια.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Ι

Διαδικασία υπολογισμών CoMD

Στο παράρτημα αυτό θα περιγραφούν τα στάδια υπολογισμού μιας πυρηνικής αντίδρασης με τον μικροσκοπικό κώδικα CoMD. Για να ξεκινήσει μια αντίδραση δίνουμε στον κώδικα ένα αρχείο εισαγωγής (input file), το οποίο περιέχει όλες τις απαραίτητες παραμέτρους για την υπό μελέτη αντίδραση. Κάθε αντίδραση χρειάζεται τις κατάλληλες παραμέτρους, οι οποίες ρυθμίζονται αναλόγως πριν ξεκινήσει η αντίδραση. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι το αρχείο εισαγωγής για την αντίδραση $p(1000 \text{ MeV}) + {}^{208}\text{Pb}$ που δίνεται παρακάτω:

File: comd_all_1000pp001pb208_surm025_so0_t15k.inp (prototype) Csym=32, W0_so=0.0 21-mar-16

ILET.....=2 ! 1: only for initialization, 2: normal running, (r,p rotation), 3: no rotation
NREP.....=90000 <<! number of events (for ILET = 2)
ibmin ...= 0. <<! b_min, min impact parameter
ibmax.....= 7. <<! b_max, max impact parameter
idb=0
np.....=0 <<! Nproj CAREFULLY check these for the current reaction
nt.....=126 <<! Ntgt
izP.....=1 <<! Zproj
izt.....=82 <<! Ztgt
eb1... ..=-7.68 ! BE of nucleus (not used in normal running)
eb2.....=-19.99 ! (not used in normal running)
r0.....=1.2 ! radius parameter
TSTAB....=300. ! [only for initialization] stabilization time for ground state
Nevent...=500000 ! [only for initialization] maximum trial number of events to find ground state
alfa.....=1. ! 1: for normal running, <1: for initialization (cooling parameter)
gr.....=1.15 ! Gaussian width parameter in r-space (fm)
gk.....=0.435 ! Gaussian width parameter in p-space (1/fm) [*197.3 = MeV/c]
paulm....=102. <<! Phase space occupation parameter: 96. (Ca,Ni...), 98. (Kr,...), 102. (Sn,Pb,...)
ntp.....=1 ! Number of test particles per nucleon. Set to 1
seed.....=373600111. ! RSEED0: The SEED of the random number generator (>0, put 9 digits)
zrel.....=25. ! Initial distance of proj--tgt (used in normal running)

esua.....=1000. <eee! E/A (MeV/u) projectile energy/nucleon (lab)
 tmaxR....=15000. <ttt! Maximum time (fm/c) to run the current reaction
 dt.....=1. ! Time interval (fm/c) of intergation routine. # of time steps: itstepm= INT(TMAXR/dt)-1
 DTPR.....=100. <ppp! Printing interval
 dTCOL....=1. ! Time interval (fm/c) of collision between nucleons
 tfram....=15000. <ppp! Max Time to get fragments. TFRAM=TMAXR-1. Can set = TMAXR
 TMAXI ...=15000. ! If <TMAXR, adjust time steps as: dt=NTIME*dt, dtcol= NTIME*dtcol
 Ndti.....=1 ! Time step of checking the Pauli blocking: ITBLO = ITBLO+NDTI (time duration as itstep)
 TMAXC....=0. ! 0: normal running, [cooling time when used for initialization]
 tden.....=8000. <<<<! For T>tden, do not consider n-n collisions (even with ICT=1)
 dtdens...=250. ! [only for initialization, for T>tden stop cooling]
 ict.....=1 ! FLAG for n-n collisions: 1: yes, 0: no
 iprn.....=10 ! [flag used in INTEG1, compare with ITS]
 ifram...=40 ! [time step to see fragments ???, connect with IFRAM0]
 icont....=1 ! [not understood: STEP GRAFICO PAULI]
 jpmin....=6 ! [not in use]
 jpmax....=65 ! [not in use]
 jdel.....=5 ! [not in use]
 ittt.....=500 ! [not understood]
 iang.....=500 ! [not understood]
 idp.....=200 <<<<! Compressibility choice: 200, 380, 500, 0 : no meanfield
 isig.....=0 ! parameter used in COLLP (how to change momentum of nucleons in n-n)
 ifull....=1 ! [not understood]
 icoul....=1 ! FLAG for Coulomb interaction, 1: with Coulomb, 0: no Coulomb
 isy.....=1 <<<<! FLAG for symmetry energy: 1: with symm. pot., 0: no-symm (ISYN for choice)
 IDA.....=0 ! start time step to adjust nucleons when Pauli blocking happens (initialize: ITBLO=IDA)
 ITRB.....=1 ! FLAG to consider 3-body potetial: 1: yes, 0:no
 ITWB.....=1 ! FLAG to consider 2-body potetial: 1: yes, 0:no
 RICTR....=1. ! FLAG to consider 3-body energy in the cluster
 TEMP.....=1. ! [only for initialization, give value to TEMPV of sub. DISTR to find trial momentum]
 IFFE.....=0 ! [only for initialization: 0: calculate Fermi energy, 1: get external value]
 EF11.....=26. ! [external value of Fermi energy, changed]
 EF12.....=22.05 ! [for Fermi Energy, not used]
 EF21.....=26. ! [for Fermi Energy, not used]
 EF22.....=22.05 ! [for Fermi Energy, not used]

```

FSUP.....=1.          <<<! fsup_nn, fsup_np choices: 1: (1.,1.), 2:(-1.,1.), 3:(0.,1.) (assume CSUP <0) [was RKFF]
RANGE....=2.4        ! Range for Cluster formation, Now set in code as RANGE = 2.4*SIGR
NEVENT0..=50000     <<<! Event # to stop simulation. Not effective when set to a large #, so NREP< NEVENT0
W0_so....=0.        ! Now W0_so (spin-orbit constant) (15-feb-15)
NKF.....=20         ! [not understood]
DBOX.....=0.        ! [only for initilaization, FLAG used in subroutine DISTR]
IANT.....=1         <<<! FLAG for antisymmetrization (Pauli principle) ("Constraint") 1: yes, 0: no
ISM.....=100        ! [not used]
ITERAM...=10        <<<!(was 10, Hua uses 3) Max. number of iterations for the Pauli blocking routine
ISTARTR..=1         ! [not understood]
RMJU.....=1.2       ! Yukawa potential range
RTYU.....=0.0       ! Flag for the Yukawa potential: 0: no, 1: yes
CSUP.....=-0.25     <<<! Surface parameter: -1. for (Ca,Ni,Kr), -2. for (Sn,Pb) <<< 0.0 to get fission
ALFAP....=1.        ! [only for initialization: scaling factor for momentum in sub. DISTR]
ICORR....=0         ! Flag to correct initial coordinate and momentum of proj, tgt: 0: no, 1: yes
-----

'conf_proton.dat'          ! PROJ. configuration
'conf_pb208_r0190_sur0.dat' ! TGT configuration

'comd_all_1000pp001pb208_surm025_so0_t15k.dist_out' ! r,p out distribution file (t=0-tmax)
'comd_all_1000pp001pb208_surm025_so0_t15k.frag_out' ! fragment output file at tmax
'comd_all_1000pp001pb208_surm025_so0_t15k.tfrag_out' ! fragment output at every DTPR
'comd_all_1000pp001pb208_surm025_so0_t15k.spec_out' ! *.spec_out file
-----

MICRO....=0         ! [not functional]
IPRM.....=2         ! [not functional]
NEVENTM..=1         ! [not functional]
NEVENTR..=1         ! Number of configurations in the "conf_" files, set to 1
NTIME....=1         <<<! Mult. factor of time step, for t>TMAXI: dt= NTIME*dt, dtcol=NTIME*dtcol
IPAULM...=1         ! [not used]
TPREQ....=19999.    ! [Time to get fragments, not really useful when set >TMAXR]
RKELV....=0.        ! Assume Initial temperature (MeV)
rho0.....=0.190     <<! Density (value seems high, this was originally here)
redc.....=1.        ! Scaling factor of n-n corss section (in COLLP)
IZEROM...=50        ! [not understood]
RVOL.....=2.4       ! [range] Redefined: RVOL=range in the code

```

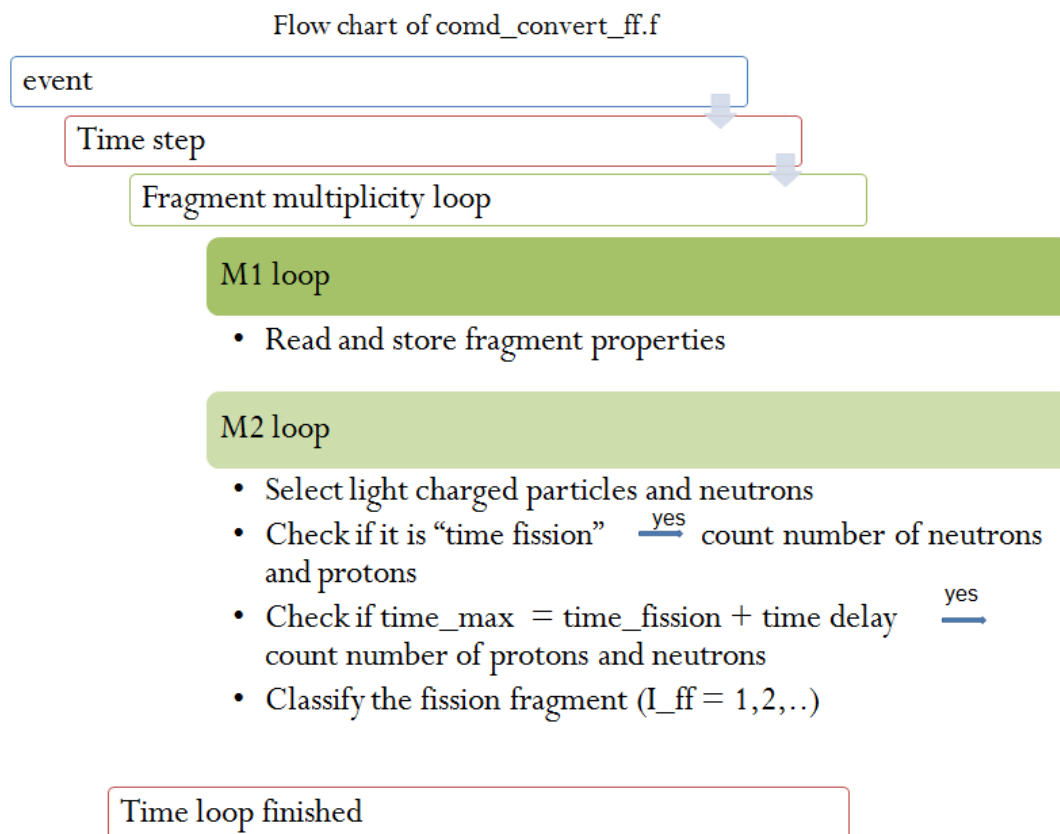
```

-----
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
-----
'com_1000pp001pb208.outg' ! for GEMINI for the comd_convert.f program
'com_1000pp001pb208.out'  ! GS file
'com_1000pp001pb208.outnt' ! ROOT file
'comd_all_1000pp001pb208_surm025_so0_t15k.np_out' ! n,p file
'comd_all_1000pp001pb208_surm025_so0_t15k.lcp_out' ! lcp file
'comd_all_1000pp001pb208_surm025_so0_t15k.ff1_out' ! fission fragment file
'comd_all_1000pp001pb208_surm025_so0_t15k.ff2_out' ! fission frag. file (two FFs in one line)
'comd_all_1000pp001pb208_surm025_so0_t15k'      ! ave. file

```

Για να έχουμε έναν ικανοποιητικό αριθμό γεγονότων φτιάχνουμε 10 αρχεία εισαγωγής για κάθε αντίδραση, π.χ. comd01.....*.inp έως comd10.....*.inp, όπου στο καθένα εισάγεται διαφορετικός αριθμός “seed” (για τη γεννήτρια τυχαίων αριθμών). Με τον τρόπο αυτό έχουμε 10 διαφορετικά αρχεία της ίδιας αντίδρασης, όπου καθένα από αυτά έχει 300 έως 500 διαφορετικά γεγονότα. Μετά το τέλος της αντίδρασης λαμβάνουμε 10 αρχεία *.tfrag_out, όπου είναι αρχεία τα οποία καταγράφουν τις ιδιότητες των θραυσμάτων κάθε 100 fm/c. Τα 10 αυτά αρχεία συνενώνονται σε ένα ολικό αρχείο comd_all.....*.tfrag_out, το οποίο χρησιμοποιείται για τη στατιστική επεξεργασία που γίνεται με το κώδικα comd_convert_ff.f που δημιουργήθηκε από την ομάδα μας.

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



Σχήμα 4.3.1 Συνοπτικό διάγραμμα από τον στατιστικό κώδικα `comd_convert_ff.f`

Η στατιστική ανάλυση ξεκινάει με ένα συγκεκριμένο γεγονός και για κάθε βηματισμό στο χρόνο γίνεται επιλογή του βρόγχου πολλαπλότητας (multiplicity loop) για τα θραύσματα σχάσης. Στον πρώτο βρόγχο πολλαπλότητας (M1 loop) διαβάζονται και αποθηκεύονται οι ιδιότητες των θραυσμάτων. Κατά το δεύτερο βρόγχο 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_{fission} από την αρχή της αντίδρασης), γίνεται καταμέτρηση των νετρονίων και των πρωτονίων. Όταν παρέλθει ένας συγκεκριμένος χρόνος αποδιέγερσης (t_{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_evt
- Get averages (all in file *.ffave_out)
 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] Cunningham B. B. et al., Physical Review 72 (1947) 739
- [2] A. V. Prokofiev, “Nucleon-Induced Fission Cross Sections of Heavy Nuclei in the Intermediate Energy Region”, PhD Thesis, Uppsala University, 2001
- [3] A. V. Prokofiev, Compilation and systematics of proton-induced fission cross-section data, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 463, 557-575 (2001)
- [4] Modern Nuclear Chemistry, W.D. Loveland, D.J. Morrissey, and G.T. Seaborg, 2006 John Wiley & Sons, Inc.
- [5] Anna Kowalczyk, Proton induced spallation reactions in the energy range 0.1-10 GeV, A doctoral dissertation prepared at the Institute of Nuclear Physics of the Jagiellonian University Institute of Physics, Astronomy and Applied Computer Science, Cracow 2007, conferred by Dr hab. Zbigniew Rudy
- [6] Antonin Krasa, Spallation reaction physics, Neutron Sources for ADS, Prague, Rez May 2010
- [7] Y. Ayyad, J. Benlliure *et al.*, Proton-induced fission of Ta181 at high excitation energies, Phys. Rev. C 89, 054610 (2014)
- [8] N.Eren et al., N. Buyukcizmeci, R. Ogul, and A. S. Botvina, Eur. Phys. J. A 49, 48 (2013)
- [9] A.S. Botvina, (INR, Moscow, Russia) Role of multifragmentation in spallation reactions, Proceedings of Joint ICTP-IAEA Advanced Workshop on Model Codes for spallation reactions, Trieste, Italy, 4-8th February 2008, arXiv:0806.3455 [nucl-th]
- [10] N. Vonta, G. A. Souliotis, M. Veselsky, A. Bonasera, Phys. Rev. C 92, 024616 (2015)
- [11] T. Enqvist et al., Nucl. Phys. A 686, 481-524 (2001)
- [12] J.L. Rodriguez-Sanchez, J. Benlliure et al., Phys. Rev. C 91, 064616 (2015)
- [13] L. Audouin et al., NPA 768, 1-21 (2006)
- [14] J. L. Rodriguez et al., Phys. Rev. C 90, 064606 (2014)

- [15] S. Leray et al., Phys. Rev. C 65, 044621 (2002)
- [16] B. Fernandez et al., Nucl. Phys. A 747, 227-267 (2005)
- [17] K. -H. Schmidt et al., Phys. Rev. C 87, 034601 (2013)
- [18] A. A. Kotov et al., Phys. Rev. C 74, 034605 (2006)
- [19] M. Bernas et al., Nucl. Phys. A 725 213-253 (2003)
- [20] J. Benlliure, P. Armbruster et al., Nucl. Phys. A 700 469-491 (2002)
- [21] J. Benlliure, P. Armbruster et al., Nucl. Phys. A 683 513-539 (2001)
- [22] F. Rejmund et al., Nucl. Phys. A 683 540-565 (2001)
- [23] IAEA-CN-184/128, High Energy Delayed Gamma Spectroscopy for Plutonium Assay For Spent Fuel <https://www.iaea.org/safeguards/symposium/2010>,
- [24] N. Shetty, R. Nabbi, B. Thomauske, Institute of Nuclear Fuel Cycle (INBK), RWTH Aachen University, Interaction of High Energy Proton Beam in a spallation target
- [25] www-nds.iaea.org, IAEA Benchmark of Spallation Models
- [26] M. Papa, A. Bonasera, et al., Phys. Rev. C 64, 024612 (2001)
- [27] Panos Baxevanis, Submitted as a coursework for Physics 241, Stanford University, R. B. Laughlin, 2013
- [28] W.R. Leo, Techniques for particles and nuclear physics experiments, Springer-Verlag, second edition (1987)
- [29] G. Charpak et al., The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles, Nuclear Instrument Methods 62, 262-268, (1968)
- [30] G. Charpak, D. Rahm, H. Steiner, Some developments in the operation of multiwire proportional counters, Nuclear Instrument Methods 80, 13-34, (1970)
- [31] G. Charpak, Annual Review Nuclear Particle Science, Evolution of the automatic spark chambers 20, 195-254, (1970)
- [32] Rossi B., Zeitschrift fur Physik 82, 151 (1933)
- [33] Masarik J., Kim K. J., Reedy R. C., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 259, 642-5 (2007)
- [34] Serber R. Nuclear Reactions at High Energies, Phys. Rev. 72,

1114-5 (1947)

- [35] N. Bohr and J. A. Wheeler, Phys. Rev. 56, 426 (1939)
- [36] H. A. Kramers, Physika VII 4, 284 (1940)
- [37] P. Grange, J.-Q. Li, and H. A. Weidenmüller, Phys. Rev. C 27, 2063 (1983)
- [38] M. Papa et al., J. Comp. Phys. 208, 403 (2005)
- [39] J. Aichelin, Phys. Rep. 202, 233 (1991)
- [40] M. Papa, Phys. Rev. C 87, 014001 (2013)
- [41] Bondorf et al., Phys. Rep. 257, 133 (1995)
- [42] A. S. Botvina and I. N. Mishustin, Phys Rev. C 63, 061601 (2001)
- [43] G. A. Souliotis et al. Phys. Rev. C 75, 011601 (2007)
- [44] N. Buyukcizmeci, R. Ogul, and A. S. Botvina, Eur. Phys. J. A 25, 57 (2005)
- [45] Bertini H. W. Low energy Intranuclear Cascade Calculation, Phys. Rev. 131, 1801 (1963)
- [46] Yariv Y., Fraenkel Z., Phys. Rev. C 24, 488-494 (1981)
- [47] Gudima K. K., Mashnik S. G., Toneev V. D., Nuclear Physics A 401, 329-361 (1983)
- [48] Boudard A. et al., Phys. Rev. C 66, 044615 (2002)
- [49] Reus U. Westmeier W., "Catalog of gamma rays from radioactive decay", Institut für Kernchemie, Universität Marburg, 1983 Academic Press
- [50] Shamselden Abdelrasoul Azobir Mohamed Issa, "Cross section for residual nuclide production by proton – induced reaction with heavy target elements at medium energies", Ph.D. thesis, Al - Azhar University, Egypt, 2009
- [51] Jamie Ray, Submitted as a coursework for Physics 241, Stanford University, 2011
- [52] M. V. Ricciardi et al., Phys. Rev. C 73, 014607 (2006)
- [53] A. Chaudhuri et al., Phys. Rev. C 91, 044620 (2015)

