Aspecte noi privind procesele de tip colectiv în interacţia ionilor grei la energii relativiste

Teză de doctorat

Institutul Național de Fizică și Inginerie Nucleară – Horia Hulubei
București

Anton Andronic

de la Pârteștii de Sus

Conducător ştiinţific:

Dr. Mihai Petrovici

Bucureşti

1998

Comisia de susţinere:

Preşedinte:	Dr. Dorin Poenaru, IFIN-HH Bucureşti
Conducător ştiinţific:	Dr. Mihai Petrovici, IFIN-HH Bucureşti

Membri:

Acad. Prof. Dr. Aureliu Săndulescu, IFIN-HH Bucureşti
Prof. Dr. Voicu V. Grecu, Fac. de Fizică, Universitatea Bucureşti
Dr. Habil. Norbert Herrmann, Universitatea Heidelberg

Data susţinerii: 15 aprilie 1998

Conţinut

1. Introducere

Studiul ciocnirilor ionilor grei relativişti este modalitatea unică de a investiga în condiţii de laborator proprietăţile materiei nucleare fierbinţi şi comprimate, în scopul obţinerii de informaţii asupra ecuaţiei de stare (EoS) a materiei nucleare, adică a dependenţei presiunii (sau energiei) de temperatură (densitate). EoS este de o importanţă crucială pentru înţelegerea unor fenomene astrofizice cum sunt explozia supernovelor [1] sau dinamica stelelor neutronice.

La energii intermediare ($\approx$20–100 MeV/u) se trece gradual de la procese exclusiv binare, studiate la energii mici [2], spre mecanisme de reacţie în care rezultă mai multe fragmente în canalul final. Este zona “nucleelor fierbinţi”, în care materia nucleară este practic la densitate apropiată de cea a stării fundamentale.

Posibilitatea producerii materiei nucleare fierbinţi şi comprimate a fost anticipată ca efect al excitaţiei termice produse în ciocnirile ionilor grei [3] şi ca efect al apariţiei undelor de şoc ce produc comprimarea materiei nucleare [4], a cărei expansiune ulterioară a fost modelată ca o curgere de tip hidrodinamic preponderent în direcţia perpendiculară pe axa fasciculului.

În ciocnirile centrale şi semicentrale ale ionilor grei la energii mai mari de 100 MeV/u se produc un număr mare de particule, încărcate sau neutre, distribuite în întregul unghi solid şi cu energii într-un domeniu foarte larg.

La asemenea energii fenomenele colective de tip curgere (”flow”) ocupă un loc important. Prezise în anii ’70 [4, 5, 6], aceste fenomene au fost puse în evidenţă experimental şi studiate în detaliu odată cu construcţia detectorilor 4π, care permit selectarea geometriei ciocnirii şi studiul formei evenimentului.

Primele sisteme moderne de acest tip au fost Streamer Chamber şi Plastic Ball la Berkeley şi DIOGENE la Saclay, detectori cu care s-au efectuat studii de pionierat în ciocnirile ionilor grei la energii relativiste [7, 8, 9].

Curgerea laterală în planul de reacţie (*”sidewards flow”*) a materiei nucleare a fost primul fenomen colectiv pus în evidenţă experimental [10, 11], fiind mai apoi studiat in detaliu, atât experimental cât şi teoretic. De un interes particular este aici *“energia de balanţă”* – E_{bal}, adică energia la care curgerea laterală dispare, ca efect al anihilării reciproce a forţelor nucleare atractive şi repulsive [12]. Datele experimentale comparate cu calcule de model au arătat că această mărime depinde slab de tăria ecuaţiei de stare, dar destul de puternic de valoarea secţiunii nucleon-nucleon în materia nucleară.

Fenomenul de emisie preferenţială înafara planului de reacţie (*"squeeze-out"*) poate să furnizeze informaţii preţioase despre materia nucleară fierbinte şi comprimată, distribuţia azimutală faţă de planul de reacţie a particulelor emise fiind în particular sensibilă la ecuaţia de stare [13]. Pus în evidenţă experimental pentru prima dată de către grupul Diogene [9] pentru reacţii induse de Ne la energia de 800 MeV/u, fenomenul de "squeeze-out" a fost studiat ulterior din punct de vedere experimental şi teoretic pentru diferite sisteme şi energii incidente.

Cât priveşte ciocnirile centrale, s-au căutat răspunsuri la întrebări precum gradul de stopare al materiei nucleare sau echilibrarea. Expansiunea radială a materiei nucleare a fost studiată cu diversele ei aspecte: formarea şi rolul fragmentelor complexe, scale de timp, topologie, etc.

La energii mai mari de ≈400 A·MeV producerea de particule (π, K sau Λ) începe să devină importantă. Studiul acestora [14, 15, 16] este o alternativă promiţătoare pentru obţinerea de noi detalii asupra comportării materiei nucleare în condiţii extreme de presiune şi temperatură. În special, se speră ca prin comparaţiile cu modele teoretice să se obţină dovezi experimentale asupra restaurării simetriei chirale [17].

La energii ultra-relativiste este mult discutată posibilitatea punerii în evidenţă experimental a *"Plasmei Cuarc–Gluonice"–QGP* [18].

Primele studii efectuate cu Faza I a aranjamentului experimental FOPI [19] au evidenţiat existenţa unei surse de emisie a fragmentelor cu masă intermediară în regiunea rapidităţii centrului de masă, pentru ciocniri centrale [20, 21] . Dependenţa energiei cinetice medii a acestor fragmente funcţie de masa acestora a demonstrat prezenţa unei expansiuni de tip colectiv a materiei nucleare fierbinţi şi dense populate în ciocnirile centrale Au+Au la energii de peste 100 Mev/u [22].

A fost elaborat un model, încercând să se extragă principalele caracteristici fizice ale fenomenului de expansiune şi formare a conglomeratelor nucleonice în evoluţia stării tranziente de materie nucleară comprimate şi fierbinţi formată în urma ciocnirilor centrale [23].

Prezenta lucrare este dedicată studiului fenomenelor colective pentru ciocnirile Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni în domeniul de energii 90 – 400 A·MeV, măsurate cu detectorul FOPI în Faza II [24, 25].

Capitolul 2 face o prezentare generală a conceptelor şi problemelor legate de materia nucleară şi ciocnirile ionilor grei relativişti, atât din punct de vedere experimental cât şi teoretic.

Capitolul 3 este consacrat dispozitivului experimental, cu prezentarea sumară a fiecărui subdetector. Un accent deosebit este pus pe modul de funcţionare şi calibrarea Camerei Centrale de Drift (CDC). Sistemul de achiziţie şi modul de prelucrare a datelor sunt de asemenea prezentate sumar.

Capitolul 4 conţine analiza datelor experimentale. Este prezentată metoda de analiză şi selecţie a datelor, apoi sunt studiate fenomenele colective din ciocnirile centrale (expansiunea radială) şi semicentrale (curgerea laterală, distribuţiile azimutale şi energia de tranziţie, expansiunea colectivă în prezenţa materiei spectatoare).

Capitolul 5 face o comparaţie a datelor experimentale cu modele teoretice (RFM şi IQMD) sub toate aspectele fenomenelor colective amintite mai sus.

Capitolul 6 este rezervat concluziilor şi perspectivelor pentru studiile de acest tip.

2. Aspecte generale privind materia nucleară şi ciocnirile ionilor grei relativişti

2.1. Materia nucleară infinită

“Materia nucleară infinită” este produsă numai în evenimente astrofizice, adică în Big Bang, în explozia supernovelor şi în interiorul stelelor neutronice. Materia nucleară la densităţi mari este produsă la scară de laborator numai în ciocnirile ionilor grei, însă pentru un timp foarte scurt (≈10^{-22} secunde), echilibrul global fiind departe de a fi stabilit. Totuşi, concepte statistice au fost aplicate cu succes în cazul ciocnirilor nucleare, modelele având in general nevoie de presupunerea unui echilibru local. Această presupunere poate fi verificată cu ajutorul modelelor microscopice ce descriu evoluţia sistemului nuclear.

2.1.1. Diagrama de fază a materiei nucleare

Intens explorate în ultimii ani prin intermediul ciocnirilor ionilor grei la energii intermediare şi relativiste, stările materiei nucleare în condiţii extreme de presiune şi temperatură sunt incă de interes, proprietăţile lor fiind cunoscute doar parţial.

Diagrama de fază a materiei nucleare este prezentată în Figura 2.1 în reprezentarea temperatură – densitate. În starea fundamentală (T=0, ρ_0=0.16 fm^{-3}= 2.8×10^{14} g/cm^3) materia nucleară se comportă ca un lichid. Un lichid mai puţin normal, ţinând cont că distanţa medie dintre nucleoni este de aproximativ 2.4 fm (datorită principiului de excluziune Pauli), spre deosebire de cazul unui lichid clasic, pentru care ar fi de 0.8 fm.

La temperaturi de ≈5 MeV (1 MeV≈1.2×10^{10} K) şi densităţi $\rho < \rho_0$ a fost studiată curba calorică a materiei nucleare, unele date experimentale evidenţiind o comportare specifică tranziţiei de fază lichid-gaz [39], un fenomen încă destul de controversat [40].

La densităţi şi temperaturi intermediare ($\rho \approx$ 2–5ρ_0, $T >$ 50 MeV) un procentaj

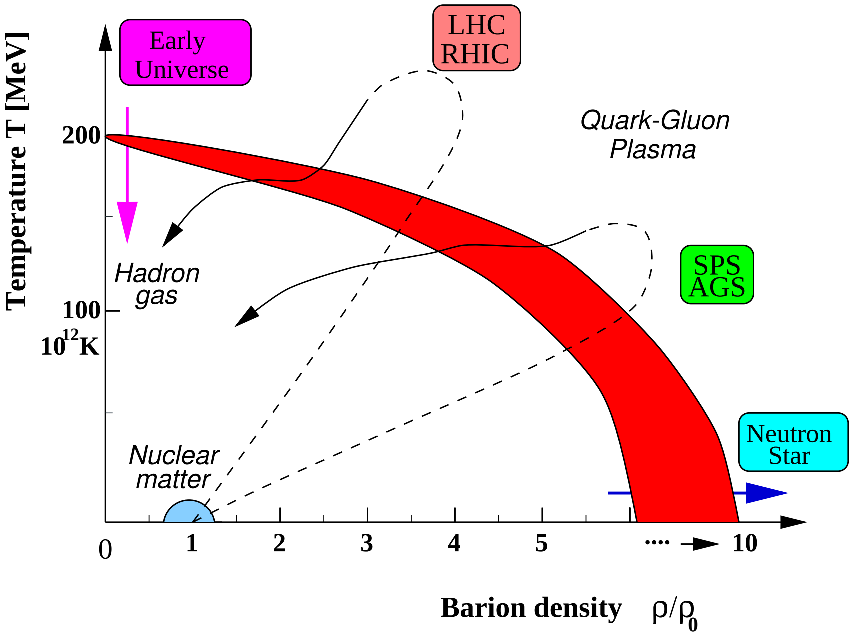


Figura 2.1.: *Diagrama de fază a materiei nucleare.*

semnificativ al materiei nucleare a se află în stare rezonantă, iar predicţii teoretice s-au făcut asupra unor stări “anormale”: izomeri de densitate şi condensate pionice.

La densităţi mari, $\rho \approx$ 5–10ρ_0 şi/sau temperaturi T $\approx$150-250 MeV este prezisă producerea unei noi tranziţii de fază, şi anume cea spre plasma de cuarci şi gluoni (QGP). Traiectoriile de-a lungul cărora se produce această tranziţie sunt marcate în Fig. 2.1 pentru universul primordial, stelele neutronice şi pentru ciocnirile ionilor grei relativişti la diferite energii.

Spre exemplu, pentru ciocnirile centrale Au+Au la energia de 400 A·MeV modelele prezic atingerea unor densităţi între de 2–3ρ_0 [76, 73, 23], iar experimental s-au determinat temperaturi de $\approx$ 50 MeV [116].

2.1.2. Ecuaţia de stare a materiei nucleare

Ecuaţia de stare a materiei nucleare (EoS) reprezintă dependenţa energiei pe barion de temperatură şi densitate (pentru materia nucleară infinită):

$$E/A = W = W(\rho, T) = W_0(\rho = \rho_0, T = 0) + W_T(\rho, T) + W_C(\rho, T = 0) \tag{2.1}$$

în care energia totală a fost separată în energia stării fundamentale W_0, partea termică W_T (care este zero pentru T=0) şi partea caracteristică fenomenului de compresie W_C. Modulul de compresibilitate se defineşte ca:

$$\kappa = 9\rho^2 \frac{\partial}{\partial \rho^2} \left(\frac{E}{A} \right) \Big|_{\rho=\rho_0} \tag{2.2}$$

În starea fundamentală T=0, ρ_0=0.17 fm^{-3}, E_0=-16 MeV/n, iar κ=(220$\pm$20) MeV. În calculele teoretice se folosesc de obicei două valori ale constantei de compresibilitate κ=200 MeV (EoS moale / Soft EoS) şi κ=380 MeV (EoS tare / Hard EoS).

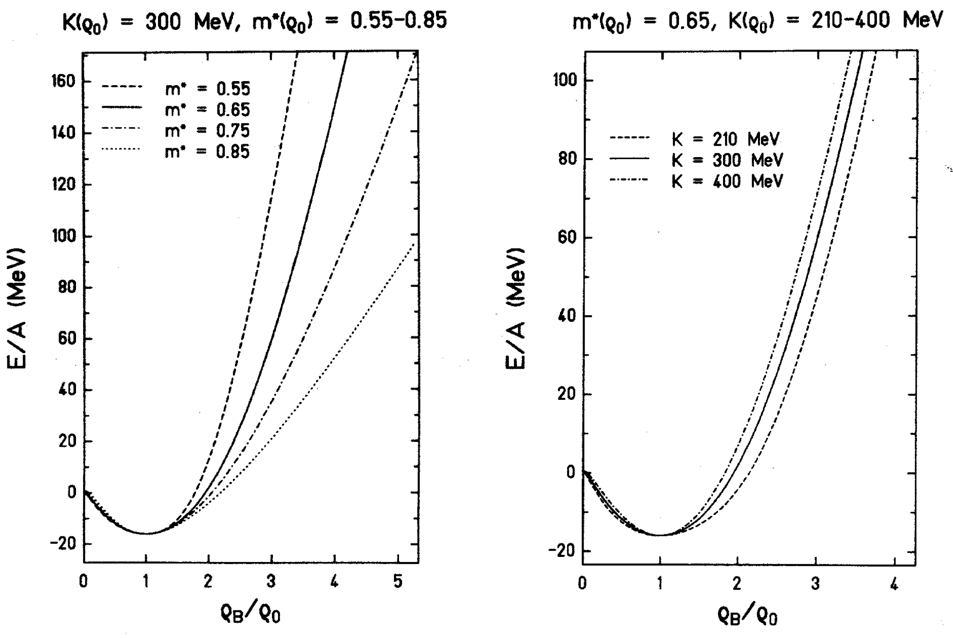


Figura 2.2.: *Ecuaţia de stare a materiei nucleare (Ref. [26]).*

Un exemplu de EoS pentru materia nucleară este prezentat în Figura 2.2 pentru patru valori ale masei efective a nucleonilor şi pentru trei valori ale constantei de compresibilitate.

Din punct de vedere experimental sunt trei modalităţi de a determina EoS pentru materia nucleară:

1 - evenimente astrofizice, cum ar fi explozia supernovelor

2 - vibraţii monopolare gigant

3 - ciocnirile ionilor grei.

Evenimentele astrofizice sunt foarte rare pentru a permite comparaţii robuste (există modele de explozie care cer o valoare foarte mică a constantei de compresibilitate, $K \approx$ 140 MeV [27]), iar în cazul vibraţiilor monopolare gigant densitatea materiei nucleare prezintă o variaţie foarte mică faţă de densitatea de echilibru, iar zona explorabilă, aşa după cum rezultă şi din Fig. 2.2, este puţin sensibilă ls EoS (în aceste condiţii s-a dedus o valoare de $\approx$ 220 MeV [28]). Din aceste motive ciocnirile ionilor grei par sa fie modalitatea cea mai rezonabilă pentru deducerea EoS a materiei nucleare. Totuşi, câteva diferenţe majore (spre exemplu scala de timp este de 10^{-3} secunde pentru supernove şi 10^{-22} secunde pentru ciocnirile ionilor grei) şi câteva necunoscute (sau chiar dileme), atât în cazul supernovelor (calculele s-au făcut în majoritatea cazurilor pe modele mult simplificate, momentul unghiular fiind neglijat, ca şi considerarea încălzirii datorate neutrinilor, etc. [1]), cât şi în cazul ionilor grei (dependentă de impuls a interacţiei, comportarea secţiunilor în mediuul nuclear, reproducerea proprietăţilor materiei nucleare în starea fundamentală, dinamica finită a sistemelor nucleare, ipoteza echilibrului termic şi chimic), fac ca situaţia să fie destul de complicată, iar extrapolările destul de delicate.

2.1.3. Aspecte teoretice

Pentru descrierea proprietăţilor materiei nucleare în starea fundamentală şi la energii de excitaţie mici au fost elaborate o serie de modele teoretice, cum ar fi "Liquid Drop", "Hartree-Fock" sau "Extended Thomas-Fermi" (pentru o prezentare unitară, vezi Ref. [29]). Calculul ecuaţiei de stare a materiei nucleare pentru temperaturi T<20 MeV au fost efectuate folosind aproximaţia "Thermal Hartree-Fock" [30] sau calcule variaţionale [31].

În ce priveşte materia nucleară comprimată şi la temperaturi mari, nu numai proprietăţile statice ale hadronilor (masele lor) ci şi cele dinamice (secţiuni de împrăştiere nucleon-nucleon) sunt modificate datorită prezenţei mediului nuclear. Pentru determinarea acestor proprietăţi în mediul nuclear este nevoie în principiu de cunoaşterea dinamicii cuarcilor şi gluonilor, adică interacţia NN ar trebui dedusă din Cromodinamica Cuantică (QCD). Totuşi, aceasta este departe de a se fi realizat pentru domeniul energiilor joase, astfel încât, dat fiind faptul că hadronii sunt gradele de libertate relevante pentru aceste energii, s-au propus potenţiale deduse din modele "meson exchange" (Paris, Bonn).

Un alt aspect este necesitatea unei teorii "many body". Astfel s-au dezvoltat modelul Brückner şi metodele variaţionale, care nu reuşesc totuşi să reproducă proprietăţile de saturaţie ale materiei nucleare. Pentru a se depăşi acest impas s-a dezvoltat extensia relativistă a modelului Brückner (numită Dirac-Brückner), plecând de la modelul Walecka. Detalii privind aceste aspecte pot fi găsite în Ref. [32] şi în referinţele din această lucrare.

2.2. Ciocnirile ionilor grei relativişti

Pentru aspectele generale privind ciocnirile ionilor grei relativişti vezi Ref. [34]. Pentru a justifica aplicabilitatea diferitelor modele să examinăm dependenţa de energie a drumului liber mediu – λ al nucleonilor şi lungimea lor de undă de Broglie – λ_B comparate cu distanţa inter-nucleonică medie – d. Aceste mărimi determină dacă dominant este câmpul mediu ($\lambda/d \gg 1$) sau procesele elementare de ciocnire ($\lambda/d \ll 1$) şi dacă sistemul are un caracter cuantic ($\lambda_B/d \gg 1$) sau clasic ($\lambda_B/d \ll 1$).

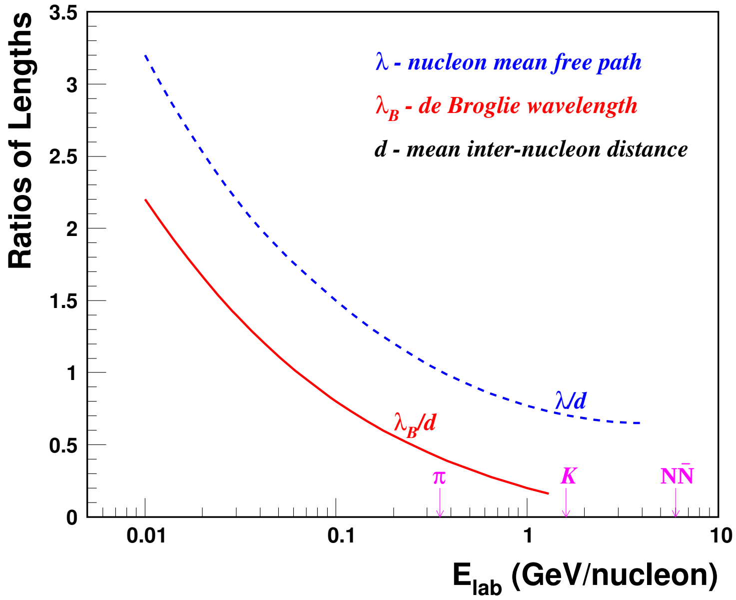


Figura 2.3.: *Drumul liber mediu şi lungimea de undă de Broglie a nucleonilor (raportate la distanţa inter-nucleonică medie ca funcţie de energia incidentă.*

Din dependenţa de energie a acestor mărimi, Figura 2.3 [33], se observă că domeniul de energii $\approx$ 50-500 MeV/u este caracterizat de suprapunerea acestor efecte, fapt pe care modelele trebuie să-l ia în considerare.

2.2.1. Caracteristicile ciocnirii

Să definim câteva mărimi importante, utilizate în mod uzual în studiul ciocnirilor ionilor grei la energii intermediare şi relativiste.

- Rapiditatea:

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{1+\beta_{||}}{1-\beta_{||}} = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_z}{E-p_z} \tag{2.3}$$

  unde $\beta = v/c$, $\beta_{||} = \beta\cos\theta$. Rapiditatea este o mărime aditivă în raport cu transformarea Lorentz. Pentru o mai uşoară comparaţie a rezultatelor experimentale obţinute la diverse energii incidente se foloseşte rapiditatea scalată la rapiditatea proiectilului.

- Impulsul transvers şi masa transversă:

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = p\sin\theta, \quad m_t = \sqrt{p_t^2 + m_0^2} \tag{2.4}$$

  unde m_0 este masa de repaos a particulei. Din motivul amintit mai sus, pentru impulsul transvers se foloseşte de asemenea frecvent valoarea impulsului pe nucleon normată la impulsul fasciculului pe nucleon.

- Secţiunea invariantă:

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{m_t}\frac{d^3\sigma}{dm_t dy d\phi} = \frac{1}{p_t}\frac{d^3\sigma}{dp_t dy d\phi} \tag{2.5}$$

Pentru a avea o imagine intuitivă asupra aspectelor dinamice ale ciocnirii nucleelor, s-a propus imaginea participant-spectator, schiţată în Figura 2.4. Caracterul său este mai mult geometric, iar din punct de vedere fizic, această aproximaţie devine cu atât mai realistă cu cât energia incidentă creşte.

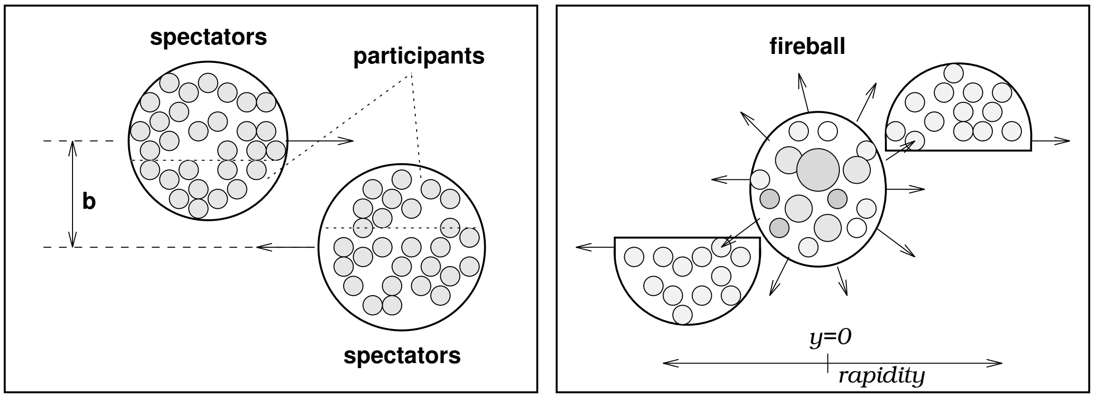


Figura 2.4.: *Imaginea participant-spectator.*

"Spectatorii" sunt acei nucleoni din ţintă (sau proiectil) care îşi continuă neafectaţi mişcarea iniţială datorită faptului că nu se suprapun cu nucleul proiectil (ţintă), în timp ce "participanţii" formează aşa-numitul "fireball" (sau extensia "firestreak"), pentru care se poate aplica un model termodinamic [35].

Noţiuni de cinematică relativistă sunt prezentate în Anexa A.2.

2.2.2. Fenomene colective

Fenomenele colective studiate experimental la energii intermediare şi relativiste sunt expansiunea radială, pentru ciocniri centrale, iar pentru parametri de impact diferiţi de zero (ciocniri semi-centrale), fenomenele colective pot fi clasificate după cum urmează – Figura 2.5:

- "bounce-off", adică deflexia (în planul de reacţie) a materiei nucleare spectatoare. Neinteresantă din punct de vedere al materiei nucleare fierbinţi şi comprimate, materia spectatoare este foarte interesantă pentru studiul multifragmentării sau al tranziţiei de fază lichid-gaz [39] în domeniul de energii 100-1000 MeV/u.

- "side-splash" ("sidewards flow") - curgerea laterală în planul de reacţie a materiei nucleare.

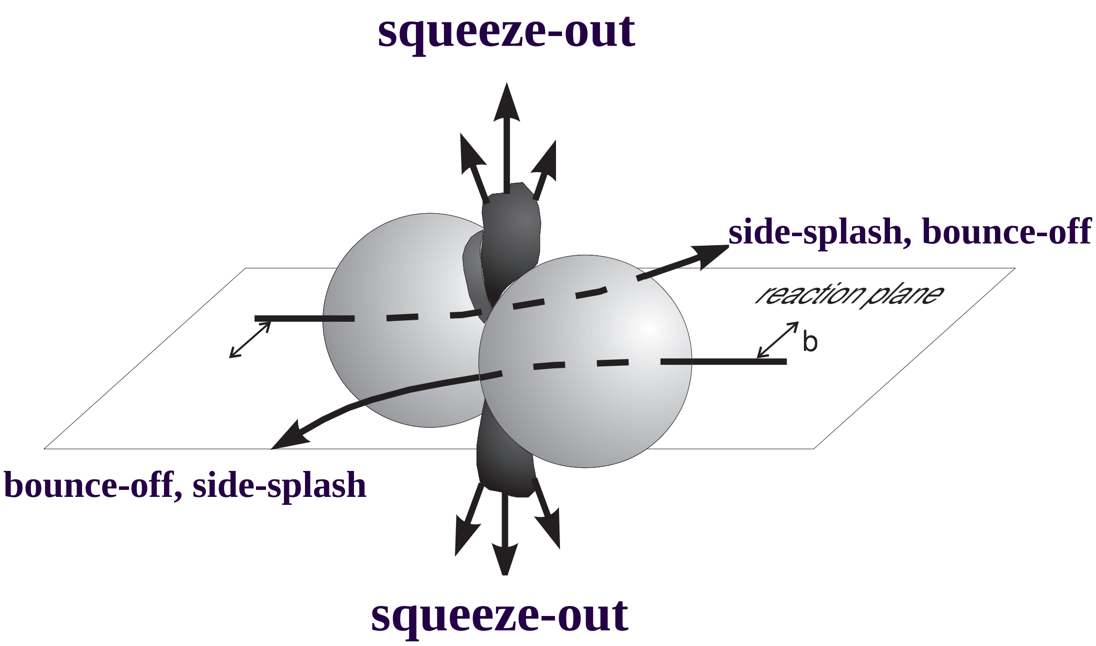


Figura 2.5.: *Reprezentarea schematică a ciocnirii (semi-centrale) a două nuclee.*

- ”squeeze-out”, adică emisia în afara planului de reacţie a particulelor provenite din zona participanţilor, datorată în special ”umbririi” produse de fragmentele spectatoare asupra expansiunii materiei nucleare fierbinţi şi comprimate din zona participantă (”fireball”).

Pentru o recentă trecere în revistă a acestor fenomene, vezi Ref. [36].

2.2.3. Multifragmentarea

Multifragmentarea este modul dominant de dezintegrarea a sistemelor nucleare cu energii de excitaţie apropiate de energiile lor de legătură, fiind caracterizat de producerea quasi-simultană a mai multor fragmente de masă intermediară (IMF).

Universalitatea multifragmentării [37] a fost studiată de Colaborarea Aladin în cazul fragmentării proiectilului în reacţii inverse. Valorile medii ale multiplicităţilor IMF sunt independente de energia incidentă proiectilului şi de nucleul ţintă, constituind o curbă universală [38]. De asemenea, datele măsurate de Aladin par să evidenţieze tranziţia de fază lichid-gaz [39]. Totuşi acest fenomen este încă mult discutat, spre exemplu datele obţinute de Colaborarea INDRA fiind mai putin favorabile existenţei unei tranziţii de fază [40, 41].

Pentru alte faţete şi detalii asupra fenomenului de multifragmentare, vezi Ref. [42, 43] şi referinţele din aceste lucrări.

2.2.4. Acceleratoare de ioni grei

Studiul în laborator al fenomenelor trecute în revistă mai sus este posibil datorită dezvoltării tehnologiilor de accelerare a ionilor grei. Principalele acceleratoare de ioni grei sunt prezentate în Figura 2.6 ca funcţie de tipul fasciculului accelerat (numărul atomic) şi energia incidentă a acestuia (pe nucleon).

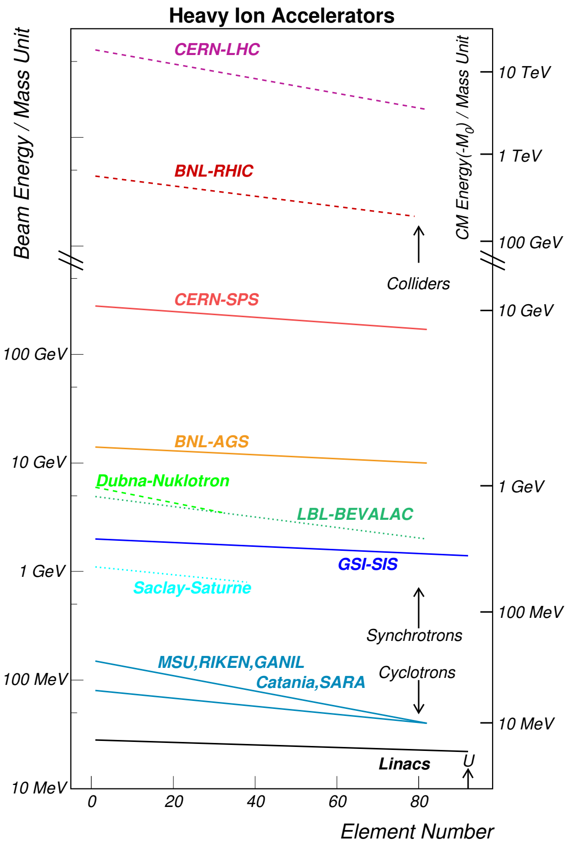


Figura 2.6.: *Acceleratoare de ioni grei.*

Studiile la energii joase şi intermediare folosesc ciclotroane sau combinaţii de acceleratoare liniare şi ciclotroane (cum ar fi cele de la GANIL, MSU, Riken şi, respectiv, LNS-Catania), în timp ce pentru energii mai mari sunt folosite sincrotroane (SIS de la GSI-Darmstadt, Nuklotron-Dubna, AGS-Brookhaven, SPS-CERN), cu o singură excepţie, acceleratorul liniar Bevalac de la LBL-Berkeley. La energii ultra-relativiste experimentele nu mai sunt cu ţinta fixă, folosindu-se fascicule încrucişate. Astfel, sunt în prezent în construcţie două mari acceleratoare de ioni grei, RHIC la Brookhaven şi LHC la CERN.

2.2.5. Dispozitive de detecţie

Pe lângă acceleratori sunt necesare şi ansamble de detecţie [45] sofisticate, care să poată măsura cât mai complet produşii de reacţie rezultaţi în urma ciocnirilor, atât din punct de vedere geometric, cât şi energetic şi al performanţei de identificare. Astfel, au fost construite şi utilizate în studiul ciocnirilor ionilor grei pentru diverse domenii energetice şi pentru anumite valori ale combinaţiei proiectil – ţintă o serie de dispozitive experimentale, dintre care amintim: Streamer Chamber [46], Plastic Ball [47], DIOGENE [49], AMPHORA [50], Miniball [51], INDRA [52], cu care s-au realizat studii de pionierat asupra fenomenelor colective în ciocnirile ionilor grei [53, 7, 8, 54, 9].

De asemenea, se află în construcţie o serie de ansambluri experimentale de ultimă generaţie, cum ar fi CHIMERA [55] pentru zona energiilor intermediare şi STAR şi

ALICE [56] pentru domeniul energiilor ultra-relativiste.

2.2.6. Modele teoretice

Modelele teoretice sunt indispensabile atât pentru înţelegerea fenomenelor evidenţiate experimental, prezicerea unor fenomene, ghidarea experimentelor, dar mai ales pentru a permite extragerea din datele experimentale a unor informaţii de importanţă deosebită, cum ar fi ecuaţia de stare a materiei nucleare. Din multitudinea modelelor dezvoltate şi aplicate pentru ciocnirile ionilor grei vom prezenta sumar pe cele mai folosite.

Modelul TDHF

Modelul "Time Dependent Hartree-Fock" (TDHF) [57] a fost utilizat cu succes la energii joase (E_{lab} <20 MeV/u), la care dinamica ciocnirii este determinată în mod esenţial de câmpul mediu. Funcţia de undă a sistemului de A nucleoni este determinantul Slater a funcţiilor de undă uni-nucleonice, ecuaţiile de mişcare se obţin dintr-un principiu variaţional şi sunt un sistem cuplat de A ecuaţii Schrödinger uniparticulă.

Modelul de cascade intra-nucleare

Acest model a fost dezvoltat pentru a descrie ciocnirile induse de protoni (sau ioni uşori) în domeniul de energii incidente de ordinul GeV-ilor, domeniu în care evoluţia dinamică a câmpului mediu joacă un rol minor (un număr relativ mic de nucleoni sunt emişi), iar densitatea nucleară este modificată temporar cu o valoare mică, astfel că folosirea unui potenţial static constant este justificată. Traiectoriile nucleonilor sunt drepte, iar împrăştierea se face cu conservarea energiei şi a impulsului, starea finală fiind aleasă în acord cu secţiunile măsurate experimental. Pe lângă nucleoni, sunt luaţi în considerare pionii şi rezonanţele Δ. Îmbunătăţiri recente [58] includ secţiuni "in-medium", refracţia la suprafaţa nucleară, "Pauli blocking", precum şi cuplarea cu un model de percolaţie pentru a putea reproduce fragmentele complexe.

Modele hidrodinamice

Modelele hidrodinamice [59, 60] se bazează pe presupunerea echilibrului termic local. Aceasta este valabilă dacă drumul liber mediu al nucleonilor este mic în comparaţie cu dimensiunea sistemului. Caracteristicile de ne-echilibru pot fi incluse dacă se consideră vâscozitatea [61]. Modelele hidrodinamice au fost aplicate pe scară largă pentru ciocnirile ionilor grei [4, 62, 5, 63, 23].

Modele de tip Landau-Vlasov

Aceste modele rezolvă ecuaţia de transport pentru funcţia de distribuţie Wigner $f(\overrightarrow{r}, \overrightarrow{p}, t)$ în limita $\hbar \to 0$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_r f - \nabla_r U \cdot \nabla_p f = -\frac{4\pi^3(\hbar c)^4}{\hbar(mc^2)^2} \int \frac{d^3p_1'}{(2\pi\hbar)^3} \frac{d^3p_2'}{(2\pi\hbar)^3} d^3p_2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \tag{2.6}$$
$$\times [f f_2(1-f_1')(1-f'2) - f_1' f_2'(1-f)(1-f_2)] \times \delta^4(p + p_2 - p_1' - p_2')$$

Termenul din stânga al ecuaţiei 2.6 este derivata totală a distribuţiei Wigner în raport cu timpul, presupunând un potenţial U ce nu depinde de impuls. El poate fi privit ca o ecuaţie de transport (ecuaţia Vlasov) pentru o distribuţie de particule clasice a căror ecuaţii de mişcare sunt ecuaţiile hamiltoniene:

$$\dot{\vec{p}_i} = -\frac{\partial \langle H \rangle}{\partial \vec{r_i}} \quad ; \quad \dot{\vec{r}_i} = \frac{\partial \langle H \rangle}{\partial \vec{p_i}} \tag{2.7}$$

Termenul din dreapta este termenul de ciocnire (Nordheim-Uehling-Uhlenbeck), care conţine pricipiul Pauli şi conservarea impulsului şi energiei.

Există mai multe implementări ale ecuaţiei 2.6, fiecare cu particularităţile sale [59, 64, 65, 66, 67, 68, 69, 70].

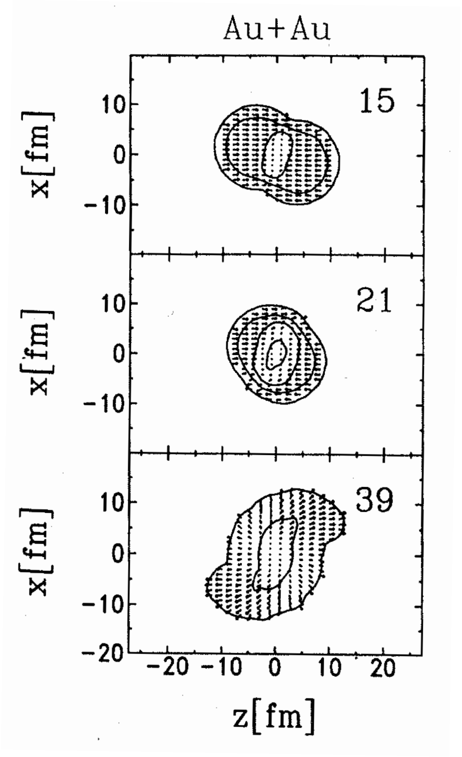


Figura 2.7.: *Distribuţiile vitezelor nucleonilor în planul x–z pentru ciocnirea semi-centrală Au+Au la energia de 400 A·MeV la momentele 15, 21 şi 39 fm/c, obţinute cu un model BUU [153].*

Să amintim aici şi un model de transport [71, 72, 73], care, deşi este diferit de modelele de tip Landau-Vlasov, are o structură similară şi care tratează riguros particulele cu masa M$\leq$3.

Modele de tip QMD

Modelul de Dinamică Moleculară Cuantică (QMD) [74, 75, 76, 77, 78] este un model "*n*-body" care simulează reaţiile ionilor grei la energii intermediare eveniment cu eveniment, având prin aceasta avantajul că datele teoretice pot fi tratate în acelaşi mod cu cele experimentale (analiza unei colecţii de evenimente, folosirea unui filtru care să simuleze caracteristicile detectorului). În plus, faptul că este un model de mai multe corpuri permite implementarea unor aproximaţii pentru tratarea explicită a formării fragmentelor complexe.

În QMD fiecare nucleon este reprezentat de o stare coerentă (funcţia de undă este o gaussiană a cărei lărgime în poziţie şi în impuls este păstrată constantă în timp), având ca parametri $\vec{p_i}$ şi $\vec{r_i}$, iar funcţia de undă a sistemului nuclear este produsul acestor stări coerente, neglijând antisimetrizarea. Ecuaţiile de mişcare pentru $\vec{p_i}$ şi $\vec{r_i}$ au aceeaşi formă ca şi ecuaţiile hamiltoniene clasice, ecuaţiile 2.7.

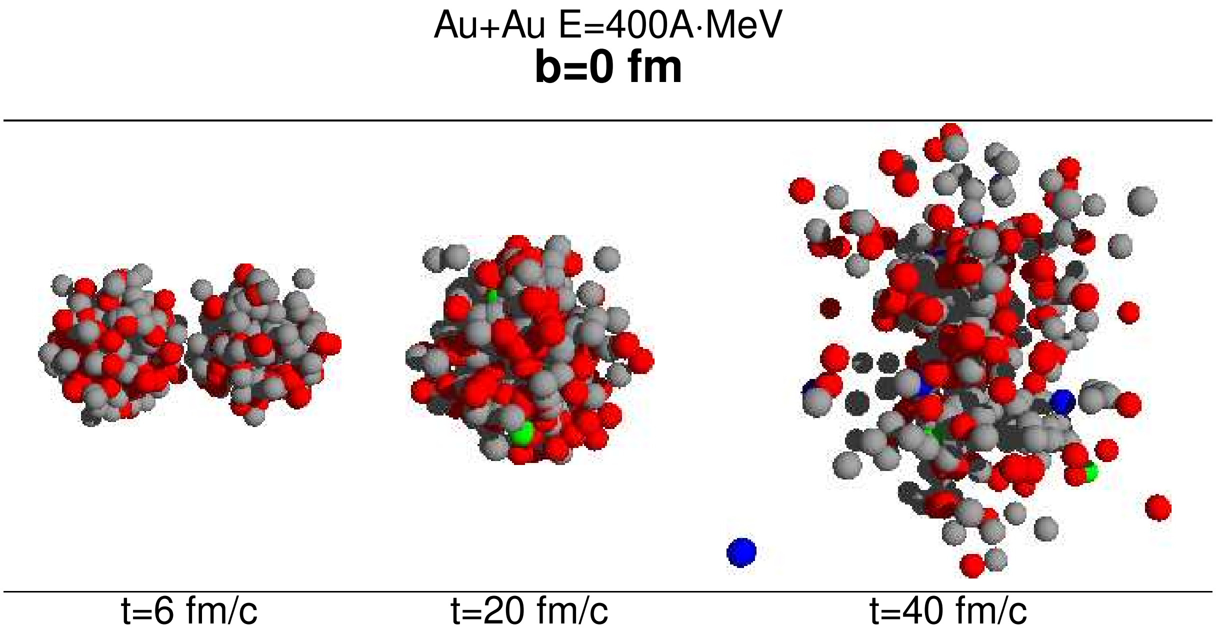


Figura 2.8.: *Imagini ale ciocnirii centrale Au+Au la energia de 400 A·MeV la momentele 6, 20 şi 40 fm/c obţinute cu modelul IQMD (Ref. [75]), furnizate de C. Hartnack.*

Figura 2.8 prezintă imagini a ciocnirii centrale Au+Au la energia de 400 A·MeV la momentele 6, 20 şi 40 fm/c.

Modele de tip FMD

Modelele de Dinamică Moleculară Fermionică (FMD [79] şi AMD [80]) reprezintă funcţia de undă a sistemului multi-nucleonic ca determinant Slater construit pe baza funcţiilor de unde uni-particulă (pachete de undă gaussiene) [79]. Spinul poate fi luat în considerare, iar ecuaţiile de mişcare sunt obţinute din acelaşi principiu variaţional ca şi în cazul TDHF. Prin construcţie principiul Pauli este respectat. Deşi sunt foarte complexe la nivel de realizare numerică, aceste modele au fost aplicate cu succes pentru studiul ciocnirilor ionilor grei uşori [81, 155], rezultatele obţinute fiind deosebit de încurajatoare.

Pentru o prezentare unitară modelelor a schiţate mai sus, vezi Ref. [33].

Modele statistice

Modelele statistice au o lungă istorie şi fost elaborate iniţial pentru a explica fenomenul de emisie de nucleoni şi IMFs din nuclee slab excitate. Ulterior, au fost rafinate pentru a explica fenomenele de fragmentare şi multifragmentare. Din marea varietate a modelelor statistice amintim: FREESCO [82], cu extensia sa WIX [83], QSM [84], SMM (cu două variante: Berlin [85] şi Copenhaga [86]). Succesul lor este remarcabil în cazul fragmentării spectatorilor, dar mai puţin convingător atunci când s-a încercat aplicarea lor la studiul evoluţiei materiei nucleare din zona participantă [146].

Modele hibride

Pentru a depăşi în principal dificultatea modelele dinamice de a explica producerea fragmentelor complexe, modelele hibride combină un model dinamic cu unul statistic. Modelul dinamic urmăreşte evoluţia sistemului până la momentul de “freeze-out” (la care interacţia dintre particule încetează), iar configuraţia la acest moment (numărul de particule, volumul sistemului şi energia de excitaţie per nucleon) este folosită ca input pentru modelul statistic. Cea mai utilizată combinaţie este Landau-Vlasov plus SMM (varianta Copenhaga) [87, 88, 89], dar şi QMD s-a utilizat în conjuncţie cu SMM [90]. De asemenea un model BUU a fost cuplat cu un model statistic (EES) [37].

3. Ansamblul experimental

3.1. Motivaţia şi prezentarea generală a detectorului FOPI

În vederea studiului experimental al fenomenelor colective prezentate anterior la GSI–Darmstadt a fost conceput şi realizat detectorul FOPI [19, 24, 25], urmărindu-se ca pragurile energetice de detecţie, să fie cât mai coborâte, iar domeniul energetic să fie cât mai extins. Astfel, detectorul FOPI a fost conceput pentru a fi utilizat la Sincrotronul de Ioni Grei (SIS) de la GSI–Darmstadt la energii între 100 MeV/u şi 2 GeV/u şi sisteme între Ca+Ca şi U+U, cu performanţe ridicate pentru studiul ciocnirilor centrale şi semicentrale, având posibilitatea de a detecta cu eficienţă ridicată numărul mare de particule ce rezultă din aceste reacţii.

Problema în acest foarte larg interval energetic este că se trece gradual dinspre zona în care nucleonii şi fragmentele complexe ($Z \geq 3$) joacă un rol dominant spre cea unde producerea de particule – π, K, Λ, ϕ – devine importantă, iar aceasta ridică probleme speciale de detecţie (de exemplu pierderea de energie a unui pion poate să fie cu cinci ordine de mărime mai mică decât cea a unei particule alfa).

Pentru domeniul energetic la care ne-am referit, particulele rezultate au energii mari, astfel că stoparea lor completă în detector nu este practic realizabilă (detectorul este "transparent"). De aici necesitatea de a avea măsurători de timpi de zbor (ToF), ceea ce face ca dimensiunile detectorului să fie considerabile, iar aceasta, combinată cu cerinţa pentru o anumită "granularitate" (pentru a elimina posibilitatea ca două particule din acelaşi eveniment să lovească acelaşi modul al detectorului, aşa-numitul "multiple-hit"), duce la soluţii practice doar pentru domeniul unghiurilor polare mici (Θ_{lab} <30° în cazul FOPI). Pentru unghiuri mai mari este necesară folosirea combinată a analizei magnetice şi a timpilor de zbor. Astfel, detectorul FOPI este o structură modulară de subdetectori ce furnizează semnale foarte diverse (ΔE, ToF, rigiditate magnetică, detectori Cerenkov).

Utilizarea plasticilor scintilatori ca detectori rapizi este dictată de necesitatea de a avea on-line un aşa-numit "trigger", adică posibilitatea de a selecta grosier tipul de reacţie dorită chiar în timpul experimentului, ceea ce duce la creşterea ratei de achiziţie şi la scăderea cantităţii totale de informaţie ce se acumulează în cursul unui experiment datorită eliminării evenimentelor nedorite (”background”, reacţii periferice, etc.).

Configuraţia detectorului FOPI este prezentată în Figura 3.1.

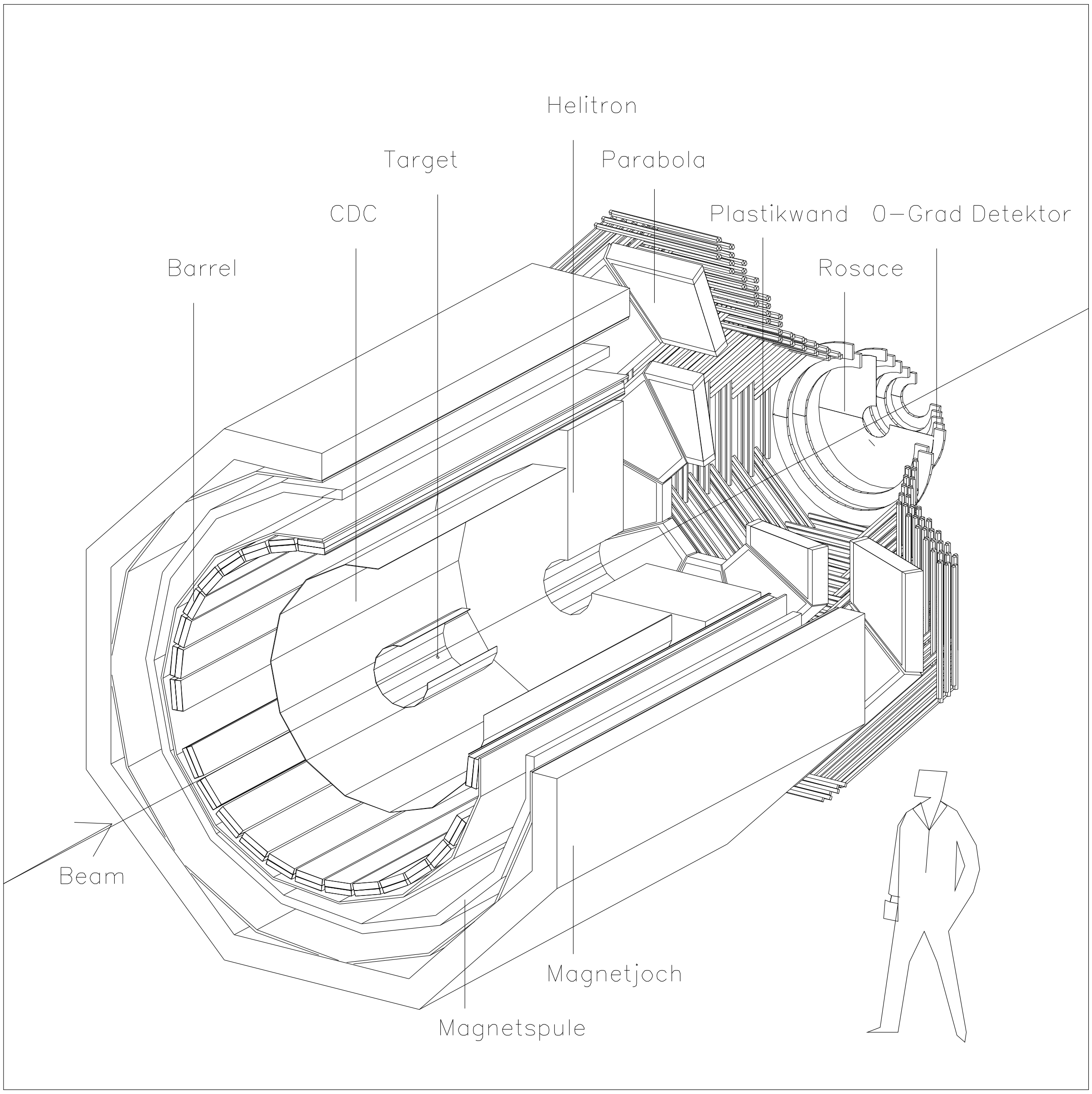


Figura 3.1.: *Detectorul FOPI.*

Detectorul este compus din următoarele subsisteme:

Subdetector	Unghiul polar (lab.)	Metoda de detecţie
Zero Degree	1.2° - 7°	Padele scintilatoare
Plastic Wall	7° - 30°	Baghete scintilatoare
Rosace	1° - 6°	Padele scintilatoare
Parabola	7° - 30°	Camere de ionizare cu gaz
TOF Barrel	45° - 145°	Baghete scintilatoare
Cerenkov Barrel	45° - 90°	Cerenkov (apă)
Helitron	10° - 28°	Cameră de drift
CDC	33° - 140°	Cameră de drift

În afară de componentele prezentate mai sus, detectorul mai conţine (la ieşirea fasciculului din conducta de transport, la aproximativ 2 m înainte de ţintă) **detectorul de start**, care este o lamelă subţire din plastic scintilator rapid NE102, citită de doi fotomultiplicatori, care furnizează startul pentru sistemul de achiziţie, precedat de **detectorul de veto** (sau de halo), care este o coroană formată din 2 perechi de lamele scintilatoare cu poziţie reglabilă, fiecare citită de propriul fotomultiplicator, care are rolul de a rejecta fasciculul ce prezintă halo şi de a controla calitatea fasciculului pe ţintă. O a doua configuraţie identică este poziţionată la distanţă mică înaintea ţintei, având rolul de a rejecta ciocnirile produse în detectorul de start. De asemenea, un sistem complex format dintr-un laser şi sistemul aferent de distribuţie asigură informaţia necesară calibrării şi monitorării detectorului [19].

În Faza I a aranjamentului experimental FOPI [19], acesta a fost compus din **Zero Degree** plus **Rosace** ($1^o < \theta_{lab} < 7^o$) şi **Plastic Wall** plus **Parabola** ($7^o < \theta_{lab} < 30^o$), acoperind 360^o în azimut (ϕ). Identificarea particulelor se bazează pe măsurarea pierderii de energie şi a timpului de zbor, rezultând sarcina Z a produşilor de reacţie. Această limitare (a măsurării doar a sarcinii şi nu şi a masei), precum şi limitarea în unghiul polar ($\theta_{lab} < 30^o$) a fost suplimentată parţial (într-un domeniu limitat al unghiului azimutal) de măsurători folosind detectori-telescop Si-CsI [118]. De asemenea, camere proporţionale multifilare au fost folosite ca detectori de multiplicitate pentru unghiuri $\theta_{lab} > 30^o$. Măsurătorile din Faza I au demonstrat necesitatea măsurării simultane atât a maselor fragmentelor complexe ($Z \geq 3$) [23], cât şi a separării izotopilor hidrogenului şi ai heliului [118].

3.2. Plastic Wall

Acest sub-detector este compus din 512 baghete scintilatoare (Bicron BC 408) aranjate în 8 sectoare radiale a câte 64 de baghete. Acestea au o secţiune rectangulară (1.8 cm grosime, 2.4 cm înălţime) şi au lungimi între 45 cm şi 165 cm, semnalele fiind citite la ambele capete, prin intermediul unor ghiduri de lumină drepte, de fotomultiplicatoare

(1-inch Philips XP2972/01). Semnalul anodic al fiecărui fomultiplicator este împărţit într-un semnal de energie E şi unul de timp t, rezultând astfel patru mărimi: $E_{L,R}$ şi $t_{L,R}$.

Pentru fiecare particulă detectată poziţia (θ şi ϕ) se determină din coordonatele baghetei şi din semnalele de timp sau de energie la cele două capete – $t_{L,R}$, $E_{L,R}$,: POS $\sim (t_L - t_R)/2 \sim \ln(E_L/E_R)$. Timpul de zbor (ToF) este intervalul dintre două referinţe: “start”, furnizat de detectorul de start şi “stop”:ToF $\sim (t_L + t_R)/2$, iar pierderea de energie va fi: $\Delta E \sim \sqrt{E_L E_R}$

Această informaţie este utilizată pentru identificarea particulelor. Matricea de identificare $\Delta E - v$, precum şi spectrul de Z rezultat în urma liniarizării sunt prezentate în Figura 3.2.

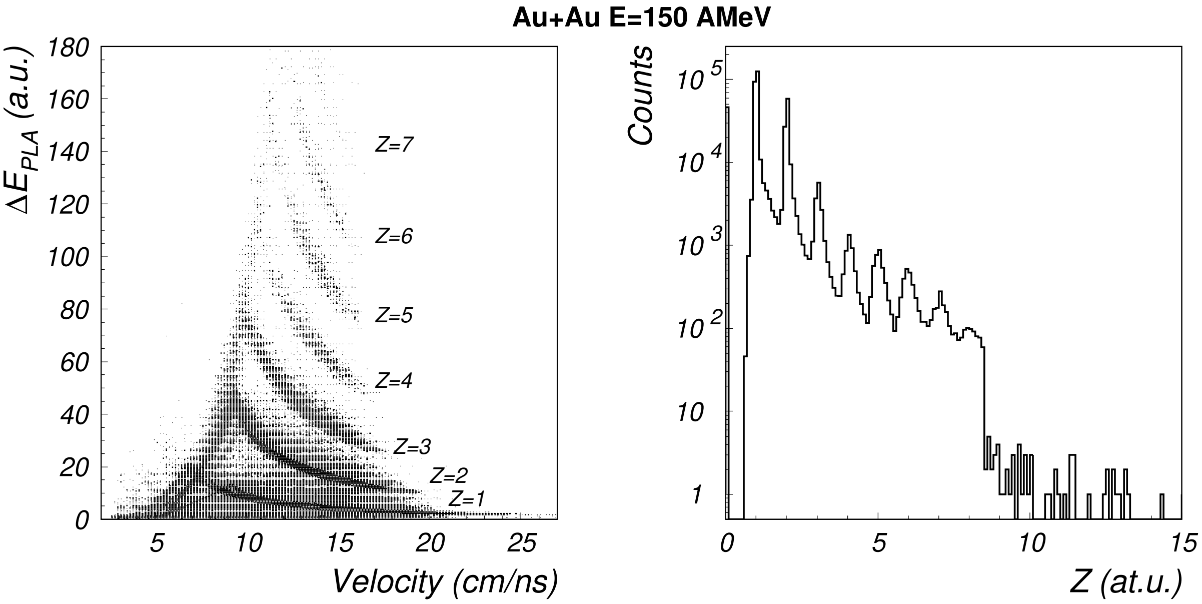


Figura 3.2.: *Identificarea particulelor folosind Plastic Wall.*

În această figură sunt suprapuse semnalele de la toate baghetele scintilatoare. Se observă că identificarea este posibilă doar pentru particulele care penetrează scintilatorul – ”punch-through” (pentru viteze mai mari de aprox. 10 cm/ns).

3.3. Parabola

Pentru a descreşte pragul de detecţie se utilizează în faţa Plastic Wall-ului aşa-numitul detector Parabola, care constă din 8 sectoare, fiecare având un modul interior şi unul exterior. Fiecare modul constă dintr-o cameră de ionizare dublă (un anod comun, între două grile Frisch şi doi catozi la exterior), cu o grosime de 12 cm. Fragmentele penetrează camerele aproape paralel cu câmpul electric. Anodul se afla la masă, în timp ce potenţialele catodei şi ale grilelor sunt de -4.8 kV şi, respectiv, -1 kV. Camerele operează cu Ar şi 10% CH_4 la presiunea atmosferică, fără recirculare. Anodele sunt divizate radial în 8 sub-anode, fiecare furnizând propriul semnal, ceea ce face ca Parabola să aibă astfel 128 de sub-detectoare independente.

Folosind semnalul de ΔE de la aceste camere de ionizare şi viteza dată de Plastic Wall, matricea de identificare şi spectrul aferent sunt prezentate în Figura 3.3.

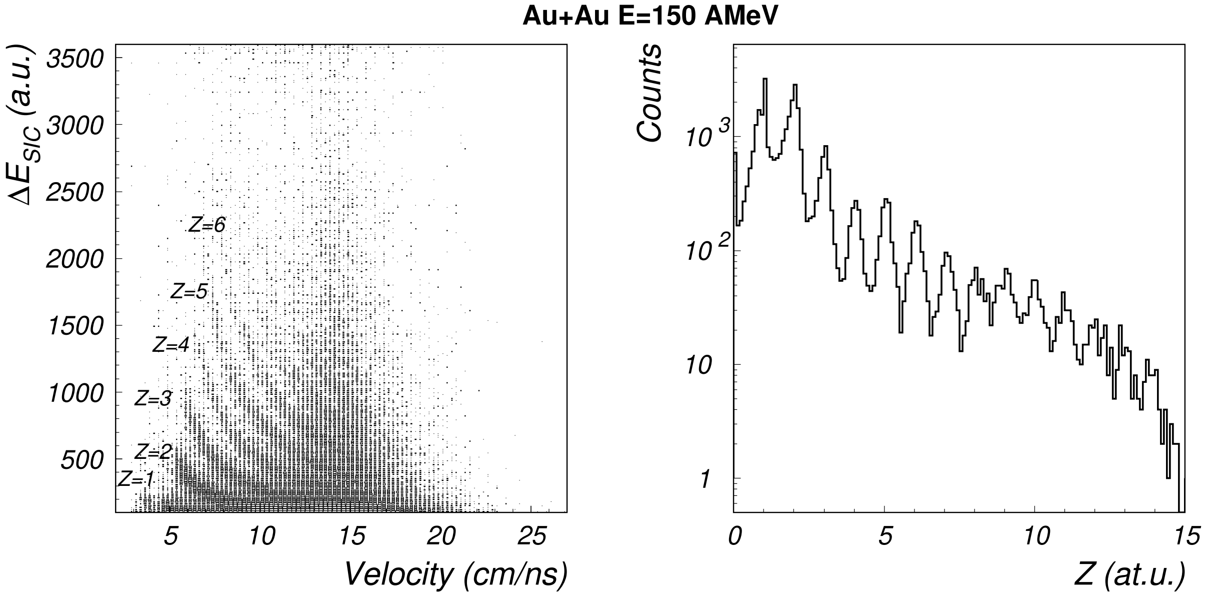


Figura 3.3.: *Identificarea particulelor folosind camerele de ionizare (Parabola) şi baghetele de plastic scintilator (Plastic Wall).*

Eficienţa identificării acestui sub-detector este redusă pentru particulele uşoare (dar care sunt identificate în majoritate de Plastic Wall), identificarea fiind extinsă însă pentru fragmentele grele şi lente, adică exact complementare celor identificate de Plastic Wall.

3.4. Zero Degree

Pentru unghiuri mici se foloseşte sub-detectorul Zero Degree, care constă din 252 de padele scintilatoare (Bicron BC 404), de formă trapezoidală, aranjate în 7 inele concentrice. Padelele au o grosime de 2 cm şi sunt citite radial (la un singur capăt, spre exterior faţă de axa fasciculului) de fotomultiplicatoare (2-inch Philips XP2262) prin intermediul unui grid de lumină cu o formă specială (de coadă de peşte). Ca şi în cazul baghetelor scintilatoare ale Plastic Wall-ului, padelele furnizează informaţie de timp de zbor şi de pierdere de energie. Matricea şi spectrul de identificare sunt prezentate în Figura 3.4.

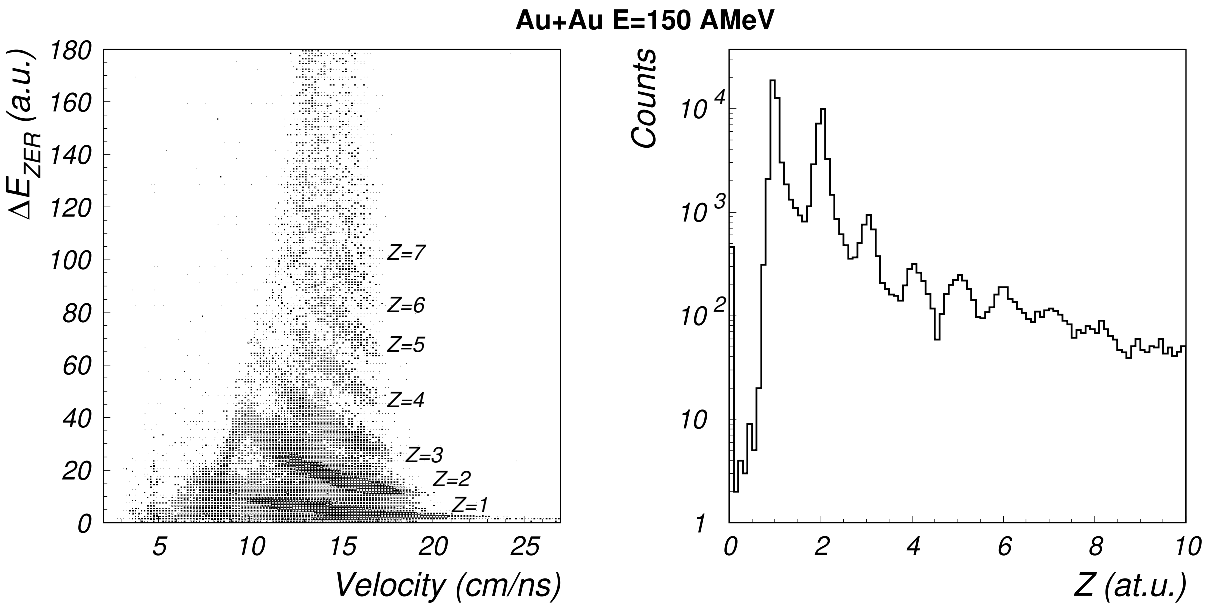


Figura 3.4.: *Identificarea particulelor folosind Zero Degree.*

3.5. Rosace

Sub-detectorul Rosace are pentru Zero Degree acelaşi rol pe care îl are Parabola în cazul Plastic Wall, adică de a coborî pragul de identificare şi de a extinde identificarea pentru fragmente grele. Rosace constă din 60 de padele scintilatoare (NE 102A) cu grosimea de 2 mm şi lungimea de 340 mm, aşezate radial într-o configuraţie similară petalelor unei flori. Padelele sunt citite (de asemenea la un singur capăt) de fotomultiplicatoare Hamamatsu R2076 de 3/4-inch. O problemă suplimentară apare aici datorită lungimii padelelor, care are ca efect dependenţa semnalului de poziţia de incidenţă a particulei, aceasta ducând la limitarea rezoluţiei de identificare.

3.6. Camera Centrală de Drift (CDC)

3.6.1. Construcţia şi modul de funcţionare al CDC

Camera Centrala de Drift (CDC) este o cameră multifilară [48] de ”tracking” (care permite adică reconstruirea traiectoriei particulelor), care acoperă 360° în unghiul azimutal (ϕ) şi între aprox. 30° şi 140° în unghiul polar (θ_{lab}). Ea este plasată în interiorul unui Solenoid Supraconductor NbTiCu operat la temperatura Heliului lichid, care produce un câmp magnetic cu simetrie axială, cu valoarea de 0.6 T. Astfel, traiectoriile particulelor încărcate sunt elicoidale şi relaţia dintre raza de curbură R (măsurată în metri) şi impulsul perpendicular pe direcţia câmpului magnetic – p_t (în GeV/c) este:

$$p_t = 0.3 \cdot Z \cdot B \cdot R \tag{3.1}$$

unde B este câmpul magnetic (în Tesla), iar Z este numărul atomic al particulei.

Camera este împărţită (axial) în 16 sectoare, fiecare conţinând 60 de fire de detecţie şi tot atâtea fire de potenţial (raza exterioară a CDC fiind de 80 cm, iar cea interioară de 20 cm). Firele de detecţie au grosimea de 50 μm, iar cele de potenţial (anodice) de 100 μm şi lungimi între 86 şi 190 cm, în funcţie de distanţa lor radială faţă de ţintă. Firele de detecţie se află la masă, iar firele de potenţial (în mod uzual) la o tensiune de -1.5 kV.

Pentru experimentul de la energii joase discutat aici, firele de potenţial s-au aflat la o tensiune de -1.1 kV – primele 30 (interioare) şi -1.55 kV – celelalte 30 (exterioare), pentru fiecare sector, asta pentru a permite detecţia fragmentelor complexe, respectiv a particulelor uşoare, prin compensarea pierderilor de energie mai mari, respectiv mai mici, prin ajustarea factorului de amplificare în gazul camerei. Frontiera dintre sectoare este formată din fire catodice, aflate la un potenţial de -15 kV, toate firele fiind paralele cu direcţia fasciculului.

Configuraţia câmpului de drift al electronilor este prezentată în Figura 3.5 pentru 10 fire de drift. Această configuraţie a fost calculată cu ajutorul pachetului de programe GARFIELD (vezi, spre exemplu, Ref. [91]) [92].

Gazul de detecţie este în mod uzual un amestec de 88% Ar, 10% izobutan şi 2% CH_4 la presiune atmosferică, cu recirculare.

Din locul în care sunt produşi de către o particulă ce produce ionizări în gazul de detecţie, electronii se deplasează cu viteză constantă (această deplasare se numeşte drift, iar viteza cu care se face – viteză de drift, v_D) spre planul firelor anodice, unde sunt multiplicaţi în regim proporţional datorită diferenţei de potenţial dintre firele anodice şi firele de detecţie. Zona spaţială în care electronii generaţi în drumul unei particule sunt captaţi de unul sau altul din firele de detecţie se numeşte *celulă de drift*. Firele de detecţie sunt rezistive (având o rezistenţă de 500 Ω/m) şi semnalele furnizate de

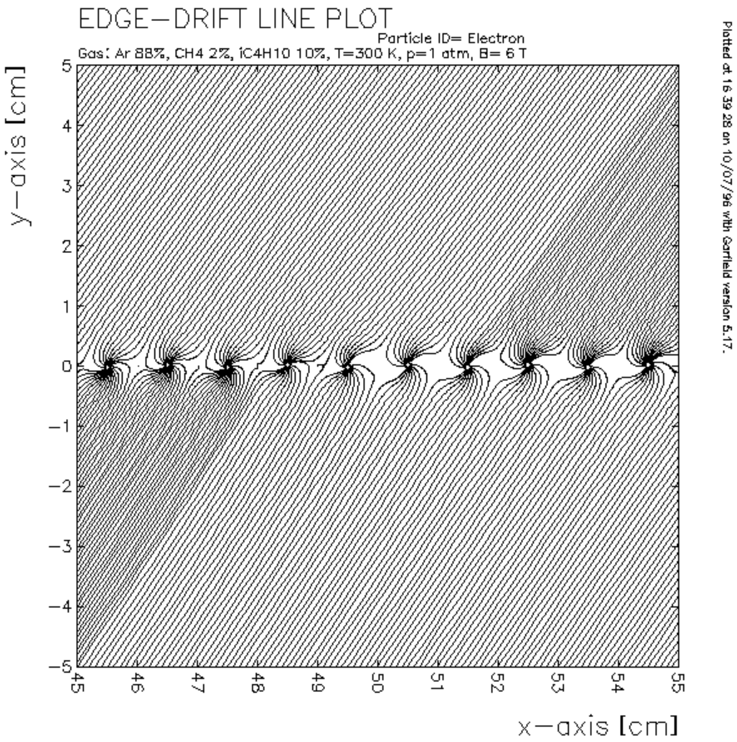


Figura 3.5.: *Configuraţia câmpului de drift al electronilor pentru 10 fire de semnal. Firele anodice nu sunt figurate.*

ele sunt citite la ambele capete, aceasta permiţând determinarea coordonatei z prin metoda diviziunii de sarcină. Timpul de drift al electronilor din locul în care o particulă a produs ionizarea în gazul de detecţie până la firele de detecţie este utilizat pentru obţinerea distanţei de drift. Cu aceaste a mărimi se determină coordonatele x şi y folosind poziţia firului respectiv şi valoarea unghiului Lorentz, α_L (determinat de configuraţia câmpurilor electric şi magnetic în care are loc mişcarea electronilor).

Deoarece direcţia de mişcare a electronilor nu poate fi măsurată, fiecărui ”hit” (semnal pe un fir) i se asociază spaţial o imagine-oglindă, simetrică faţă de firul respectiv. O secţiune într-un plan perpendicular pe axa fasciculului (xy) a structurii CDC, împreună cu toate ”hit”-urile şi imaginea lor oglindă pentru un eveniment în ciocnirea centrală Au+Au la energia de 250 MeV/nucleon este prezentată în Figura 3.6.

Datorită multiplicităţilor mari (de exemplu, pentru ciocnirea centrală Au+Au la energia de 250 MeV/nucleon, până la 60 de particule pot fi emise în zona de detecţie a CDC) este necesar ca prelucrarea semnalelor date de firele de detecţie să fie făcută cu aşa-numitele ”Flash-ADC” (FADC), adică convertoare analog-digitale care furnizează distribuţia temporală a semnalului dat de un fir, ceea ce face ca fiecare sector al CDC să fie un aşa-numit detector multi-hit, capabil de a detecta mai multe particule într-un acelaşi eveniment. Pentru a minimiza cantitatea de informaţie înmagazinată în cursul unui experiment, este necesar ca informaţia de la FADC–uri (în total aproximativ

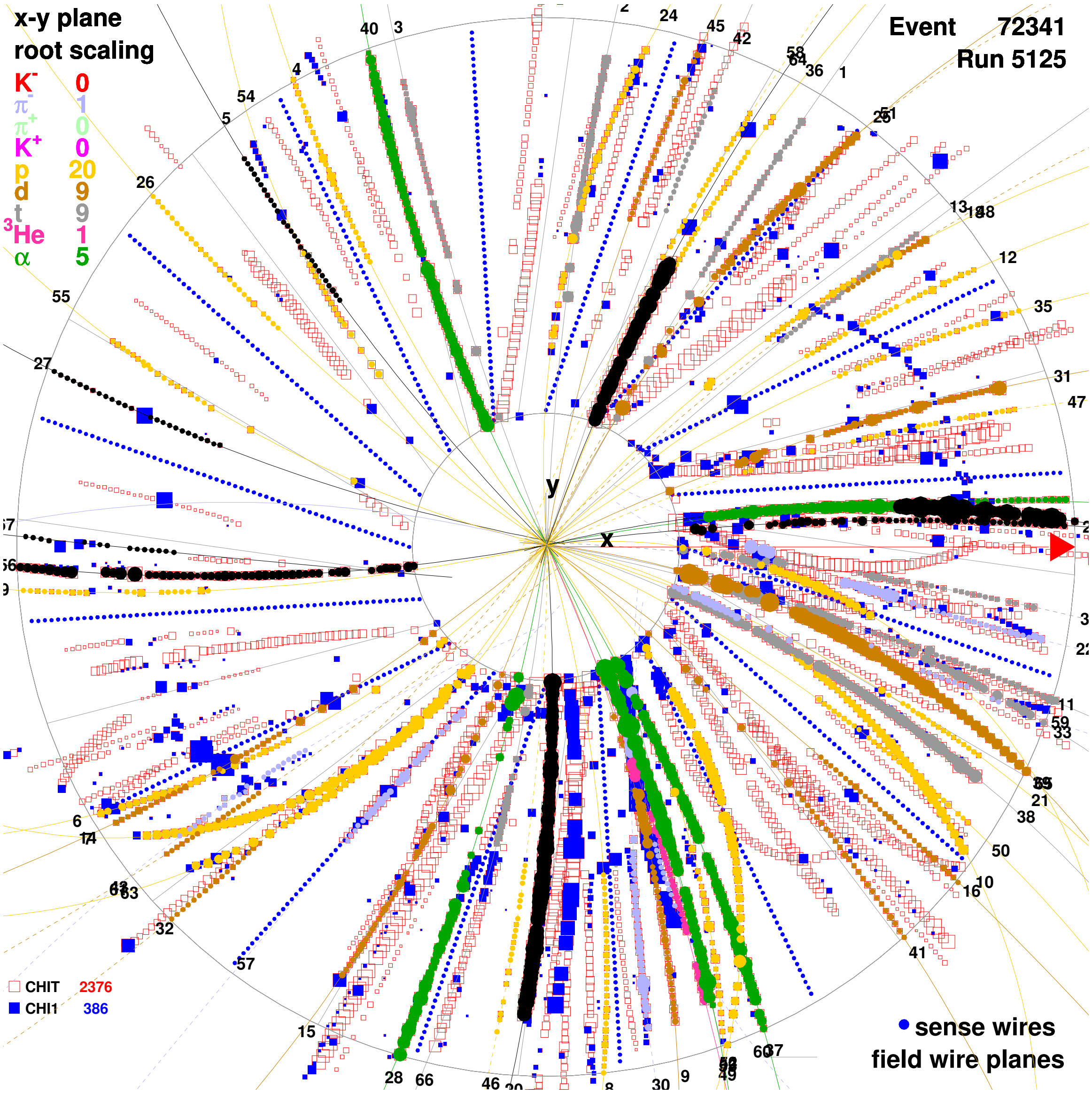


Figura 3.6.: *Secţiune în planul xy a unui eveniment în CDC - Au+Au E=250·AMeV.*

2 MB/eveniment) să fie prelucrată (în aşa-numitele procesoare ”Front-End”, FEP) (în cursul achiziţiei respectivului eveniment) înainte ca informaţia să fie scrisă pe benzile magnetice, ajungându-se la o valoare finală de 10-30 kB/eveniment.

Capacitatea CDC de a separa traiectorii ale particulelor cât mai apropiate spaţial este determinată atât de rezoluţiile experimentale spaţiale ($\simeq$100 μm în planul xy şi $\simeq$10 cm în planul rz), de dimensiunea celulei de drift definită mai sus, cât şi de performanţele FADC-urilor şi a algoritmilor de procesare a semnalelor furnizate de acestea, precum şi de performanţele algoritmilor de asamblare a hit-urilor în traiectorii (”tracking”).

3.6.2. Reconstrucţia traiectoriilor (”tracking”)

În general metodele de ”tracking” se împart în locale şi globale. În metodele locale diverse criterii şi anumiţi parametri sunt folosiţi în algoritmi de asamblare punct cu punct (”track following”, ”Kalman filtering” [93, 94, 95]), în timp ce metodele globale aplică mai întâi o anumită transformare a hit-urilor ca totalitate (Hough, ”Neural Network” [96, 97, 98, 100]) rezultatele acesteia fiind mai apoi prelucrate. Pentru CDC atât metode locale (”track-following”), cât şi globale (”Hough-transform”, ”conformal mapping”) sunt folosite în algoritmii de tracking [99]. Pentru datele analizate aici s-a utilizat metoda locală ”track-following”, într-o configuraţie dezvoltată la GSI [101].

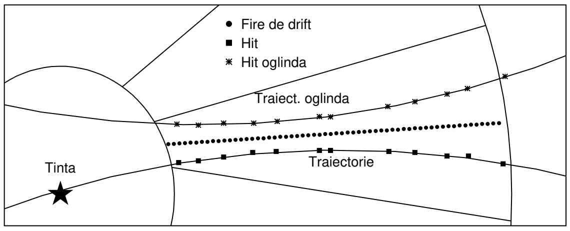


Figura 3.7.: *Tilting.*

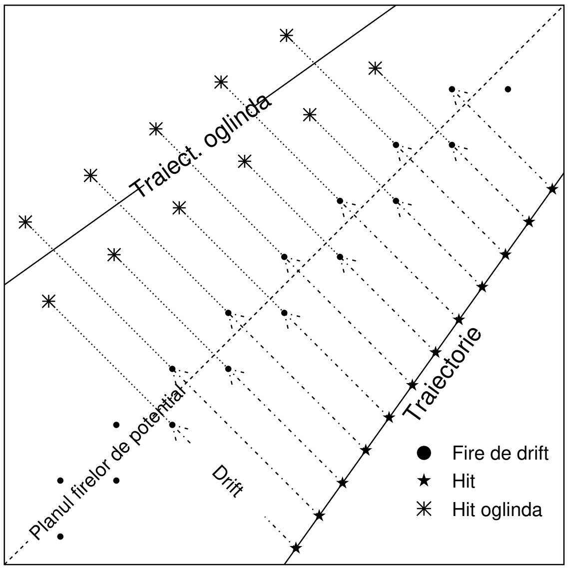


Figura 3.8.: *Staggering.*

Desigur că şi semnalele oglindă pot fi asamblate în false traiectorii. Există însă două posibilităţi pentru a rezolva această ambiguitate:

1) planele firelor sunt înclinate la un anumit unghi (8°) faţă de rază, aşa după cum se poate constata şi în Fig. 3.6, aşa încât traiectoria oglindă nu va trece prin poziţia ţintei (”tilting”);

2) firele de detecţie sunt alternativ deplasate cu 100 μm faţă de planul firelor de potenţial (”staggering”).

Modul de exploatare a acestor două caracteristici este ilustrat schematic în Figurile 3.7 şi 3.8, respectiv.

Capacitatea algoritmului de a găsi traiectorii poate fi urmărită pentru un eveniment real în Fig. 3.6. Ca performanţă a programului de tracking, Figura 3.9 prezintă numărul de hit-uri rămase neasamblate în traiectorii (*”leftovers”*) raportat la numărul total de hit-uri pe eveniment ca funcţie de acesta din urmă, pentru reacţiile Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energia de 250A·MeV.

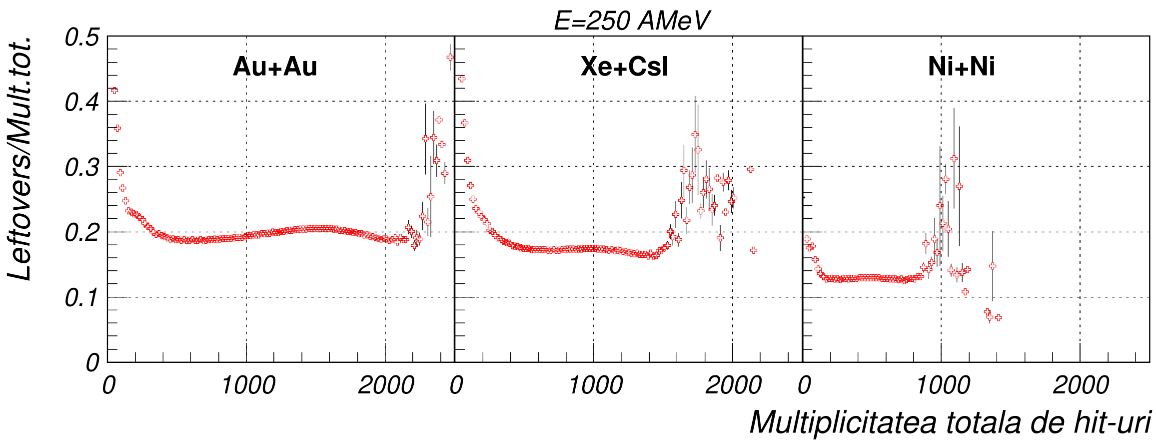


Figura 3.9.: *Leftovers E=250A·MeV.*

Figura 3.10 prezintă timpul de CPU consumat de tracker ca funcţie de numărul total de hit-uri per event pentru două calculatoare, IBM Risc 6000 - AIX şi PentiumPro sub Linux. Se observă că algoritmul de tracking consumă o cantitate mare de timp CPU şi că PentiumPro este de aproape 2 ori mai rapid decât o staţie IBM Risc 6000.

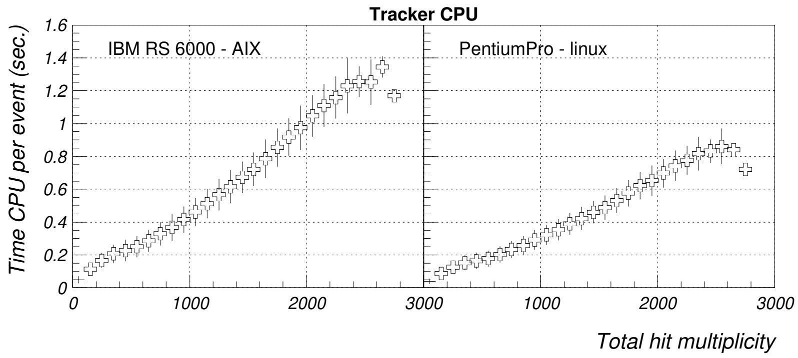


Figura 3.10.: *Timp CPU consumat de tracker ca funcţie de numărul total de hit-uri per event.*

Un avantaj deosebit al detectoarelor de "tracking" este acela că în general dau posibilitatea determinării cu precizie a aşa-numitului "vertex", adică poziţia evenimentului (ideal, locul de intersecţie al traiectoriilor particulelor dintr-un eveniment).

Este şi cazul CDC, pentru care Figura 3.11 prezintă, pentru reacţia Au+Au E=250A·MeV, distribuţiile poziţiei vertexului (sus): coordonatele x (coordonata y are o distribuţie similară) şi z, precum şi ale distanţei fiecărei traiectorii de vertexul comun (jos) de asemenea în x şi z. Pentru a determina poziţia vertexului se face o minimizare a distanţelor traiectoriilor particulelor dintr-un eveniment faţă de originea sistemului de coordonate (poziţia ţintei), după x, y şi z.

Se observă că, datorită rezoluţiei mai slabe, în z distribuţiile sunt mai largi. Lărgirea spre valori negative a distribuţiei vertexului în z se datorează faptului că fasciculul poate

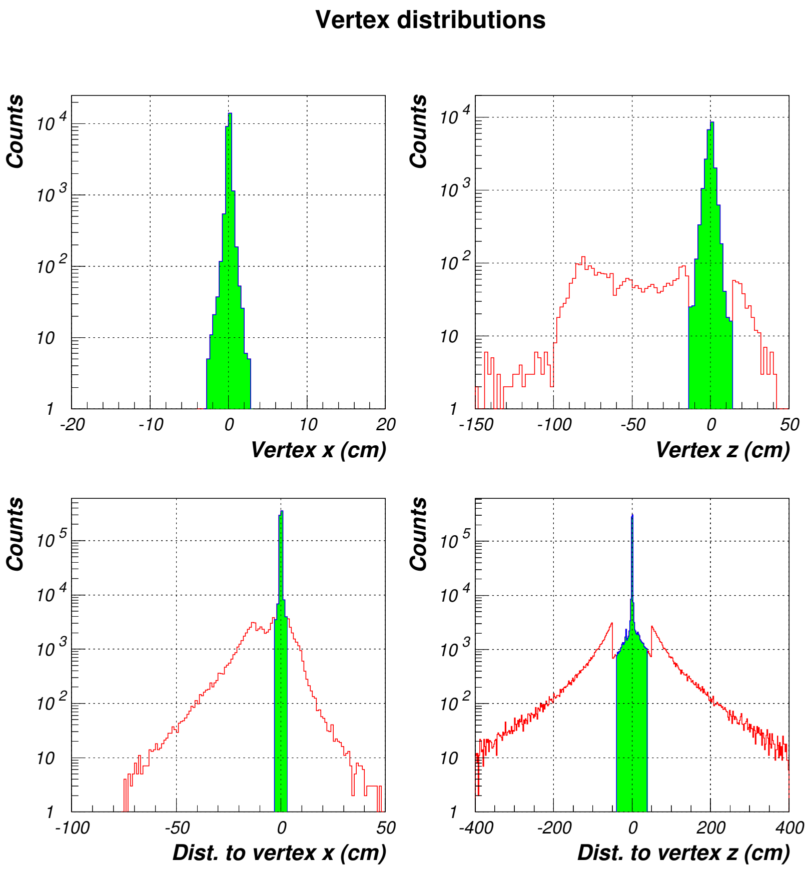


Figura 3.11.: *Distribuţiile vertexului (sus): coordonatele x (coordonata y are o distribuţie similară) şi z şi ale distanţei fiecărei traiectorii de vertexul comun (jos) pentru reacţia Au+Au E=250A·MeV.*

produce evenimente în mediile de dinaintea ţintei şi o parte din acestea nu sunt rejectate de către trigger. Discontinuităţile în jurul valorii zero se datorează forţării vertexului în zero între anumite limite, precum şi forţării traiectoriilor la vertexul comun. Zonele umbrite în Fig. 3.11 sunt domeniile acceptate pentru analiza datelor (vezi Capitolul 4, Secţiunea 4.1).

3.6.3. Calibrarea CDC

Calibrarea parametrilor globali

Primul pas în calibrarea CDC este determinarea aşa-numiţilor parametri globali: viteza de drift – v_D (o caracteristică a gazului de detecţie si depinzând de intensitatea câmpului electric), unghiul Lorentz – α_L (determinat de configuraţia câmpurilor electric şi magnetic în care are loc mişcarea electronilor) şi offset-ul total de timp – T_0 (determinat în principal de lungimea cablurilor ce transportă semnalele până la preamplificatoare).

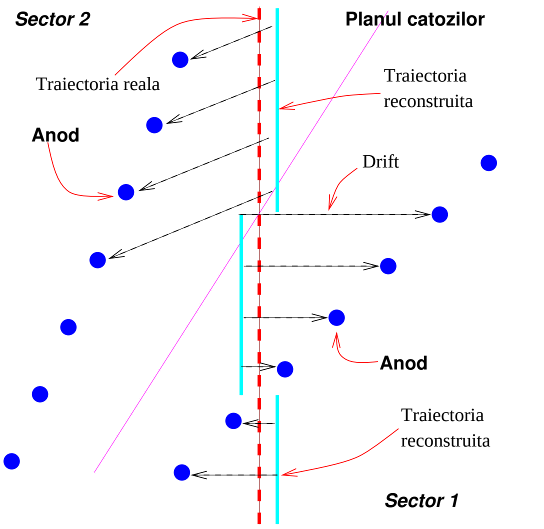


Figura 3.12.: *Efectul calibrării T_0 asupra reconstrucţiei traiectoriei.*

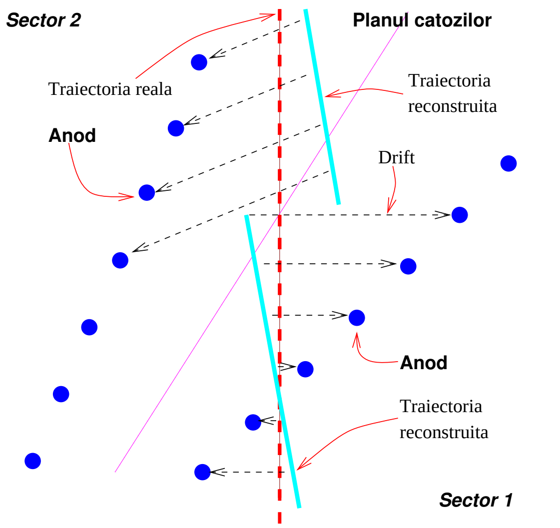


Figura 3.13.: *Efectul vitezei de drift asupra reconstrucţiei traiectoriei.*

Influenţa parametrilor globali T_0 şi v_D asupra reconstruirii traiectoriei particulelor detectate este prezentată în Figurile 3.12, 3.13, respectiv.

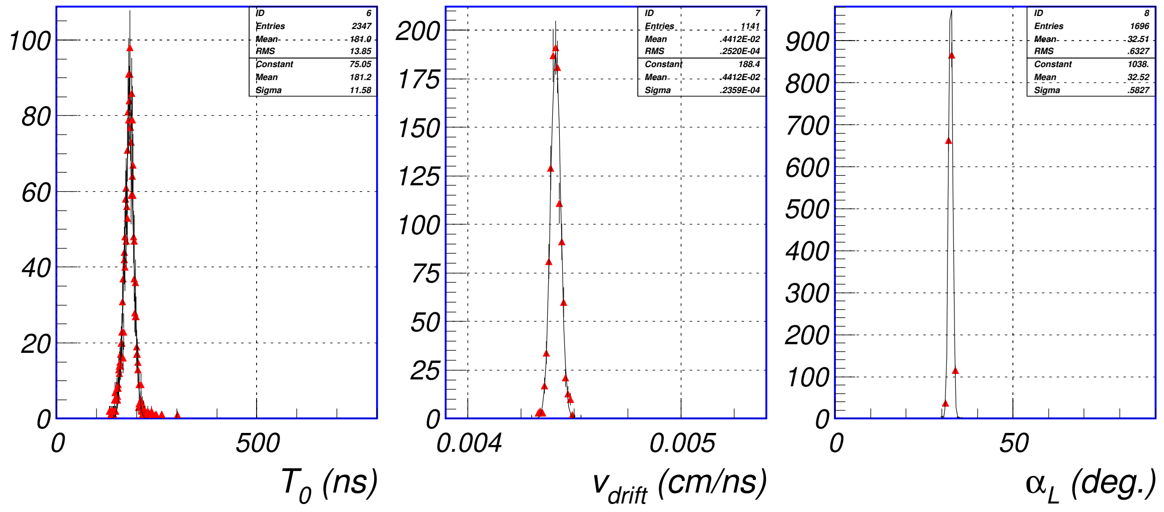


Figura 3.14.: *Distribuţiile parametrilor globali: T_0, v_D şi α_L.*

Extragerea parametrilor globali este o procedură iterativă. Pentru fiecare track se variază unul dintre cei trei parametri, menţinându-se ceilalţi doi constanţi şi se extrage cea mai bună valoare a parametrului, cu care se construeşte o distribuţie. Valorile finale, obţinute din fitul acestei distribuţii, prezentate în Figura 3.14 pentru fiecare din cei trei parametri, sunt: T_0=181.2 ns, v_D=0.00441 cm/ns şi α_L=32.5°.

Calibrarea sarcinii

Următorul pas constă în calibrarea sarcinii (energiei) pentru fiecare fir şi pentru ambele sale capete. Această calibrare se face doar relativ, sarcina astfel calibrată fiind folosită pentru determinarea coordonatei z şi pentru identificarea particulelor, impulsul particulei determinându-se din curbura traiectoriei sale în câmpul magnetic. Figura 3.15 prezintă media sarcinii totale pentru fiecare fir (16x60=960) rezultată în urma calibrării. S-au folosit două valori de referinţă diferite pentru cele două valori ale tensiunii pe firele de potenţial, aşa cum s-a prezentat anterior (firele sunt numerotate la rând sector cu sector).

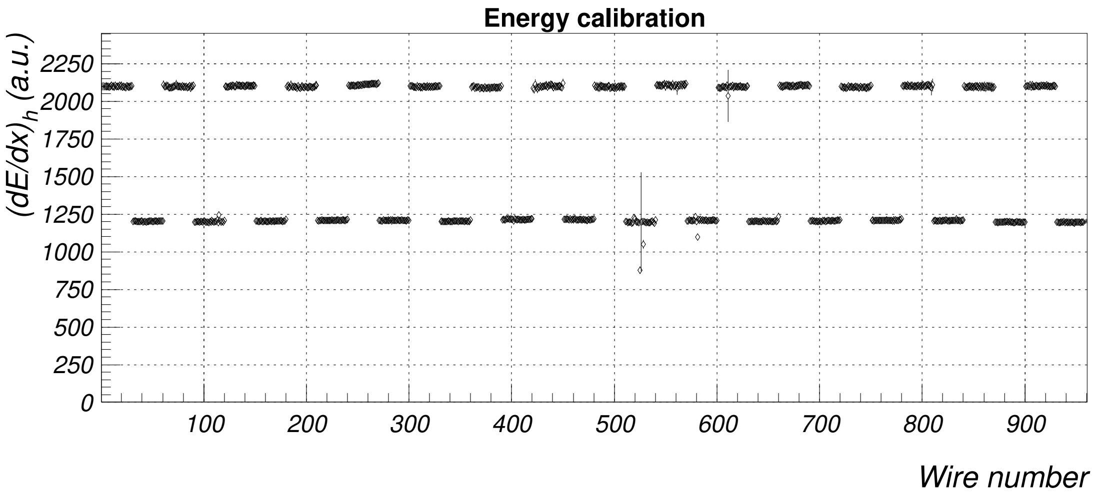


Figura 3.15.: *Calibrarea semnalului de energie.*

Această calibrare înseamnă deci 960 de constante de calibrare, fiecare asociată unui fir.

Calibrarea poziţiei (z)

Aşa după cum am mai spus, poziţia în lungul axei z se determină prin metoda diviziunii de sarcină. Dacă notăm prin Q_L şi Q_R cantităţile de sarcină citite la cele două capete ale firului (Left = upstream, Right = downstream), acestea sunt invers proporţionale cu rezistenţele celor două porţiuni de fir:

$$\frac{Q_R^c}{Q_L} = \frac{R_L}{R_R} = \frac{l_w^{eff}/2 + (z - z_w)}{l_w^{eff}/2 - (z - z_w)} \tag{3.2}$$

de unde rezultă:

$$z = z_w + \frac{l_w^{eff}}{2} \cdot \frac{Q_R^c - Q_L}{Q_R^c + Q_L} \tag{3.3}$$

unde l_w^{eff} este lungimea efectivă a firului, care ia în considerarea rezistenţa de intrare a preamplificatorului – R_0:

$$l_w^{eff} = l_0 * (1 + 2R_0/R_w) \tag{3.4}$$

R_w – rezistenţa firului, iar z_w este poziţia mijocului firului faţă de originea sistemului de coordonate (ţinta), după cum se poate urmări în Figura 3.16.

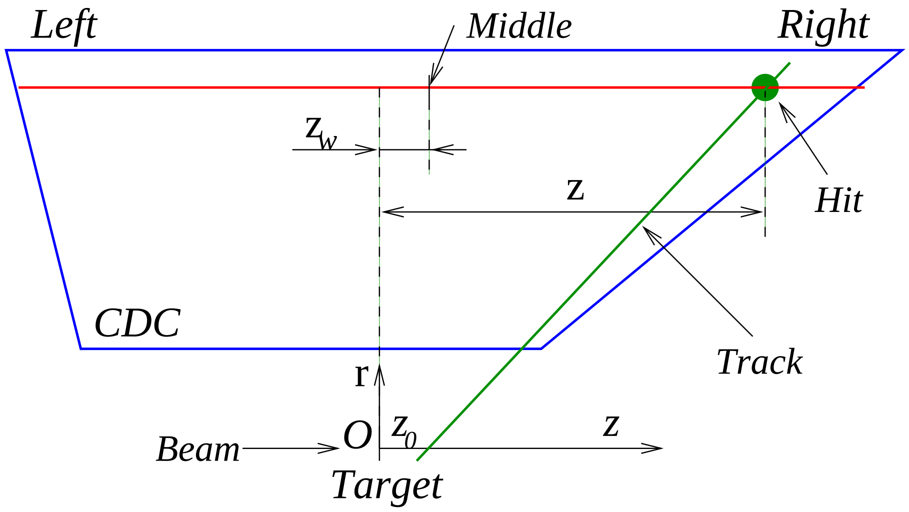


Figura 3.16.: *Geometria unui hit în CDC în planul* $r - z$.

Preamplificatoarele din partea dreaptă a firelor sunt montate pe rama exterioară CDC, prin urmare semnalele din partea dreaptă suferă o reducere datorată cablurilor de semnal. Acest efect se ia în considerare folosind următoarea expresie pentru sarcina la capătul din dreapta:

$$Q_R^c = Q_R \left[1 - C_{red}^0 - (60 - n_w) * C_{red}^1/60\right] \tag{3.5}$$

unde n_w este numărul firului.

Cele două noi constante de calibrare, C_{red}^0 şi C_{red}^1 fac să avem acum câte un factor de calibrare pentru fiecare capăt al fiecărui fir şi se determină luând ca puncte de reper poziţia ţintei, limita de detecţie a CDC ($\approx 33°$) şi limita Barrel-ului ($z_B \approx 110$ cm, vezi Fig. 3.28, Secţiunea 3.7).

Figura 3.17 prezintă distribuţia coordonatei z normate pentru 4 fire şi se observă umbrirea produsă de ţintă, a cărei poziţie este figurată prin liniile verticale continue.

După aflarea acestor constante sunt necesare câteva iteraţii pentru punerea în acord cu constanta globală de calibrare. Pentru aceasta se construiesc (pentru ambele capete) mărimile:

$$C_{L,R} = \frac{Q_{L,R^c}}{Q_{sum}(1 \mp R)/2} \tag{3.6}$$

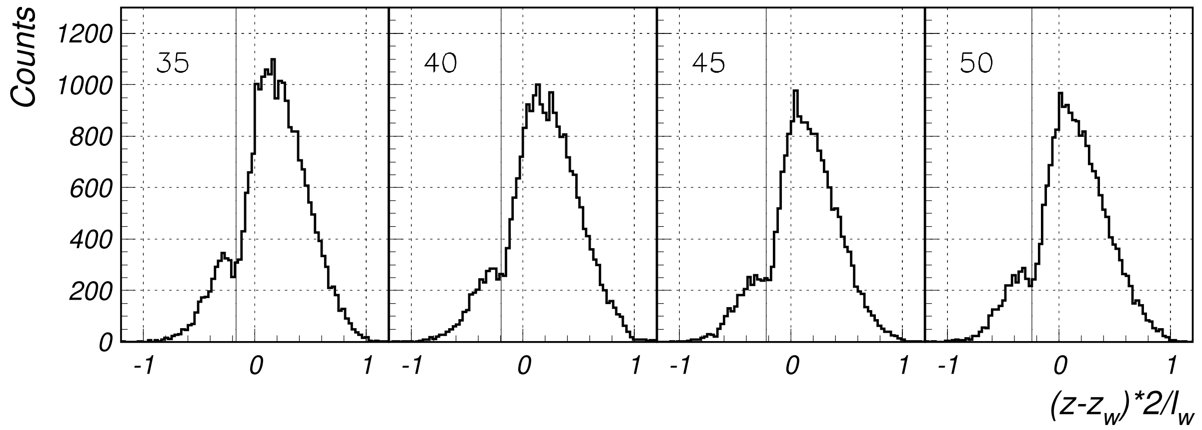


Figura 3.17.: *Distribuţia coordonatei z (normate) pentru 4 fire. Liniile verticale continue reprezintă poziţia ţintei.*

unde:

$$R = (z - z_w) * Q_{sum}/l_w^{eff} \tag{3.7}$$

$$Q_{sum} = Q_R^c + Q_L \tag{3.8}$$

Cu aceste mărimi, valoarea determinată pentru z va fi:

$$z = z_w + \frac{l_w^{eff}}{2 * C_L}\frac{Q_R^c - Q_L(2 - C_L)}{Q_R^c + Q_L} \tag{3.9}$$

aşa încât convergenţa este realizată pentru $C_{L,R} = 1$. Figura 3.18 prezintă pentru fiecare fir valoarea C_L la atingerea acestei convergenţe.

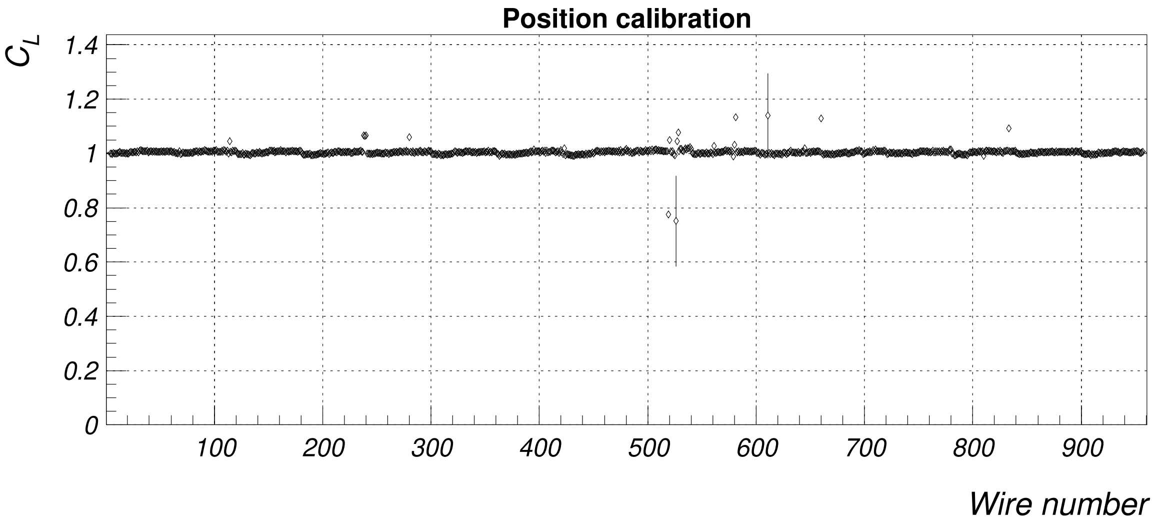


Figura 3.18.: *Factorul de corecţie pentru partea stângă a firului folosit pentru calibrarea coordonatei z.*

Calibrarea temporală

Calibrarea temporală înseamnă determinarea offset-urile individuale de timp pentru fiecare fir, necesare datorită faptului că lungimile cablurilor ce transportă semnalele variază funcţie de fir.

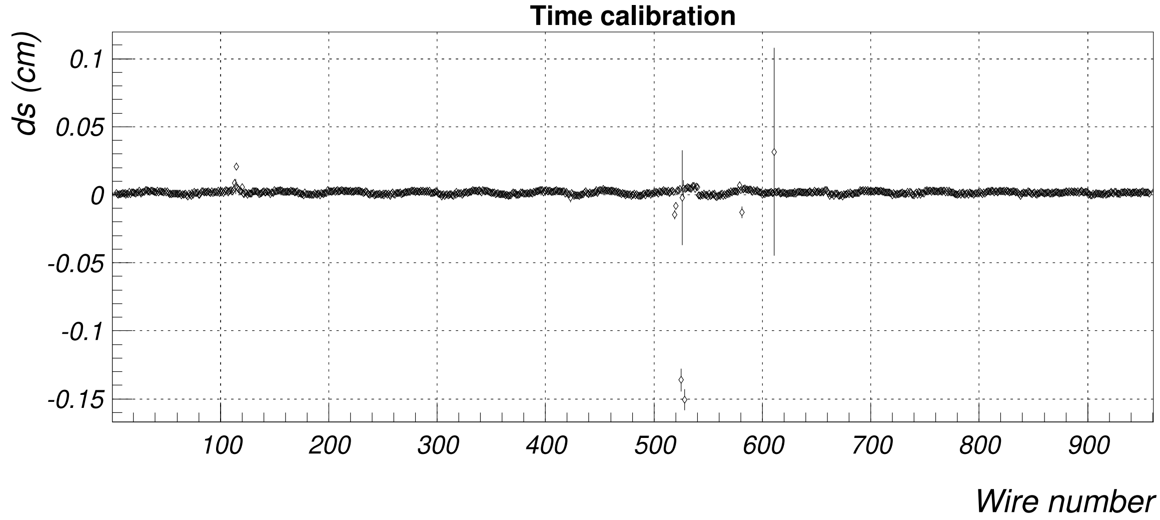


Figura 3.19.: *Calibrarea semnalului de timp.*

Figura 3.19 prezintă media abaterii fiecărui hit de la track-ul căruia îi aparţine (*ds*, calculată în planul xy) pentru fiecare fir. Acurateţea acestei calibrări este considerată suficientă pentru ds <0.01 cm (rezoluţia detectorului). Offset-urile individuale vor fi deci: $\Delta t_w = ds_w / v_{drift}$.

Corecţia pulsului

În urma FEP rezultă, pentru fiecare semnal aparţinând unei particule, integrala semnalului (proporţională cu sarcina detectată), timpul de diferenţiere (adică timpul în care semnalul atinge maximul), timpul de integrare (în număr de canale FADC; un canal al FADC=10 ns) şi numărul de canale în care semnalul a depăşit domeniul de conversie al FADC-ului. Aceste mărimi pot fi urmărite în Figura 3.20 a) pentru un puls normal şi b) pentru un puls care depăşeşte domeniul de conversie al FADC-ului (nivelul de ”overflow”).

Corecţie prezentată aici se face ca funcţie de parametrii pulsului prezentaţi mai sus şi este necesară datorită aproximărilor care se fac în FEP.

Figura 3.21 prezintă dependenţa mediei raportului dintre sarcina totală pentru un hit($(dE/dx)_h$) şi media acestei sarcini pentru hit-urile aparţinând aceluiaşi track ca funcţie de $t_{dif} \times 20 + t_{int}$ (s-a ales această reprezentare pentru a combina dependenţa de două variabile într-o dependenţă de o singură variabilă) (vezi Fig. 3.21), înainte şi după corecţie.

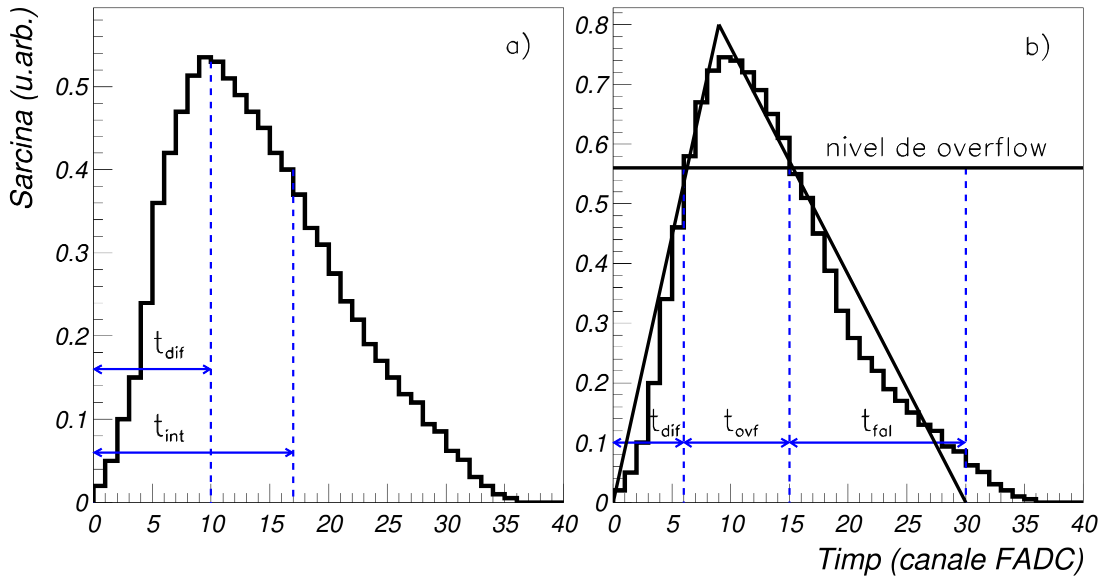


Figura 3.20.: *Parametrii semnalului de energie: a) pentru un puls normal şi b) pentru un puls care depăşeşte domeniul de conversie al FADC-ului (nivel de ”overflow”).*

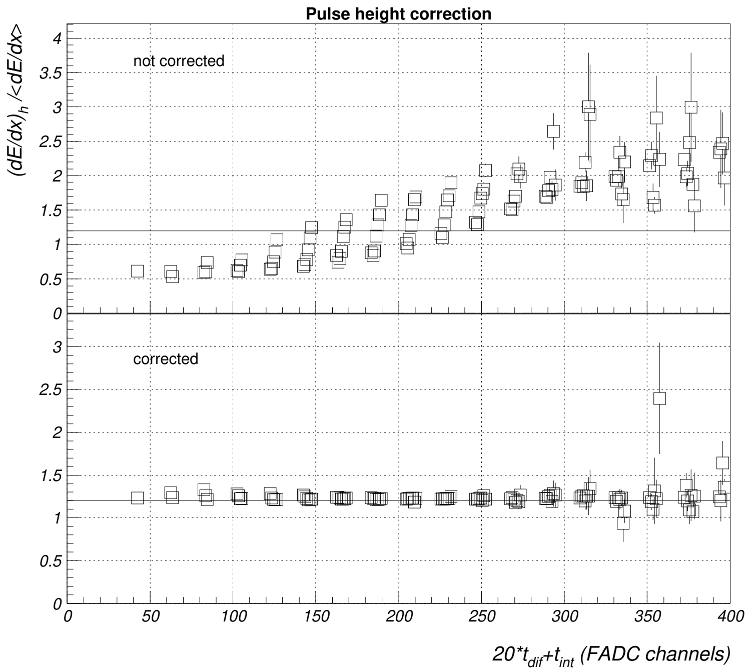


Figura 3.21.: *Dependenţa de parametrii pulsului (FEP) înainte şi după corecţie.*

Linia continuă orizontală reprezintă valoarea de referinţă pentru corecţie (1.2 în loc de 1.0 datorită distribuţiei Landau a pierderii de energie în medii subţiri, a cărei medie este 1.2 din valoarea cea mai probabilă). Această corecţie s-a dovedit crucială pentru îmbunătăţirea rezoluţiei în determinarea masei. În mod similar s-a corectat ca funcţie de parametrii pulsului furnizaţi de FEP, poziţia în planul xy a hit-urilor.

Corecţia de ”overflow”

Cu toate că CDC a fost operată “split-mode”, aşa cum a fost descris mai sus, fragmentele grele pot să aibă pierderi de energie destul de mari, care să producă pentru anumite hit-uri o cantitate de sarcină care depăşeşte domeniul de conversie al FADC-urilor (“overflow”). O scădere suplimentară a tensiunii ar duce la scăderea sarcinii colectate, ceea ce ar face ca semnalele produse de particulele uşoare să treacă sub limita de detecţie, aşa încât valoarea tensiunii este una de compromis.

Pentru cazurile de overflow a fost pusă la punct o procedură de corecţie a semnalelor (pentru fiecare capăt ale unui fir). In Figura 3.20-b), pentru zona în care pulsul depăşeşte nivelul maxim al FADC-ului (”nivel de overflow”), FADC-ul converteşte valoarea nivelului de overflow şi deci sarcina totală va fi reconstruită doar parţial. Aproximând semnalul cu o formă triunghiulară şi cunoscând (în urma prelucrării Front-End a semnalului) t_{dif} şi t_{ovf}, avem nevoie doar de t_{fal} pentru a calcula suprafaţa de deasupra nivelului de overflow, adică chiar sarcina pierdută din cauza overflow-ului (Q_{ovf}). Aproximând $t_{fal} = 2 \times t_{dif}$, rezultă:

$$Q_{ovf} = Q_{det} \cdot \frac{t_{ovf}^2}{2t_{dif}(3t_{dif} + 2t_{ovf})} \qquad (3.10)$$

unde Q_{det} reprezintă sarcina măsurată, adică suprafaţa aflată dedesubtul nivelului de overflow. Sarcina corectată va fi deci $Q = Q_{det} + Q_{ovf}$.

Corecţia datorită distanţei de drift

Alte corecţii necesare sunt cele dependente de distanţa de drift a electronilor

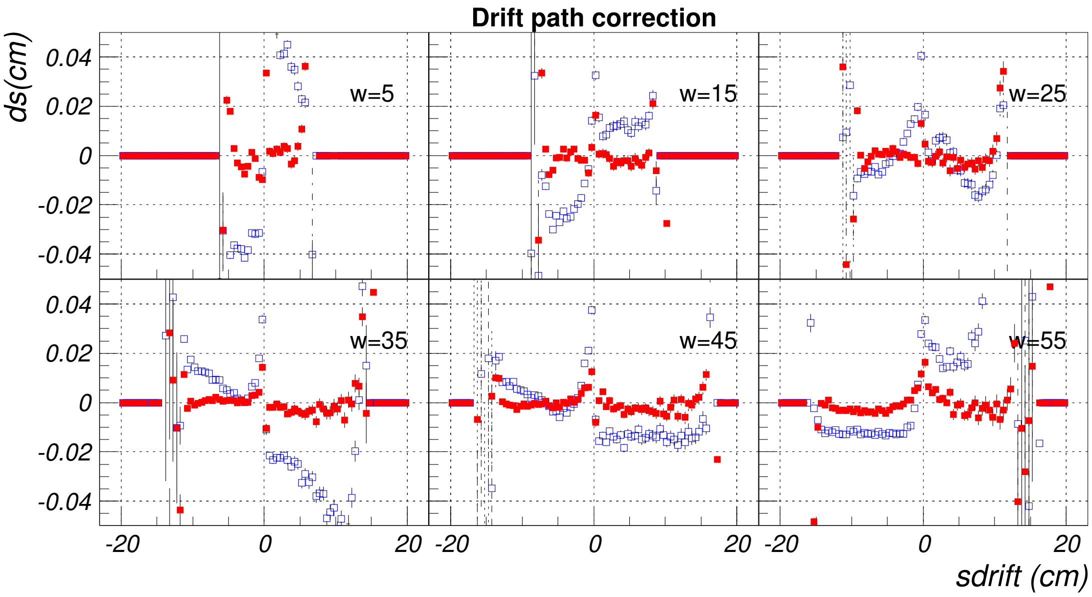


Figura 3.22.: *Dependenţa mediei abaterii fiecărui hit de la track-ul căruia îi aparţine, înainte şi după corecţie, ca funcţie de distanţa de drift pentru 4 fire ale unui sector.*

($sdrift$). Aceste corecţii sunt făcute pentru fiecare din cele 60 de fire de detecţie ale unui sector dar sunt identice pentru toate cele 16 sectoare.

Figura 3.22 prezintă dependenţa mediei abaterii fiecărui hit de la track-ul căruia îi aparţine (*ds*), înainte şi după corecţie, pentru exemplificare pentru firele 13, 28, 33 şi 38. Pentru celelalte fire dependenţa este similară. O astfel de corecţie are ca efect creşterea preciziei determinării curburii traiectoriei şi deci a impulsului particulei.

Performanţa de identificare

După asamblarea tuturor hit-urilor în traiectorii ("tracks"), aflarea maselor diferitelor particule este posibilă. Aceasta se face construind reprezentarea $log(< dE/dx >)$ ca funcţie de $log(p/q)$ ($< dE/dx >$ = media pentru fiecare track a sarcinii măsurate pentru fiecare hit, dE/dx, iar p/q este momentul transvers raportat la sarcina electrică a particulei).

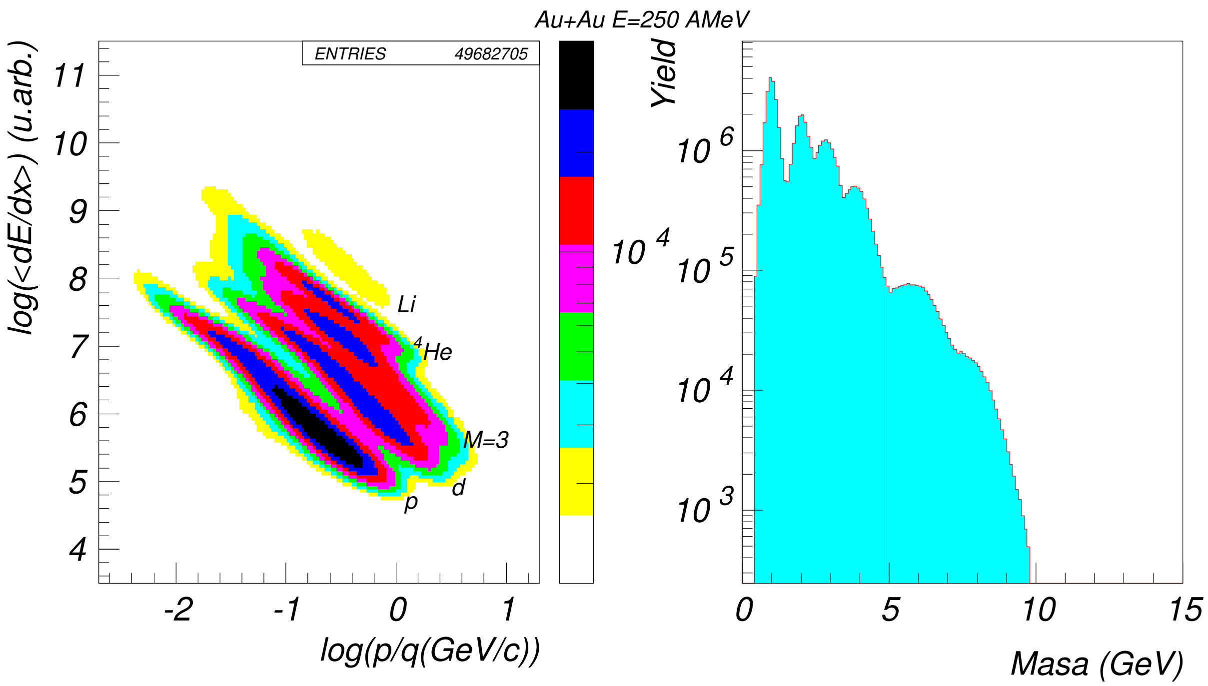


Figura 3.23.: *Performanţa de identificare a CDC.*

Figura 3.23 prezintă matricea $log(< dE/dx >) - log(p/q)$ rezultată în urma tuturor corecţiilor (pentru a obţine o rezoluţie cât mai bună în determinarea masei sunt necesare toate corecţiile descrise mai sus pentru dE/dx), precum şi spectrul de masă obţinut în urma linearizării acestei matrici, spectru obţinut folosind o metodă de linearizare originală.

Aceasta metodă a fost dezvoltată pentru a depăşi dificultăţile linearizării folosind parametrizarea Bethe-Bloch (dificultăţi cauzate în principal de faptul că pentru acest experiment firele de potenţial au fost la tensiuni diferite, aşa după cum s-a precizat mai sus). Metoda constă în două secvenţe de interpolare ("cubic spline"), întâi după axa x şi apoi după y pe baza unei reţele bidimensionale furnizată ca date iniţiale şi dedusă prin estimarea minimelor dintre ramurile corespunzătoare diferitelor particule (Fig. 3.23).

Corecţia pierderilor de energie

O altă corecţie importantă este cea datorată pierderilor de energie a particulelor în mediile parcurse înainte de a a atinge detectorul propriu-zis (ţintă, structura de rezistenţă mecanică, precum şi pereţi ce izolează volumul activ al detectorului de exterior). Datorită acestor pierderi de energie, energia (în cazul CDC - raza) măsurată va fi mai mică decât cea avută de particula respectivă în locul unde s-a produs interacţia (considerat a fi mijlocul ţintei).

Pentru a realiza această corecţie se efectuează calcule de pierderi de energie cu programe ce includ calculele teoretice şi datele experimentale existente în literatură pentru un foarte larg domeniu de energii ale particulelor şi pentru o largă varietate de materiale absorbante (vezi, de exemplu [102]). În aceste calcule, o anumită particulă este urmărită din ţintă (unde are o anumită energie) până în detector, unde va lăsa o altă energie (diferenţa dintre energia iniţială şi cea pierdută în mediile de dinaintea detectorului). Factorul de corecţie – f – (evident subunitar) va fi raportul dintre energia (de fapt viteza sau raza) măsurată şi cea avută în mijlocul ţintei, astfel că: $R_{tar} = R_{det}/f$.

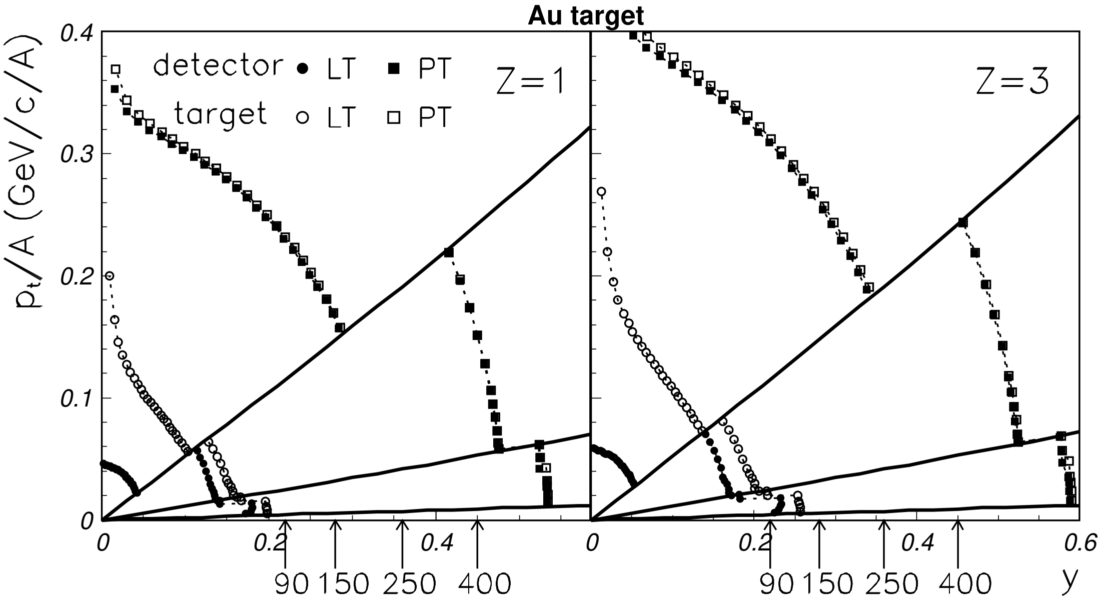


Figura 3.24.: *Reprezentarea $p_\perp - y$ pentru acoperirea aranjamentului experimental şi pentru domeniile de corecţie a pierderilor de energie.*

Primul pas constă în determinarea capetelor intervalului energetic pentru care această corecţie este necesară. Limita de jos a acestui interval este evident valoarea minimă a energiei unei particule pentru care aceasta poate fi detectată şi corespunde: – pentru Faza I: cantităţii minime de lumină produsă de particulă în plasticul scintilator al PW sau ZD; – pentru CDC: energia necesară unei particule pentru a atinge peretele exterior al CDC. Limita superioară este, evident, valoarea energiei la care corecţia atinge unitatea şi ea corespunde pentru Plastic Wall valorii ”punch-through”.

Figura 3.24 prezintă domeniile de corecţie a pierderilor de energie pentru ZD, PW şi CDC în reprezentarea $p_t - y$ pentru o ţintă de Au de grosime 100 μm şi pentru particule cu Z=1 şi 3. Abrevierile corespund la: **detector** - valorile măsurate de respectivul subdetector, **target** - valorile corectate pentru pierderile de energie în mediile dintre mijlocul ţintei şi volumul activ al detectorului, **LT** - ”low threshold” (pragul de detecţie), **PT** - ”punch through” (pentru PW şi ZD valoarea energiei la care o anumită particulă străpunge plasticul scintilator, iar în cazul CDC, valoarea pentru care corecţia este mai mică de 1$\%$).

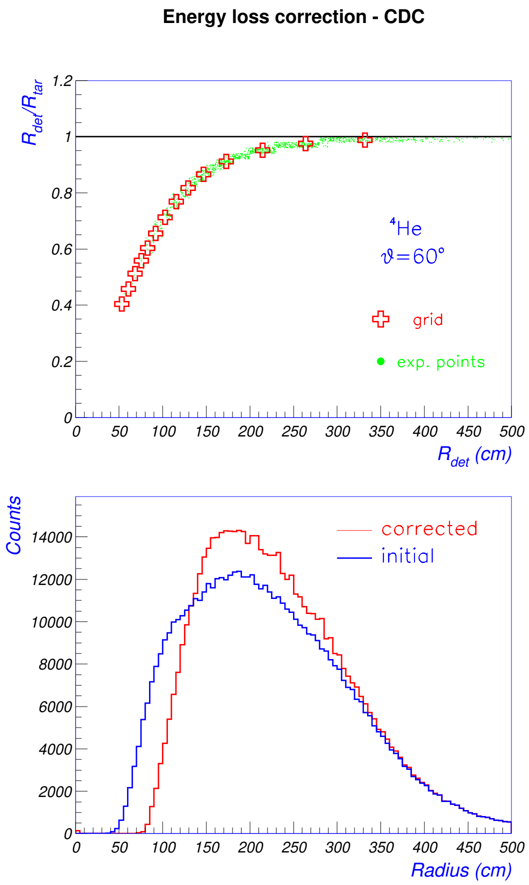


Figura 3.25.: *Corecţia de pierderi de energie pentru CDC.*

Valoarea rapidităţii centrului de masă este figurată prin săgeţi pentru energiile de 90, 150, 250 şi 400 A·MeV. Liniile continue marchează limitele de detecţie pentru ZD, PW şi CDC (θ_{lab}=1°, 7°, 30°).

Dat fiind faptul că drumul parcurs de către o anumită particulă în ţintă nu este cunoscut (acesta depinde de poziţia în ţintă în care a avut loc interacţia; în calcule interacţia s-a considerat în mijlocul ţintei), aceasta poate introduce erori în factorul de corecţie, care pot fi de până la 30% pentru energiile cele mai mici.

Figura 3.25 prezintă, pentru CDC, pentru particule α la unghiul $\theta_{lab} = 60°$:
a) sus - dependenţa corecţiei funcţie de raza măsurată, puncte experimentale interpolate pe baza grilei reprezentate prin cruci;
b) jos - distribuţia razei măsurate (”initial”), precum şi a celei corectate (echivalentă celei în mijlocul ţintei).

Testul calibrării

Pentru a verifica acurateţea determinării energiei totale, Figura 3.26 prezintă comparaţia spectrelor de energie cinetică (în sistemul centrului de masă) pentru măsurători efectuate cu detectori telescopi Si-CsI [118] şi pentru CDC (simboluri pline). Ambele măsurători sunt pentru reacţia Au+Au la energia de 250 MeV/u şi pentru ciocniri centrale (selectate de condiţia $Erat = \Sigma_i E_{\perp,i}/\Sigma_i E_{\parallel,i} > 0.67$) şi pentru $60^\circ < \theta_{lab} < 90^\circ$ – în cazul telescopilor şi $90^\circ < \theta_{lab} < 120^\circ$ (adică echivalentul simetric faţă de $\theta_{lab} = 90^\circ$ pentru o mai bună acceptanţă geometrică) – în cazul CDC. Se poate observa că, exceptând particule cu A=3 (CDC neputând separa t de ^3He), concordanţa dintre cele două măsurători este foarte bună.

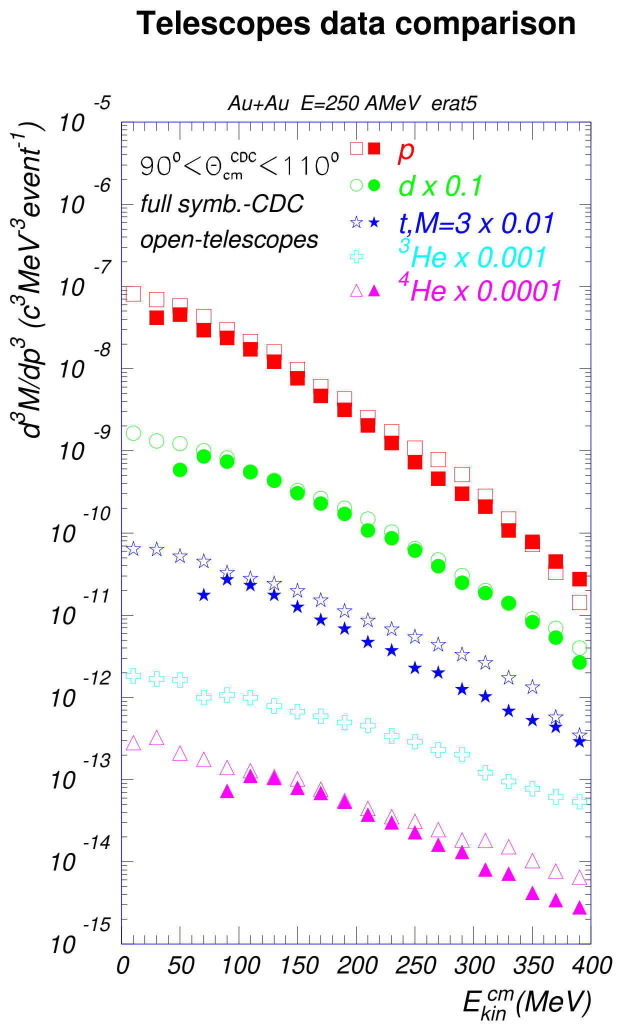


Figura 3.26.: *Comparaţia spectrelor de energie cinetică din CDC cu cele măsurate cu telescopi Si-CsI.*

3.7. Barrel

Informaţia experimentală furnizată de Barrel (informaţia de timp de zbor) poate fi utilizată pentru verificarea calibrării coordonatei z, precum şi pentru a separa t de ^3He.

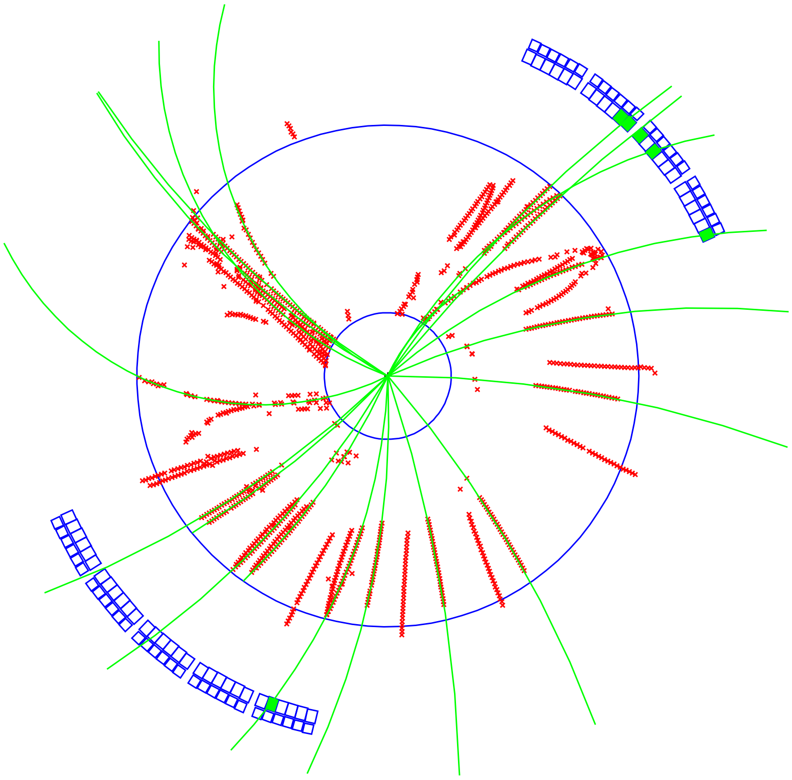


Figura 3.27.: *Secţiune transversală a CDC şi Barrel.*

O secţiune transversală a CDC şi Barrel este prezentată în Figura 3.27, cele două segmente (însumând aproximativ 30% în unghiul azimutal ϕ) din Barrel aflate în operare în acest experiment aflându-se la distanţa radială de 111 cm de ţintă. Pătura interioară este formată din plastici scintilatori, iar cea exterioară din detectori Cerenkov. La energiile măsurate în acest experiment (90 – 400 MeV/u) doar semnalul furnizat de plasticii scintilatori este semnificativ.

Prin măsurarea timpului de zbor (traiectoria fiind calculată), Barrel furnizează viteza particulei. Primul pas constă din aşa-numitul *matching*: track-urile din CDC sunt extrapolate până în poziţia Barrel-ului (totul în planul xy), căutându-se apoi dacă în această poziţie una sau mai multe din baghetele scintilatoare ce formează Barrel furnizează un semnal valabil (în Fig. 3.27 baghetele haşurate). În astfel de situaţii este utilizată informaţia de la Barrel.

Compararea coordonatei z

Figura 3.28 prezintă spectrul diferenţei valorilor coordonatei z furnizate de CDC şi

Barrel, precum şi evoluţia mediei acestei diferenţe ca funcţie de valoarea z furnizată de Barrel. În afara efectelor de margine se observă că media diferenţei este constantă, ceea ce implică faptul că determinarea coordonatei z este consistentă.

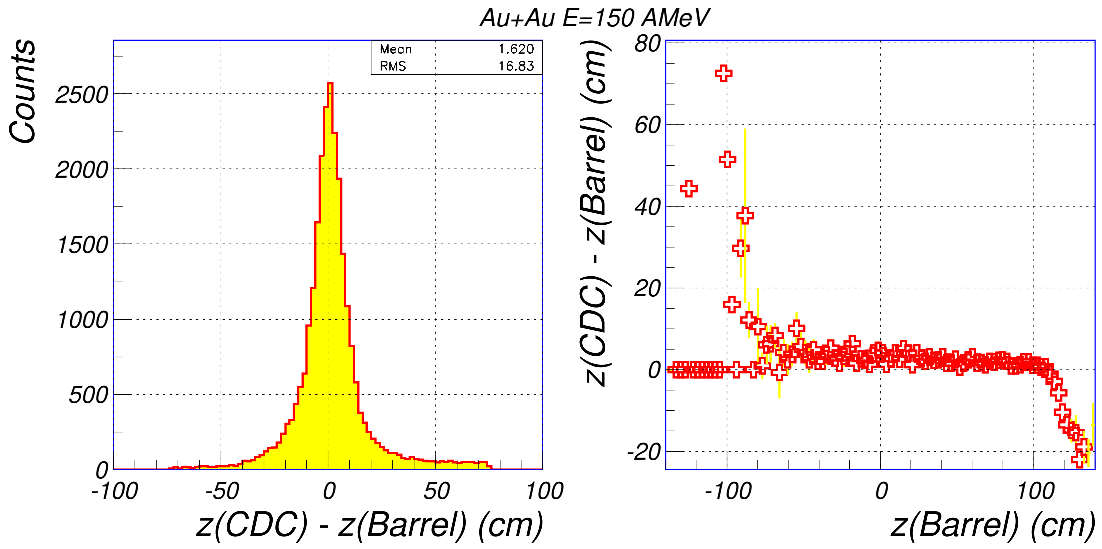


Figura 3.28.: *Compararea coordonatei z extrasă din CDC şi Barrel.*

De asemenea se observă limita Barrel la $\approx$ 110 cm.

Identificarea particulelor utilizând CDC şi Barrel

Figura 3.29 prezintă cele două posibilităţi de a combina informaţia de la CDC şi Barrel pentru a obţine identificarea particulelor:

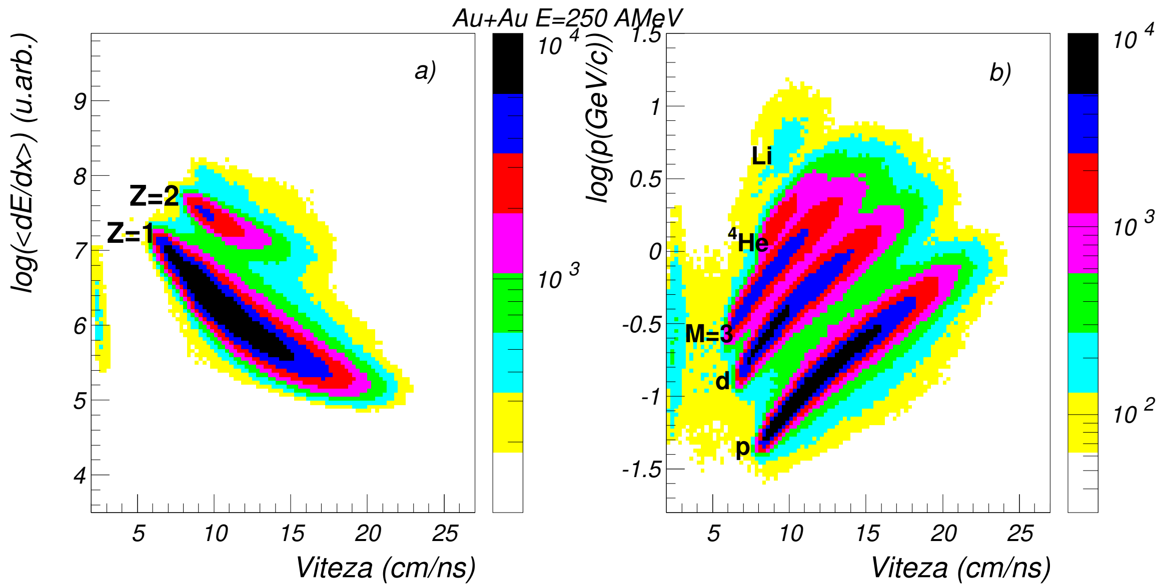


Figura 3.29.: *Identificarea particulelor folosind CDC şi Barrel.*

a) - media (pentru un track) sarcinii unui hit (CDC) ca funcţie de viteză (Barrel) permite determinarea sarcinii Z a particulei
b) - momentul transvers (CDC) ca funcţie de viteză (Barrel) permite determinarea masei (această reprezentare este echivalentă din punct de vedere al informaţiei conţinute – masa – cu cea prezentată mai sus numai pentru CDC).

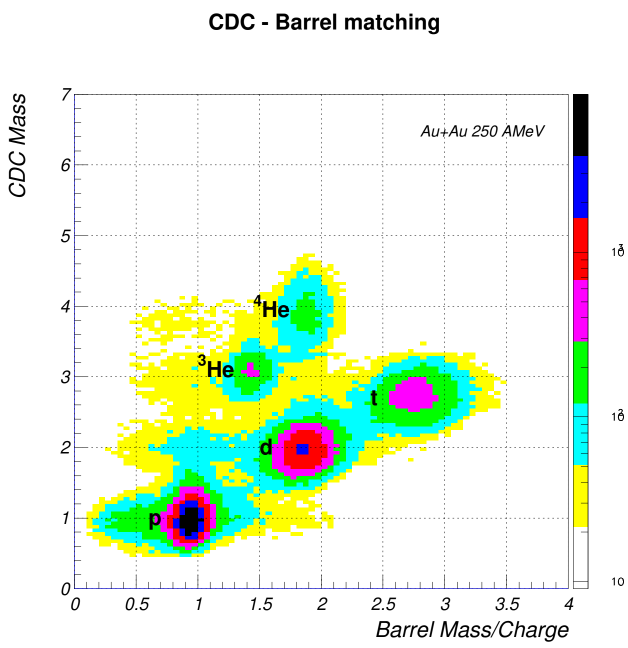


Figura 3.30.: *Identificarea particulelor uşoare folosind CDC şi Barrel.*

Prin combinarea acestor două informaţii se obţine o identificare completă a particulelor uşoare, în cazul fragmentelor complexe pragurile energetice mai mari permiţând acest lucru numai pentru zona energiilor mari.
Figura 3.30 ilustrează această identificare completă prin reprezentarea masei dedusă cu ajutorul CDC ca funcţie de raportul masă/sarcină determinat folosind şi informaţia de la Barrel, fiecare insulă în această reprezentare corespunzând particulei indicate alăturat.

3.8. Acceptanţa detectorului FOPI

Figura 3.31 prezintă acceptanţa detectorului FOPI în reprezentarea standard $p_t^{(0)}$–$y^{(0)}$, unde:

$$p_t^{(0)} = (p_t/A)/(p_b/A_b), \qquad y^{(0)} = (y/y_b)_{cm} \tag{3.11}$$

Se observă (figurate cu linii continue) limita unghiulară inferioară de detecţie la Θ_{lab}=1.2°, limita PW (30°) şi limitele CDC (33° şi respectiv 135°). De asemenea, sunt vizibile (figurate cu linii punctate) separaţia dintre ZD şi PW (la ~7°) şi umbrirea produsă de rama camerelor de ionizare (Parabola) la aproximativ 19°.

Cu linii întrerupte s-au reprezentat domeniile de selecţie în unghiul polar în SCM folosite pentru analiza datelor (vezi capitolul următor).

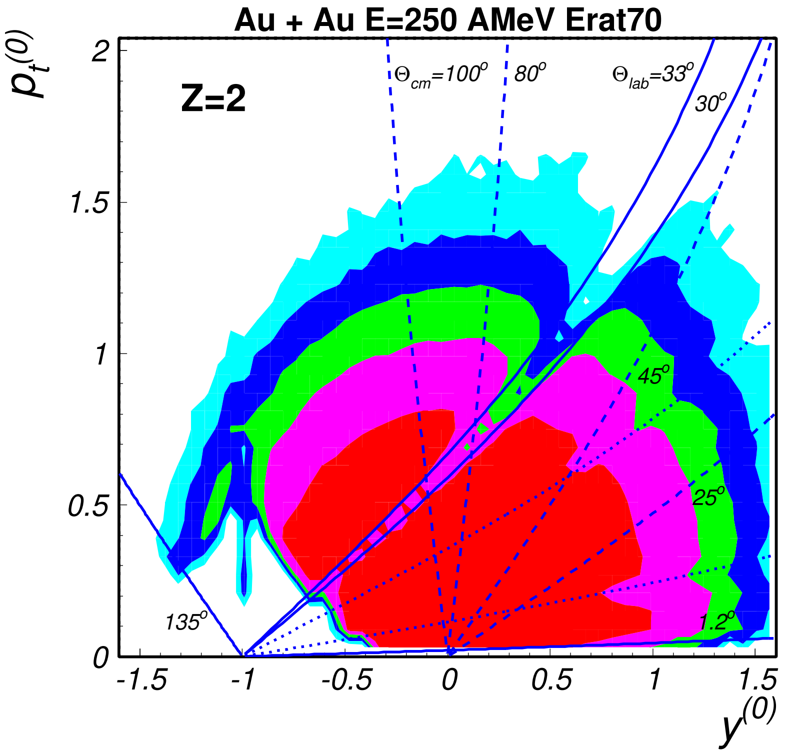


Figura 3.31.: *Reprezentarea* $\frac{d^2N}{p_t^{(0)}dp_t^{(0)}dy^{(0)}}$ *pentru particulele cu Z=2 detectate în ciocniri centrale Au+Au la energia de 250 A·MeV.*

3.9. Sistemul de achiziţie

Schema bloc a sistemului de achiziţie a experimentului FOPI este prezentată în Figura 3.32.

Acest sistem de achiziţie se bazează pe o varietate de calculatoare VME ce utilizează procesoare Motorola din familia 68000. AEB (Aleph Event Builder) este o dezvoltare CERN pentru citirea FASTBUS, iar CVI, proiectat la GSI este destinat citirii CAMAC. TBM (Trigger Bus Module), bus de 16 biţi dezvoltat la GSI, asigură menţinerea sincronizării procesoarelor CVI şi AEB. DPM (Dual Ported Memory) are rolul de a înmagazina rezultatul analizei FEP pentru un aşa-numit ”subevent” (caracteristic unui anumit sub-detector). Asamblarea acestor sub-evenimente într-un eveniment (”event”) este făcută de sistemul GOOSY, dezvoltat de către centrul de calcul al GSI. De aici evenimentul este copiat în TDAS (Tenable Data Acquisition System), dezvoltat în cadrul Colaborării FOPI, care are rolul de a scrie informaţia pe benzi magnetice (ExaByte sau DLT, două unităţi în regim basculant pentru a reduce timpii morţi datoraţi scrierii) şi de a asigura organizarea analizei on-line.

Un eveniment este iniţiat de producerea unui semnal de trigger. Evenimentele analizate în prezenta lucrare au fost înregistrate cu aşa-numitul trigger ”medium bias”, realizat prin sumarea următoarelor condiţii:

1) semnal de la detectorul de start;

2) absenţa particulelor în detectorul de halo;

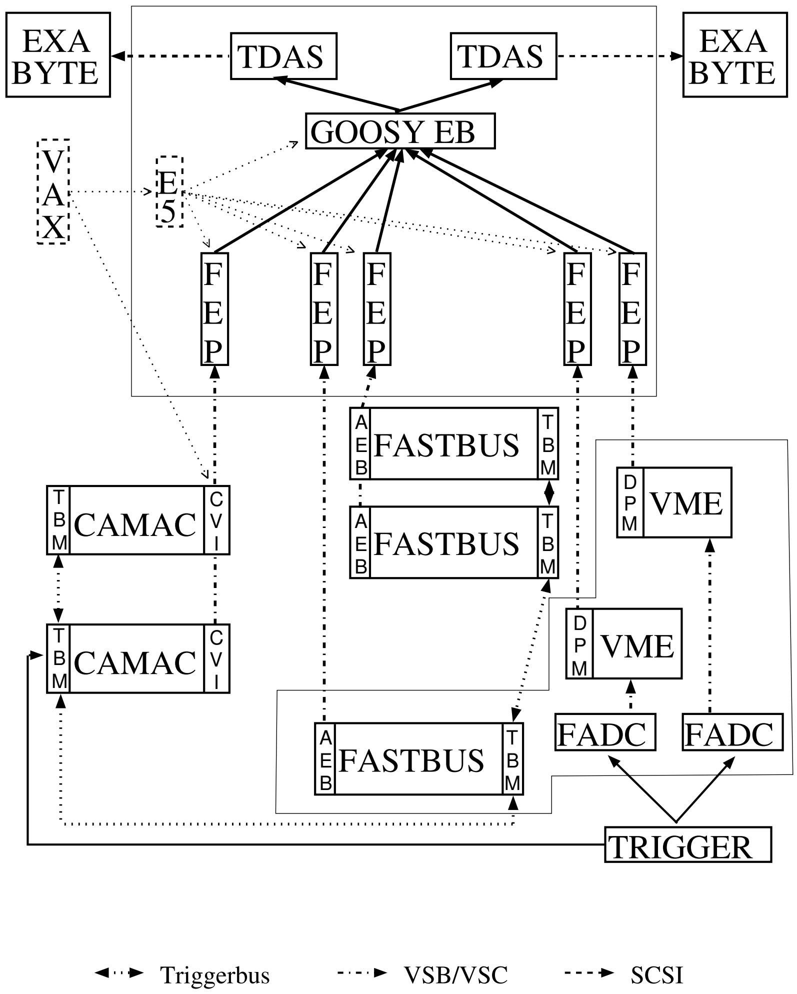


Figura 3.32.: *Schema-bloc a sistemului de achiziţie al detectorului FOPI.*

3) un anumit număr de particule detectate în PW, în funcţie de energia şi masa sistemului;
4) semnal de fascicul (din pulsarea acceleratorului).
Acestui trigger se datorează căderea distribuţiei multiplicităţii în CDC (Fig. 4.1.1b, Capitolul 4, Secţiunea 4.1) la multiplicităţi mici.

3.10. Structura software

Pe lângă programele de achiziţie este necesară o structură de programe pentru prelucrarea şi vizualizarea on-line, ca şi pentru calibrări şi procesări off-line. Programele sunt scrise în majoritate în FORTRAN (o mică parte sunt scrise în C sau KUIP) şi au o structură modulară ce caracterizează fiecare sub-detector în parte, fiecare segment al analizei (vizualizare, calibrare, etc.) fiind condiţionat de stabilirea unui "flag" dedicat.

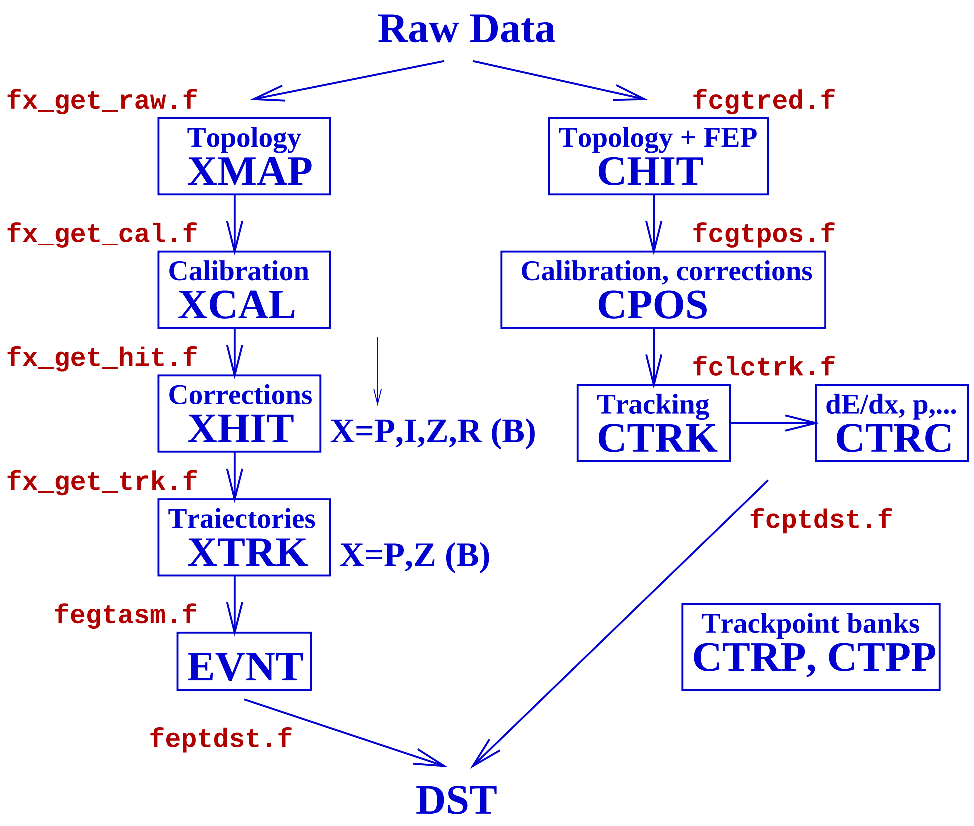


Figura 3.33.: *Structura software şi a băncilor de date.*

Tot acest sistem este menţinut cu ajutorul sistemului CMS (Code Management System) sub VMS şi este integrat în structura PAW [103] (dezvoltată la CERN), atât din punct de vedere al comenzilor (KUIP [104]), cât şi al vizualizării (HBOOK [105], HPLOT [106], HIGZ [107]).

Datorită volumului mare de date este necesar ca acestea să fie organizate într-un mod special, adoptându-se sistemul ZEBRA [108], dezvoltat la CERN, ale cărui entităţi sunt băncile de date. Astfel, atât datele primare, cât şi cele calibrate, precum şi constantele de calibrare sunt bănci de date.

Datele primare sunt calibrate, corectate şi apoi sunt scrise în DST-uri (Data Summary Tapes), tot sub formă de bănci ZEBRA, pentru a fi analizate din punct de vedere al fenomenelor fizice. Structura băncilor de date corespunzând diferitelor stagii de calibrare, precum şi subrutinele respective sunt prezentate în Figura 3.33.

Ramura stângă este multiplicată pentru Plastic Wall-**P**, Zero Degree-**Z**, Parabola-**S**, Rosace-**R** şi Barrel-**B** individual, iar ramura dreaptă (prezentată aici pentru CDC) este similară pentru Helitron.

4. Rezultate experimentale

Datele experimenatle analizate în această lucrare au fost obţinute în ciocnirile Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energii între 90 şi 400 A·MeV, folosind aranjamentul experimental FOPI - Faza II. Principalele caracteristici ale datelor măsurate şi analizate sunt prezentate în Tabelul 4.1.

Fasc.	Energia (MeV/u)	Dimensiuni (GBytes) raw / DST	Nr. de fişiere	Nr. even. MB (10^6)	σ (mb)	σ_{geo} (mb)
Au	90	17.5 / 3.8	79	0.9	2251	7787
	120	19.3 / 4.3	84	0.8	2244	
	150	25.3 / 6.1	128	1.2	2890	
	250	40.0 / 10.4	150	1.4	2437	
	400	49.9 / 13.3	165	1.1	2275	
Xe	150	20.6 / 5.7	83	1.3	1505	6234
	250	33.5 / 9.8	139	1.6	1627	
	400	29.9 / 8.8	125	1.2	1476	
Ni	90	8.1 / 2.4	36	0.04	840	4172
	150	17.1 / 3.1	133	0.9	796	
	250	14.9 / 5.0	64	1.1	955	
	400	13.8 / 4.2	55	0.9	875	

Tabelul 4.1.: *Caracteristicile datelor experimentale.*

4.1. Metoda de analiză a datelor

4.1.1. Criterii de selecţie a centralităţii ciocnirilor

Figura 4.1.1a prezintă distribuţia de multiplicitate a particulelor încărcate detectate în CDC (CMUL) ca funcţie de $E_{rat} = \sum_i E_{\perp,i} / \sum_i E_{\|,i}$ (sumarea se face după toate particulele dintr-un eveniment) pentru reacţia Au+Au la energia de 250A·MeV pentru trigger-ul ”medium-bias”. Corelaţia dintre aceste două observabile, precum şi fluctuaţiile prezente sunt în concordanţă calitativă cu predicţiile modelelor microscopice de transport, în particular QMD, folosit de către Colaborarea FOPI [74, 75, 76]. Se observă că la parametri de impact mari ($Erat$ mic) CMUL are un domeniu mai mare de variaţie, prin urmare este cel mai potrivit criteriu de selecţie, în timp ce spre zona ciocnirilor centrale ($Erat$ mare) CMUL se saturează, iar $Erat$ devine criteriul optim.

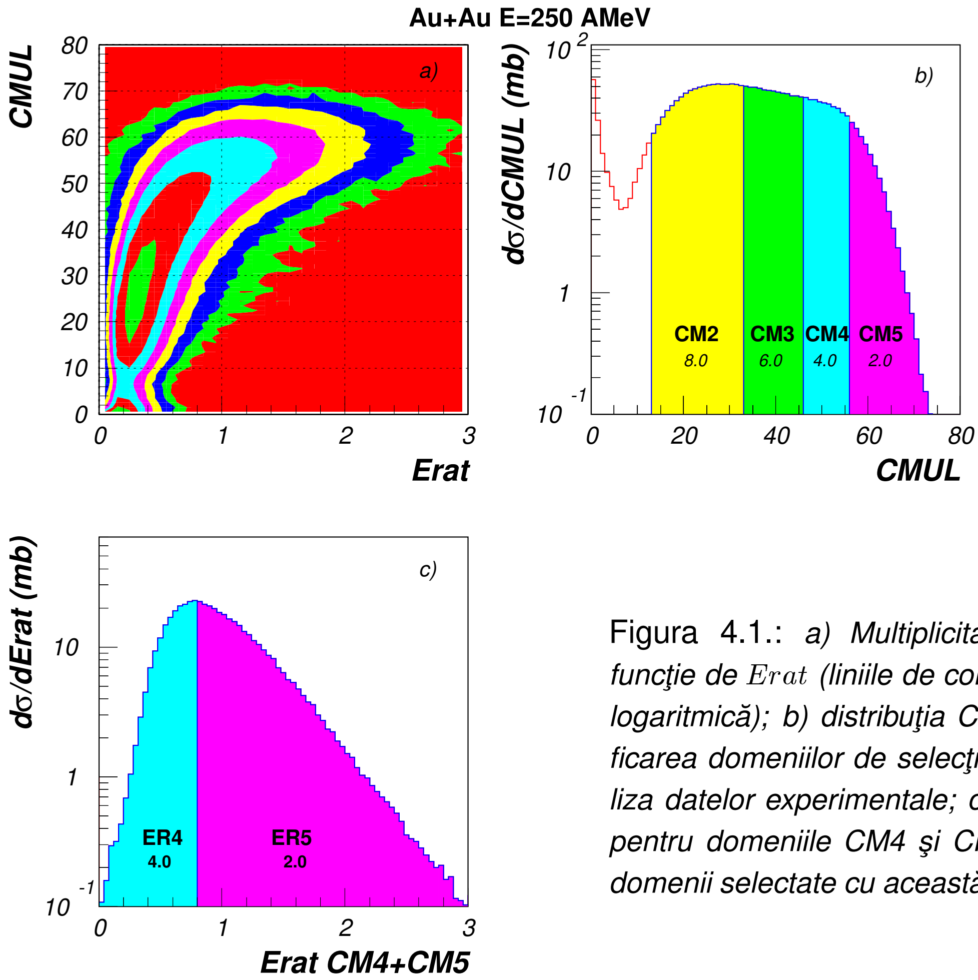


Figura 4.1.: *a) Multiplicitatea în CDC ca funcţie de $Erat$ (liniile de contur sunt în scară logaritmică); b) distribuţia CMUL cu exemplificarea domeniilor de selecţie folosite în analiza datelor experimentale; c) distribuţia $Erat$ pentru domeniile CM4 şi CM5 cu cele două domenii selectate cu această variabilă.*

Aplicând pentru CMUL aceeaşi reţetă ca cea folosită de experimentul Plastic Ball [8] şi în Faza I a experimentului FOPI [21], şi folosind şi $Erat$ s-au selectat 4 domenii de centralitate, etichetate ER5, ER4, CM3 şi CM2, cărora le corespund în aproximaţia geometrică “sharp cut-off” pentru secţiunea de reacţie, domeniile de parametri de impact 0–2.0, 2.0–4.0, 4.0–6.0 şi 6.0–8.0 fm, respectiv.

Pentru zona ciocnirilor cele mai periferice un pericol îl constitue contaminarea cu evenimente datorate unor reacţii ale fasciculului în materialele parcurse înainte de ajungerea în ţintă (fond). Pentru a se estima această contribuţie s-au măsurat evenimente fără ţintă, distribuţiile poziţiei vertexului - vz, PMUL, CMUL şi Erat pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energia de 150 A·MeV cu (distribuţiile continue) şi fără (distribuţiile întrerupte) ţintă sunt prezentate în Figura 4.2.

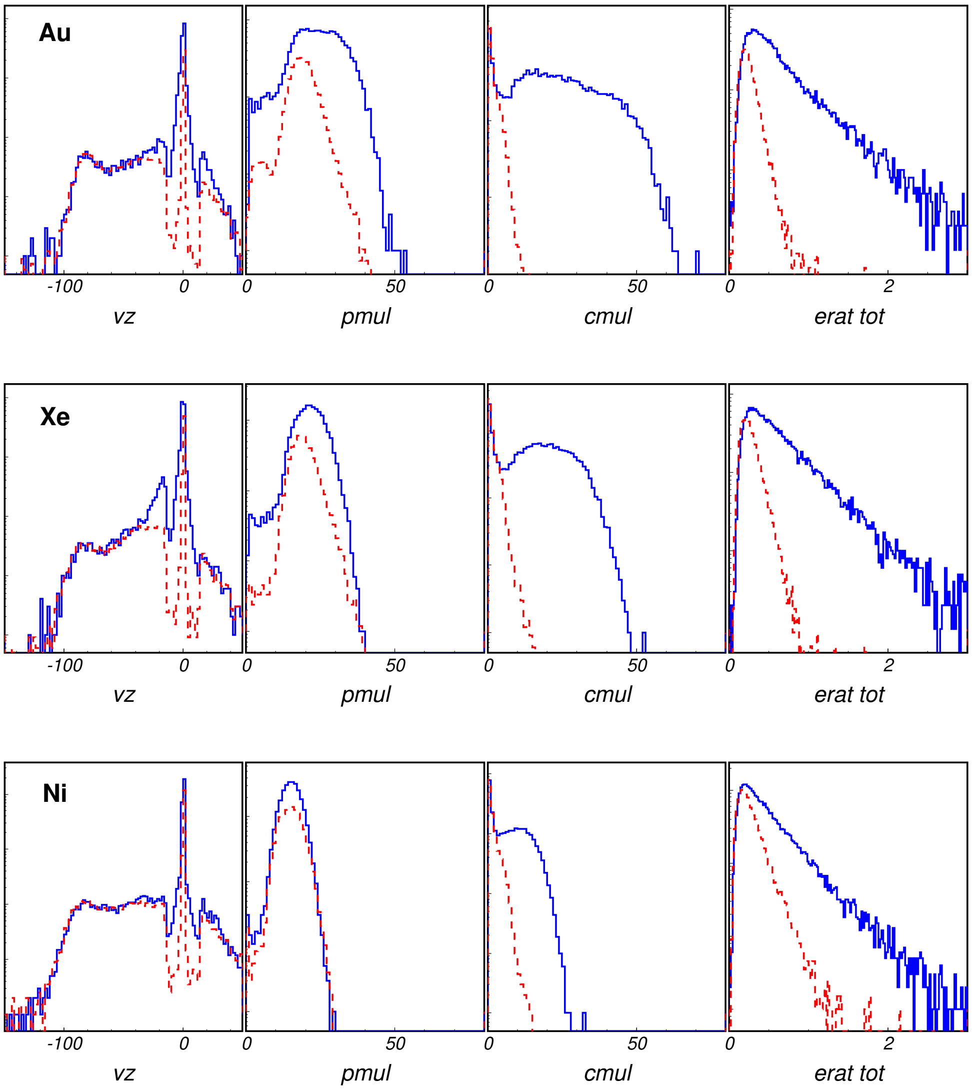


Figura 4.2.: *Distribuţiile poziţiei vertexului - vz, PMUL, CMUL şi Erat pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energia de 150 A·MeV cu (distribuţiile continue) şi fără (distribuţiile întrerupte) ţintă.*

De asemenea condiţiile impuse pentru poziţia vertexului şi pentru distanţa faţă de vertex (zonele umbrite în Figura 3.11, Capitolul 3, Secţiunea 3.6) selectează evenimente cu un grad ridicat de confidenţă şi, respectiv, particule cu rezoluţia cea mai bună în impuls şi în unghiul polar. (Deoarece condiţiile de vertex exclud din analiză o parte a particulelor, s-a estimat pe baza lor o anumită corecţie de eficienţă pentru CDC, ale cărei valori sunt în intervalul 0-20%). Cu limitele alese aici pentru $Erat$ şi CMUL şi cu limitele în vertex contribuţia fondului este nesemnificativă pentru Au+Au şi Xe+CsI (sub 5%) şi rezonabilă (sub 10%) pentru Ni+Ni la toate energiile.

Golurile şi umbririle din detector (vezi Figura 3.31, Capitolul 3, Secţiunea 3.6) au fost umplute folosind o procedură de interpolare special concepută în acest scop. Figura 4.3 prezintă pentru exemplificare, în reprezentarea $E_{kin}^{cm} - \Theta_{cm}$, distribuţiile înainte şi după umplere pentru particulele cu Z=1 detectate în reacţia Au+Au la energia de 400 A·MeV.

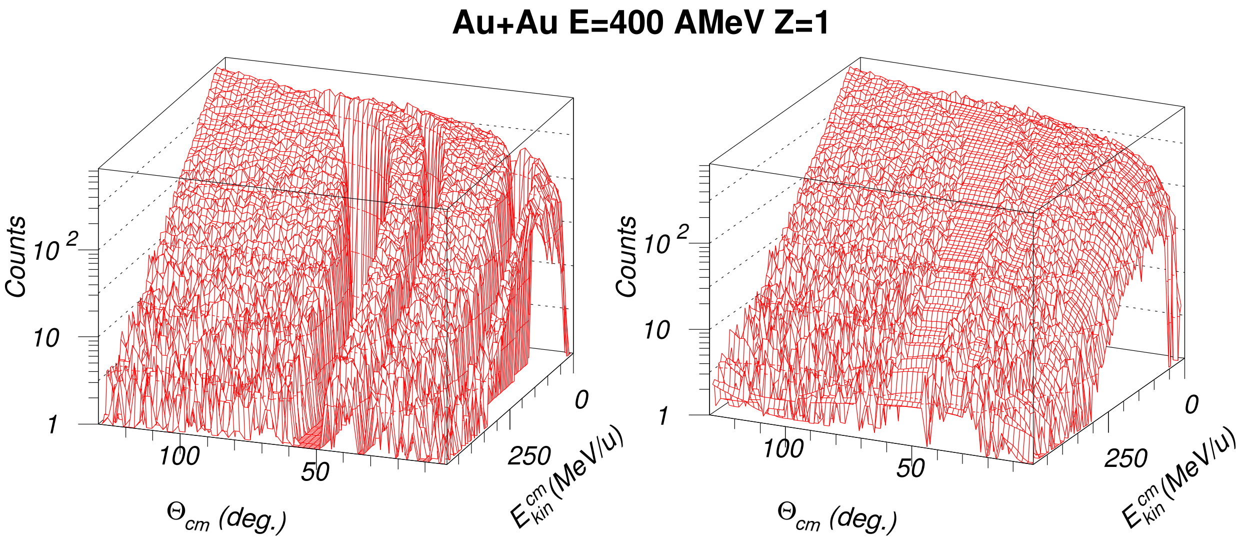


Figura 4.3.: *Distribuţiile $E_{kin}^{cm} - \Theta_{cm}$ înainte şi după umplere pentru particule cu Z=1 detectate în reacţia Au+Au la energia de 400 A·MeV.*

4.1.2. Determinarea planului de reacţie

Pentru ciocnirile semicentrale planul de reacţie a fost determinat folosind metoda analizei momentului transvers [109]. În această metodă planul de reacţie este definit de vectorul $\overline{\mathbf{Q}} = \sum w_\nu \overline{\mathbf{p}}_T(\nu)$ şi de axa fasciculului, unde $\overline{\mathbf{p}}_T(\nu)$ sunt momentele transverse ale particulelor, iar w_ν sunt ponderi, egale cu +1 şi -1 pentru particulele ce se mişcă înainte ($y > y_{cm}$), respectiv înapoi ($y < y_{cm}$), faţă de centrul de masă. Pentru a îmbunătăţi acurateţea metodei, particulele cu rapiditatea egală cu a centrului de masă au fost excluse [8].

Pentru a se evita autocorelaţiile, planul de reacţie a fost determinat pentru fiecare particulă în parte, aceasta fiind exclusă din analiză. Această excludere afectează conservarea impulsului şi se poate corecta prin redistribuirea impulsului particulei respective la celelalte particule rămase (corecţie de recul). Această corecţie nu a fost aplicată pentru datele prezentate aici deoarece la rândul ei introduce autocorelaţii şi tocmai acest lucru se doreşte a fi evitat. Trebuie subliniat că că efectul acestei corecţii nu este semnificativ în cazul sistemelor grele (multiplicităţi mari).

Incertitudinea în determinarea planului de reacţie datorată numărului finit de particule se estimează prin împărţirea aleatoare a numărului de particule dintr-un eveniment în două clase, pentru fiecare clasă determinându-se câte un plan de reacţie, caracterizate de unghiurile azimutale Φ_1 şi Φ_2, respectiv (Danielewicz şi Odyniec, [109]). Distribuţia unghiului dintre cele două plane:

$$\Delta\phi_R = |\Phi_1 - \Phi_2| \tag{4.1}$$

caracterizează precizia determinării planului de reacţie, iar corectarea mărimilor care se obţin relativ la planul de reacţie se poate face în medie ulterior folosind media cosinusului acestui unghi [109, 110].

Recent, o nouă metodă de corecţie pentru imprecizia planului de reacţie a fost propusă de Ollitrault [110]. Cu această metodă, corecţia pentru "Flow" (n=1) şi pentru a_2 (n=2) – $\langle\cos n\Delta\phi\rangle$ – a fost aflată din media experimentală a cosinusului unghiului dintre cele două plane – $\langle\cos\Delta\Phi_R\rangle$, vezi Anexa A.3. Dependenţa acestei corecţii de $< \cos\Delta\Phi_R >$ este prezentată în Figura 4.4. Această nouă metodă a fost studiată folosind modelul IQMD (vezi Capitolul 5, Secţiunea 5.2) şi a fost folosită pentru corecţia datelor experimentale.

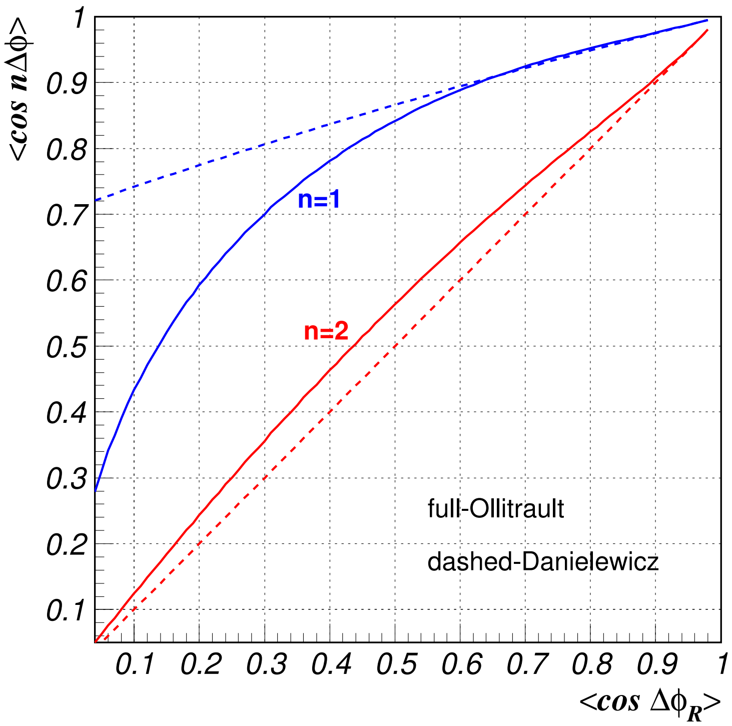


Figura 4.4.: *Corecţia datorită rezoluţiei planului de reacţie, calculată după reţeta din [110].*

Valorile $\langle\cos\Delta\phi_R\rangle$ pentru cele trei sisteme la cele cinci energii sunt prezentate în Tabelul 4.2.

Fascicul	Au	Au	Au	Au	Au	Xe	Xe	Xe	Ni	Ni	Ni
Energie	90	120	150	250	400	150	250	400	150	250	400
CM2	.149	.387	.452	.753	.818	-	-	-	-	-	-
CM3	.247	.517	.638	.825	.858	.461	.703	.766	-	-	-
ER4	.281	.527	.679	.797	.821	.518	.668	.744	.176	.384	.467
ER5	.177	.346	.489	.602	.678	.350	.461	.597	.184	.329	.385

Tabelul 4.2.: *Valorile $\langle \cos \Delta\phi_R \rangle$ pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energiile măsurate şi pentru cele patru zone ale parametrului de impact.*

Distribuţia lui $\Delta\phi_R$ pentru reacţia Au+Au la energia de 250 MeV/u este prezentată în Figura 4.5 pentru domeniul ER4. Curba continuă este rezultatul fitului cu formula A.12, Anexa A.3.

În aceeaşi figură este prezentată şi dependenţa $\langle \cos \Delta\phi_R \rangle$ de multiplicitatea scalată (cm5=56 semnifică limita inferioară pentru domeniul CM5) pentru Au+Au la energia de 250 A·MeV pentru planul de reacţie determinat cu PW+ZD, CDC şi respectiv cu întregul detector. După cum se observă în Tabelul 4.2 şi în Fig. 4.5 precizia determinării planului de reacţie creşte (valoarea $\langle \cos \Delta\phi_R \rangle$ creşte) odată cu creşterea energiei incidente şi / sau a masei sistemului, având un maxim pentru o valoare intermediară a multiplicităţilor (adică a parametrului de impact).

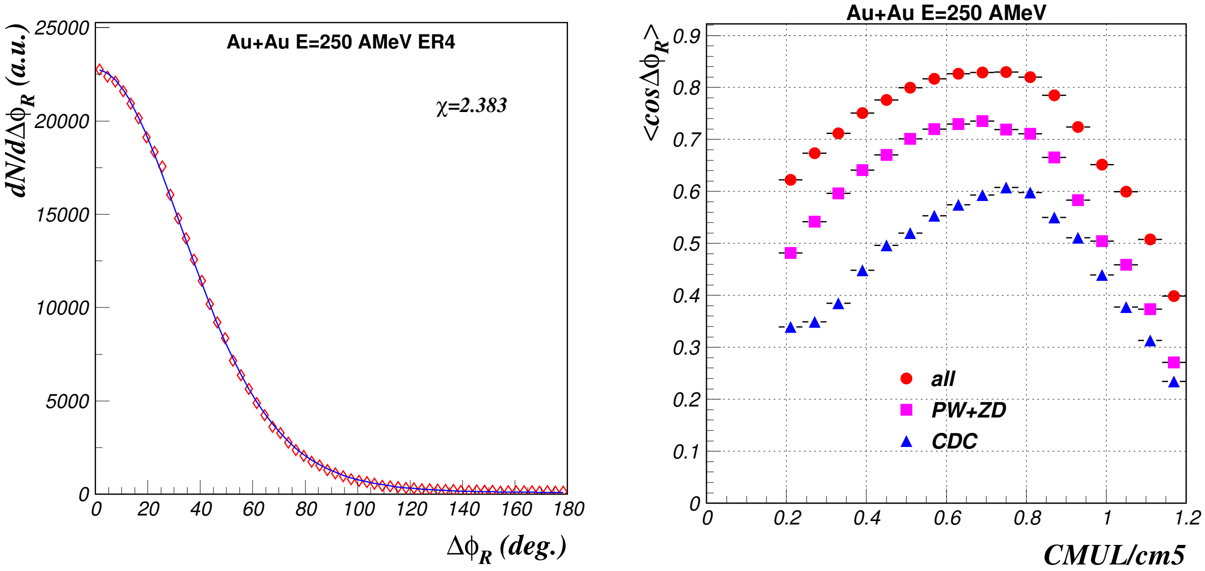


Figura 4.5.: *Rezoluţia planului de reacţie: stânga –distribuţia lui $\Delta\phi_R$ pentru domeniul de parametri de impact ER4; dreapta – $\langle \cos \Delta\phi_R \rangle$ ca funcţie de multiplicitatea scalată (cm5=56 semnifică limita inferioară pentru domeniul CM5) pentru Au+Au E=250 A·MeV.*

Trebuie amintit că, din cauza prezenţei câmpului magnetic al solenoidului supraconductor (0.6 T), necesar funcţionării CDC, planul de reacţie determinat doar cu particulele din zona exterioară CDC (Plastic Wall şi Zero Degree) este rotit faţă de cel real datorită faptului că traiectoriile particulelor nu mai sunt drepte ci elicoidale. Pentru a se ţine cont de această rotire, planul de reacţie a fost determinat separat pentru particulele detectate de PW+ZD şi de CDC, aceasta având dezavantajul că rezoluţia planului de reacţie este mai proastă, aşa cum se poate observa în Figura 4.5 - dreapta. Ţinând cont de acest aspect, s-a considerat că compromisul cel mai bun este totuşi folosirea planului de reacţie determinat cu întregul detector.

4.1.3. Sisteme de referinţă şi unghiul de "flow"

Odată planul de reacţie determinat, sistemul de coordonate este rotit în jurul axei fasciculului (de obicei Oz), astfel încât noua axă Ox să fie în planul de reacţie. Figura 4.6 a) prezintă evenimentul după această rotaţie: elipsoidul reprezintă materia nucleară participantă, iar săgeţile - "bounce-off"-ul spectatorilor. Planul de reacţie este acum planul $x'z'$.

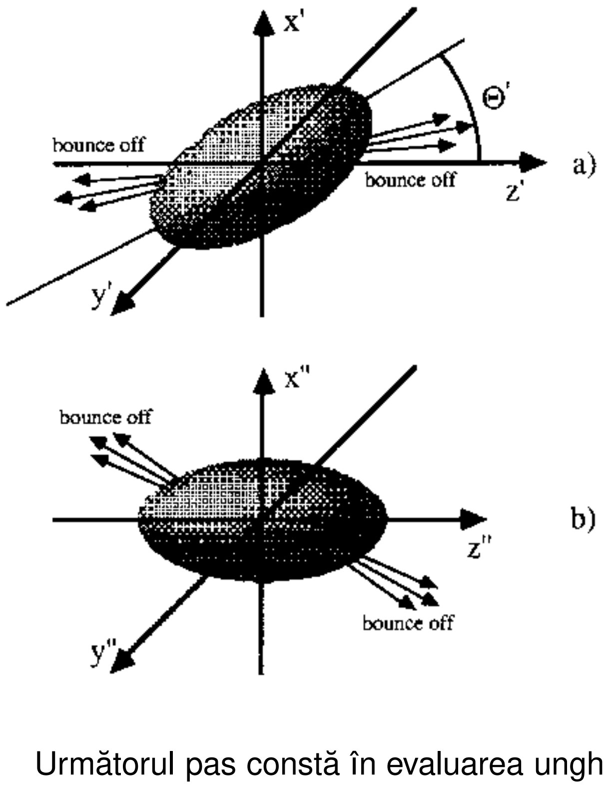


Figura 4.6.: *Cele două rotaţii ale sistemului de coordonate:*
a) în jurul axei fasciculului Oz;
b) în jurul axei Oy' [173]

Următorul pas constă în evaluarea unghiului de "flow" - Θ_{flow} (sau Θ') în planul de reacţie, evaluare ce se face pornind de la observaţia că anizotropia azimutală, dacă există, este maximă în sistemul de referinţă al elipsoidului. Pentru a cuantifica anizotropia azimutală se fitează distribuţiile azimutale $dN/d\phi$ cu o serie Fourier trunchiată la ordinul doi:

$$\frac{dN}{d\phi} = a_0 \cdot [1 + a_1 cos\phi + a_2 cos(2\phi)] \tag{4.2}$$

calculându-se

$$R_N = \frac{dN/d\phi(90^o) + dN/d\phi(270^o)}{dN/d\phi(0^o) + dN/d\phi(180^o)} = \frac{1 - a_2}{1 + a_2} \tag{4.3}$$

Maxime la ϕ=0°, 180° în distribuţiile azimutale corespund emisiei preferenţiale în planul de reacţie, iar maxime la ϕ=90°, 270° corespund emisiei preferenţiale înafara planului de reacţie. Pentru a afla unghiul de flow, îl presupunem pe acesta cunoscut şi rotim sistemul de referinţă cu acest unghi în jurul axei y', ca în Figura 4.6 b). Variind acest unghi de flow între anumite limite, valoarea sa reală va fi cea pentru care R_N are valoarea maximă.

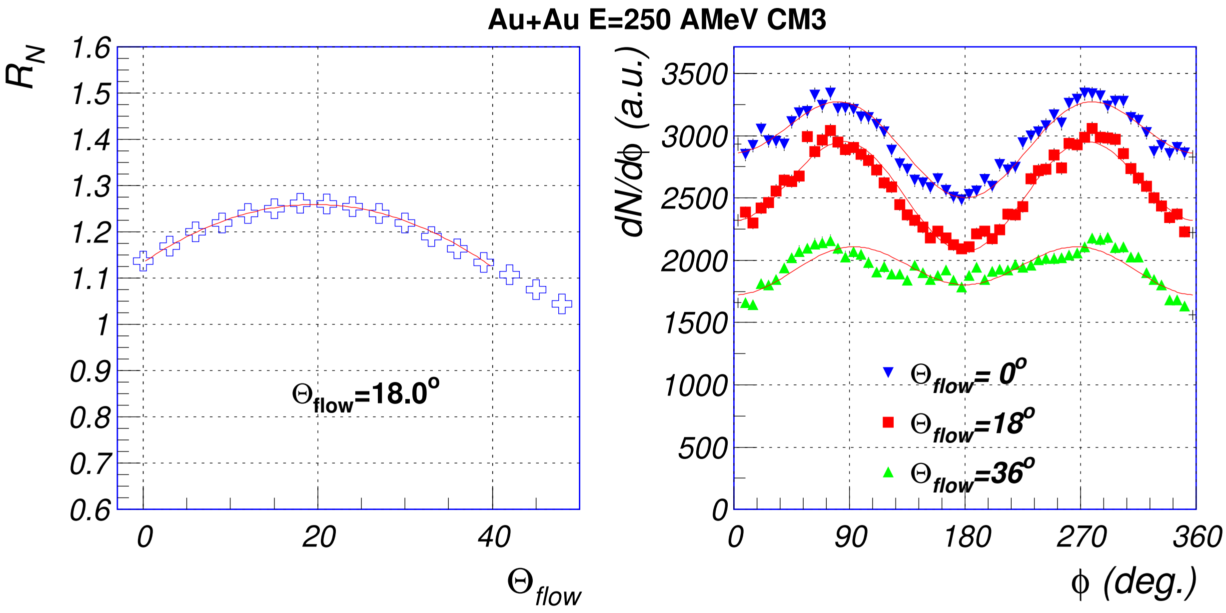


Figura 4.7.: *Determinarea unghiului de "flow".*

Figura 4.7 ilustrează aplicabilitatea acestei metode pentru Au+Au la energia de 250 A·MeV pentru zona CM3. Distribuţiile azimutale sunt construite folosind toate particulele detectate într-un eveniment. Se observă că maximul lui R_N determină neechivoc valoarea lui Θ_{flow}. Poziţia acestui maxim a fost aflată în urma unui fit cu un polinom de gradul 2, eroarea de determinare fiind de aproximativ 3°. Distribuţiile azimutale pentru trei valori ale lui Θ_{flow} sunt de asemenea prezentate pentru a demonstra că la valoarea reală a lui Θ_{flow} distribuţiile azimutale devin simetrice, iar modulaţia azimutală este maximă.

Figura 4.8 prezintă comparativ distribuţiile azimutale pentru M=4 în sistemul de referinţă al detectorului (faţă de planul de reacţie) şi în sistemul de referinţă al elipsoidului (sistemul rotit). Pentru acest din urmă caz distribuţia a fost reflectată pentru intervalul 90-270° dinspre intervalele simetrice 0-90° şi 360-270° pentru a se minimiza influenţa pragurilor de detcţie, vezi mai jos).

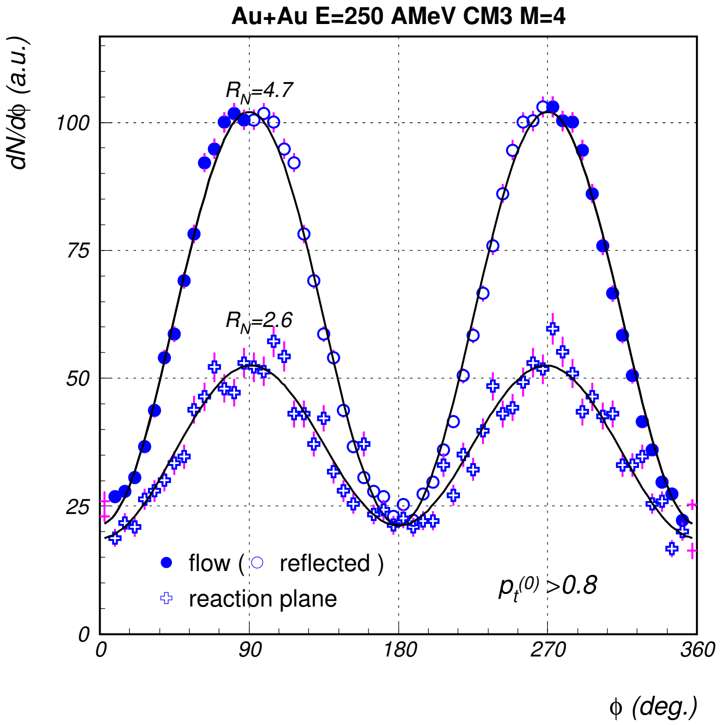


Figura 4.8.: *Distribuţiile azimutale pentru particulele cu M=4 în sistemul de referinţă al detectorului (planul de reacţie) şi al elipsoidului (rotit).*

Evident, asimetria azimutală este maximă în sistemul de referinţă al elipsoidului, de asemenea selecţia zonei participante este mai naturală în acest sistem.

De aici înainte unghiul azimutal ϕ va fi cel corespunzător sistemului de referinţă al elipsoidului (adică unghiul măsurat în jurul axei z" în Fig. 4.6 b). Prin această schimbare a sistemului de referinţă, simetria axială a detectorului în sistemul laboratorului se pierde, în noul sistem de coordonate pragurile geometrice de detecţie depinzând de ϕ.

Pentru a ne situa în zona rapidităţilor din jurul celei corespunzătoare centrului de masă, se impune o condiţie suplimentară, şi anume: $\mid p_z''^{(0)} \mid < 0.2$ unde $p_z''^{(0)} = (p_z''/A)/(p_{proj}/A_{proj})$ sau $80° < \Theta''_{cm} < 100°$ (aceasta din urmă a fost folosită pentru analiza prezentată în continuare).

Dependenţa momentului transvers scalat $p_t^{(0)}$ de unghiul azimutal în sistemul elipsoidului pentru o valoare fixată a unghiului polar în sistemul laboratorului ($\Theta_{lab} = 34°$, corespunzând limitei de detecţie a CDC) pentru patru valori ale Θ_{flow} este prezentată în Figura 4.9 a) pentru o fereastră foarte îngustă în $p_z''^{(0)}$; Fig. 4.9 b) prezintă efectul unghiului polar în sistemul laboratorului şi al dimensiunii ferestrei în $p_z''^{(0)}$.

Ca urmare a efectelor discutate mai sus, distribuţiile azimutale măsurate pentru intervalele 0-90° şi 270-360° (intervale pentru care influenţa pragurilor este minimă, vezi Fig. 4.9) au fost reflectate pentru intervalele simetrice 90-180° şi, respectiv, 180-270°.

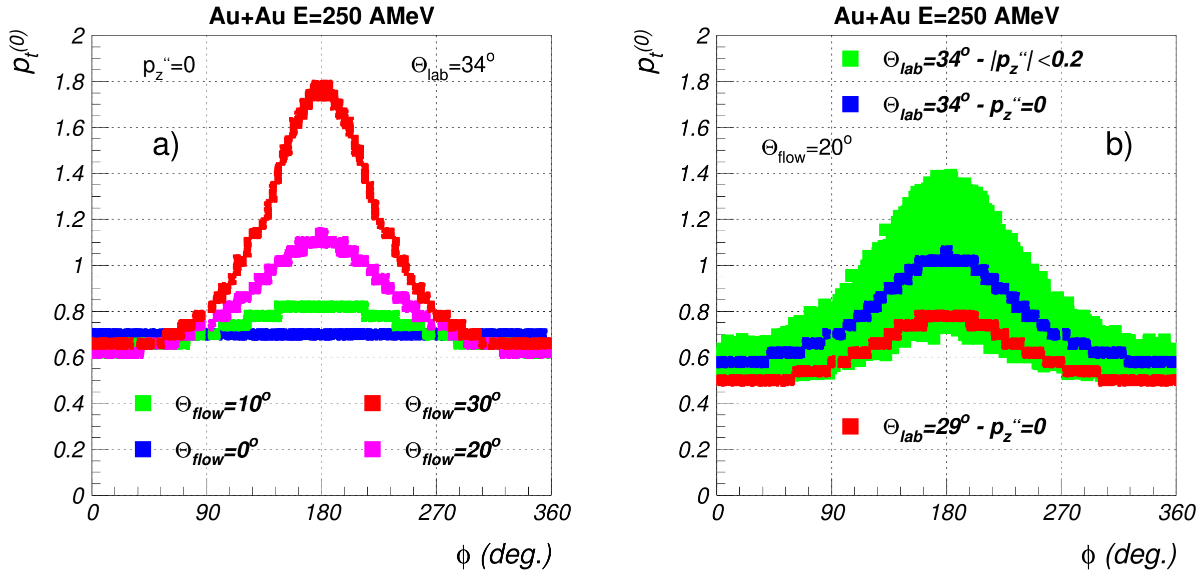


Figura 4.9.: *Pragurile geometrice ca funcţie de unghiul azimutal în sistemul elipsoidului.*

Ciocnirile cele mai centrale au fost selectate folosind o valoare pentru $Erat$ care corespunde unei secţiuni de 70 milibarni (adică parametri de impact în domeniul 0–1.5 fm în aproximaţia geometrică) şi vor fi etichetate Erat70.

4.2. Ciocniri centrale

4.2.1. Forma sursei ("fireball")

Prima întrebare care se ridică referitor la ciocnirile centrale este cea asupra formei sursei ce emite particule (zona comprimată şi fierbinte - "fireball"). În primă aproximaţie se presupune că toţi nucleonii din proiectil şi ţintă particicpă la interacţie şi se pune problema dacă materia nucleară este stopată şi care este forma acestui "fireball".

Emisia preferenţială la Θ_{cm}=90° prezisă de modele de tip hidrodinamic [4], nu pare să fie convingător validată de analiza datelor experimentale [111].

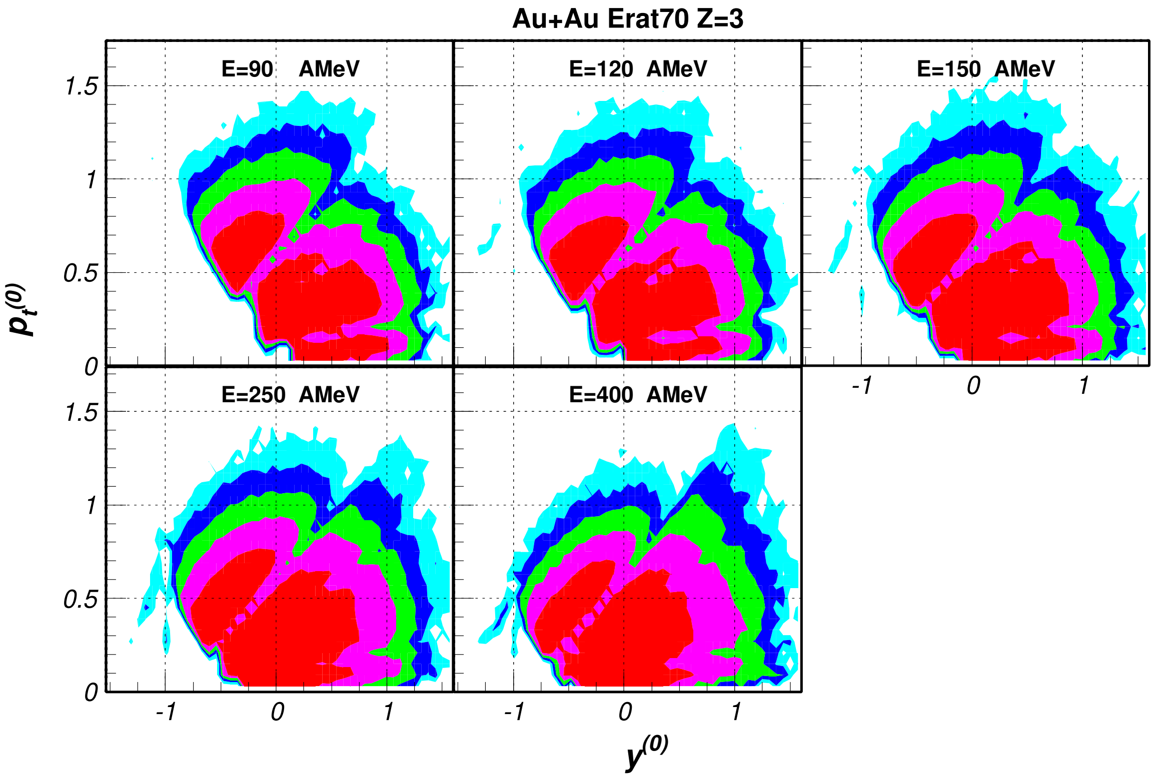


Figura 4.10.: *Distribuţiile invariante* $1/p_t^{(0)} \cdot d^2N/dp_t^{(0)}dy^{(0)}$ *pentru Au+Au la energiile de 90, 120, 150, 250 şi 400 A·MeV.*

Figura 4.10 prezintă distribuţiile invariante $1/p_t^{(0)} \cdot d^2N/dp_t^{(0)}dy^{(0)}$ pentru Au+Au la energiile de 90, 120, 150, 250 şi 400 A·MeV şi se observă că emisia preferenţială din zona rapidităţii centrului de masă [20, 21] este prezentă pentru toate aceste energii, pe baza acestor distribuţii fiind dificil de evidenţiat abateri de la forma sferică a sursei.

În Figura 4.11 sunt prezentate distribuţiile $p_t^{(0)} - y^{(0)}$ pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energia de 250 A·MeV. Se observă că, pe măsură ce dimensiunea sistemului scade, nucleele încep să devină din ce în ce mai transparente, prin urmare mecanismul de disipare completă a energiei incidente în zona de interacţie corespunzând rapidităţii

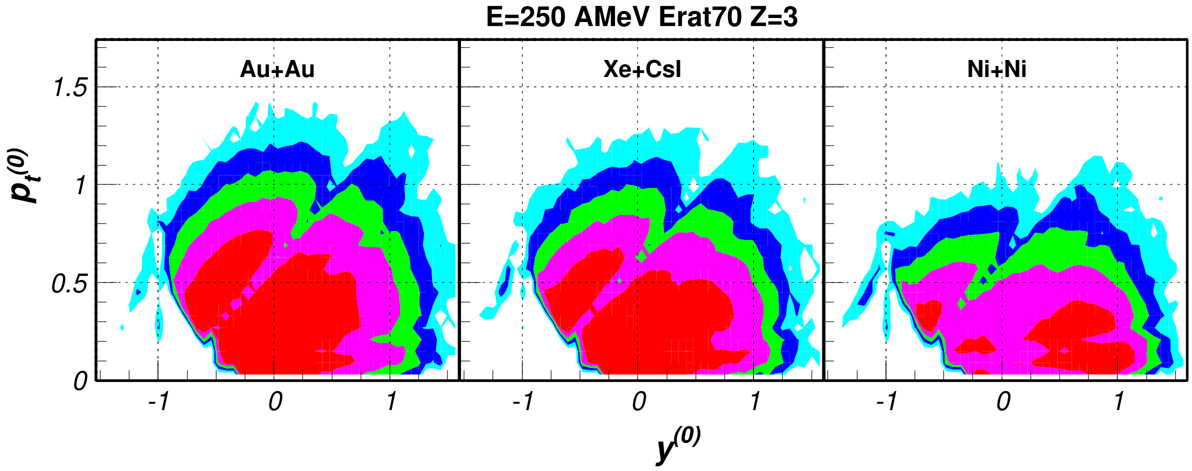


Figura 4.11.: *Distribuţiile invariante $p_t^{(0)} - y^{(0)}$ pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energia de 250 A·MeV.*

centrului de masă (şi poate chiar conceptul de "fireball") îşi pierd justificarea.

Fenomenul de stopare a materiei nucleare şi chestiunea echilibrului chimic pot fi investigate cu relevanţă maximă studiind ciocnirile a două nuclee cu aceiaşi dimensiune dar cu valori ale izospinului foarte diferite, reacţiile Ru/Zr+Ru/Zr fiind măsurate de Colaborarea FOPI şi în prezent în curs de analiză.

4.2.2. Expansiunea radială

Prezisă cu mulţi ani în urmă [3, 4, 62], expansiunea colectivă a materiei nucleare fierbinţi şi comprimate produsă în ciocnirile ionilor grei a fost pusă în evidenţă experimental în ultimii ani [63, 112, 113, 114, 22, 115, 23, 118, 117, 116, 119, 120, 146, 121, 122], fiind de asemenea intens studiată teoretic [5, 72, 123, 124, 73, 125, 126].

Dependenţa energiei cinetice a fragmentelor de masa lor, precum şi abundenţa acestora sunt argumente pentru prezenţa unei expansiuni colective ce are ca efect răcirea materiei nucleare, aşa încât fragmentele pot exista.

În cazul unui câmp colectiv de viteze peste care se suprapune o distribuţie termică locală, în aproximaţie nerelativistă se obţine:

$$< E_{kin} >=< E_{coll} > +\frac{3}{2}T \qquad (4.4)$$

unde

$$< E_{coll} >= \frac{1}{2}A_{IMF} < v^2_{flow+Coul} > \qquad (4.5)$$

Deşi dependenţa $< v^2_{flow+Coul} >$ de masa fragmentului poate să fie destul de complicată, dependenţa liniară a $< E_{kin} >$ ca funcţie de masa fragmentului nu este semnificativ modificată, ceea ce permite estimarea energiei colective din panta acestei distribuţii [22, 115, 118, 146].

Figura 4.12 prezintă media energiei cinetice măsurate (în centrul de masă) ca funcţie de masa particulei pentru domeniul unghiular polar $25°$–$45°$, pentru ciocnirile centrale Au+Au (Erat70) la energiile de 90, 120, 150, 250 şi 400 A·MeV.

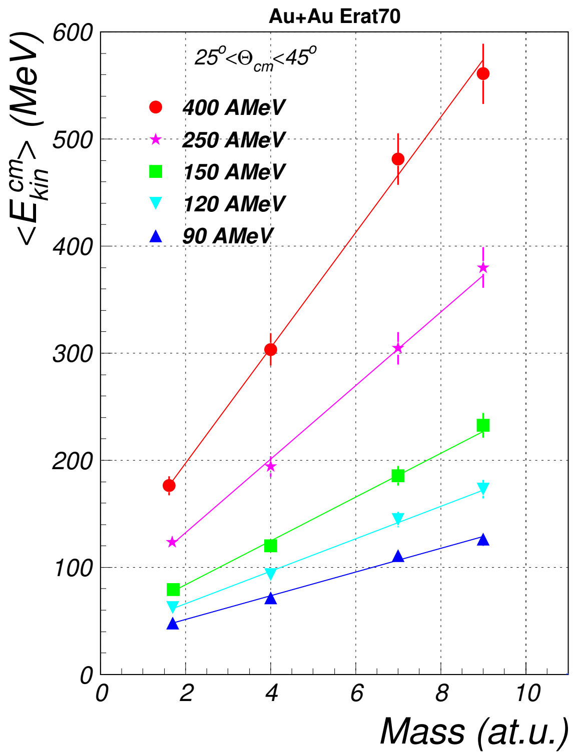


Figura 4.12.: *Energiile cinetice medii ca funcţie de masa produşilor de reacţie pentru Au+Au pentru domeniul Θ_{cm}=$25°$–$45°$.*

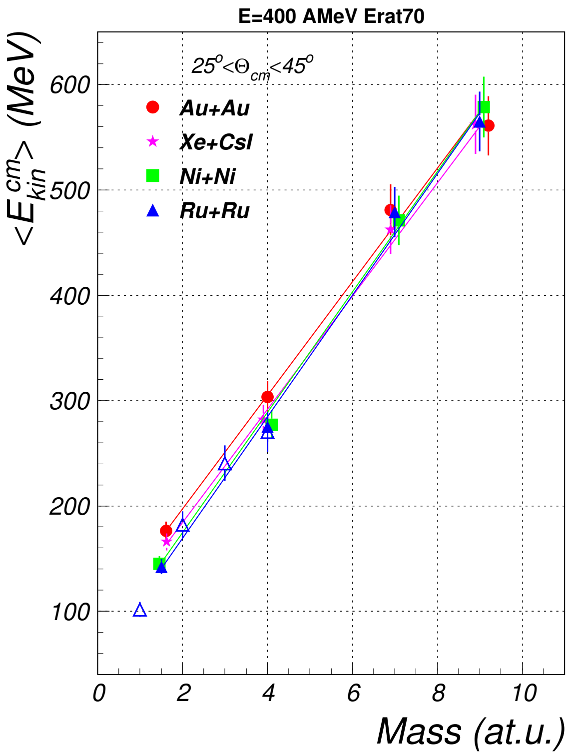


Figura 4.13.: *Energiile cinetice medii ca funcţie de masa produşilor de reacţie pentru Au+Au, Xe+CsI, Ni+Ni şi Ru+Ru la energia de 400 A·MeV.*

Figura 4.13 prezintă aceeaşi dependenţă, de data aceasta pentru sistemele Au+Au, Xe+CsI, Ni+Ni şi Ru+Ru la energia de 400 A·MeV. Pentru Ru+Ru, folosirea subdetectorului **Helitron** a făcut posibilă măsurarea masei, valorile energiilor cinetice medii fiind reprezentate în acest caz şi pentru M=1–4 (triunghiurile goale).

Pantele au fost extrase dintr-un fit liniar (liniile drepte în Fig. 4.12 şi 4.13). Valorile acestor pante sunt reprezentate în Figura 4.14 ca funcţie de energia incidentă (pe nucleon), o astfel de dependenţă liniară fiind în acord cu predicţiile hidrodinamice [151].

Pantele conţin efectul accelerării particulelor datorită câmpului Coulombian (la momente ulterioare separării - "break-up"), efect ce poate contribui la energia colectivă cu o cantitate între 2 şi 6 MeV/u [83]. Aceasta înseamnă că o expansiune dinamică diferită de explozia coulombiană apare pentru sistemul Au+Au la energii incidente mai mari de 35-40 A·MeV dacă am considera 4 MeV/u ca media contribuţiei coulombiene (linia orizontală în Fig. 4.14). Această energie de prag pentru expansiunea colectivă – E^{th}_{rad} a fost interpretată în Ref. [87] ca fiind una de tranziţie de la compresie la expansiunea

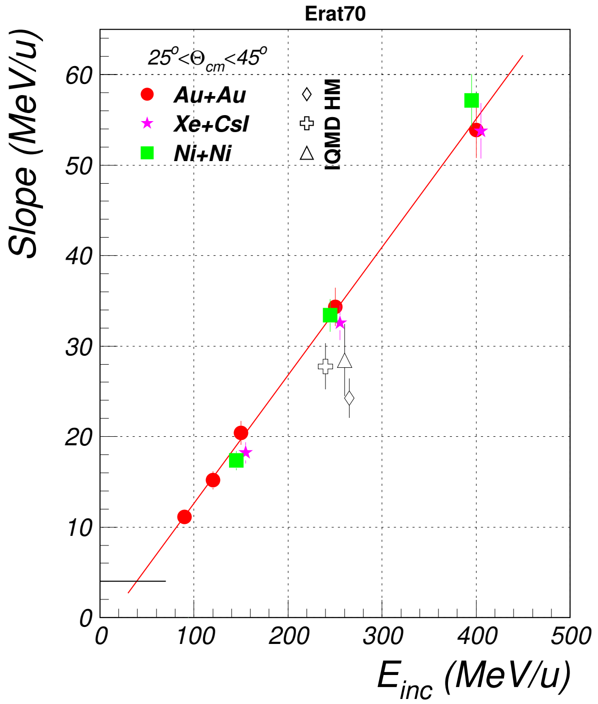


Figura 4.14.: *Funcţia de excitaţie pentru expansiunea colectivă: pantele fiturilor distribuţiilor $< E_{kin} > -A$ ca funcţie de energia incidentă pentru cele trei sisteme pentru domeniul* Θ_{cm}=25°–45°.

continuă a unui sistem descris de ecuaţia Landau-Vlasov. Procentul asociat acestei mişcări colective din energia totală disponibilă în centrul de masă se poate estima în ipoteza expansiunii sferice simetrice. Tabelul 4.3 prezintă aceste rezultate pentru cele cinci energii măsurate pentru Au+Au.

E_{lab}^{inc} $[MeV/A]$	E_{max}^{inc} $[MeV/A]$	$E_{max}^{inc} - Q_{val}$ $[MeV/A]$	$Slope_{tot}$ $[MeV/A]$	$Slope_{tot} - Slope_{Coul}$ $[MeV/A]$
90	22.4	17.4	11.1 (49.6%)	7.1 (40.8%)
120	29.7	24.7	15.2 (50.5%)	11.2 (45.3%)
150	37.0	32.0	20.4 (55.1%)	16.4 (51.3%)
250	60.5	55.5	34.3 (56.7%)	30.3 (54.6%)
400	95.0	90.0	53.9 (56.7%)	49.9 (55.4%)

Tabelul 4.3.: *Procentul asociat mişcării colective din energia totală disponibilă în centrul de masă, pentru Au+Au,* Θ_{cm}=25°–45°.

Se observă că valorile pantelor prezentate în Fig. 4.14 sunt practic independente de sistem pentru toate energiile incidente (după cum se poate observa şi pentru valorile $< E_{kin}^{cm} >$ prezentate în Fig. 4.13). Deşi date experimentale raportate în literatură par să indice valori ale procentului energiei purtată de expansiunea radială apropiate (de ≈50%) pentru diferite sisteme: Ar+Ag/Br [112], Kr+Ag/Br [113], S+Al [114], Au+Au [115, 23, 118, 116, 146], Ar+Sc [119], Xe+Sn [121] pentru domeniul de energii ≈ 50–

1000 MeV/u, transparenţa observată pentru sistemele mai uşoare ar putea să constitue un motiv pentru slaba dependenţă de sistem a valorilor pantelor prezentate în Fig. 4.14.

Pentru a testa această presupunere este necesar să analizăm valorile medii ale energiilor cinetice pentru domeniul unghiurilor polare transverse, 80° $<$ Θ_{cm} $<$100°. Figura 4.15 prezintă dependenţa de masă a $< E^{cm}_{kin} >$ pentru Au+Au la cele cinci energii măsurate pentru direcţia transversă. Abateri de la o dependenţă liniară ca funcţie de masă sunt prezente, acestea fiind parţial datorate parţial efectelor experimentale (zona de energii joase a spectrelor, măsurată cu Phase I, conţine pentru M=4 şi ^3He, aceasta ducând la scăderea valorii medii pentru M=4). Totuşi, comportamente similare au fost evidenţiate şi în datele măsurate de alte experimente [118, 116, 119].

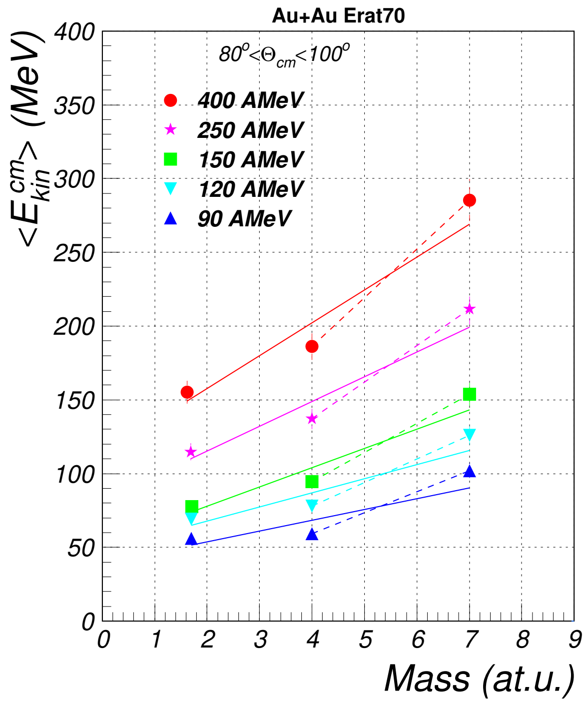


Figura 4.15.: *Energiile cinetice medii ca funcţie de masa produşilor de reacţie pentru domeniul de unghiuri polare transverse pentru Au+Au.*

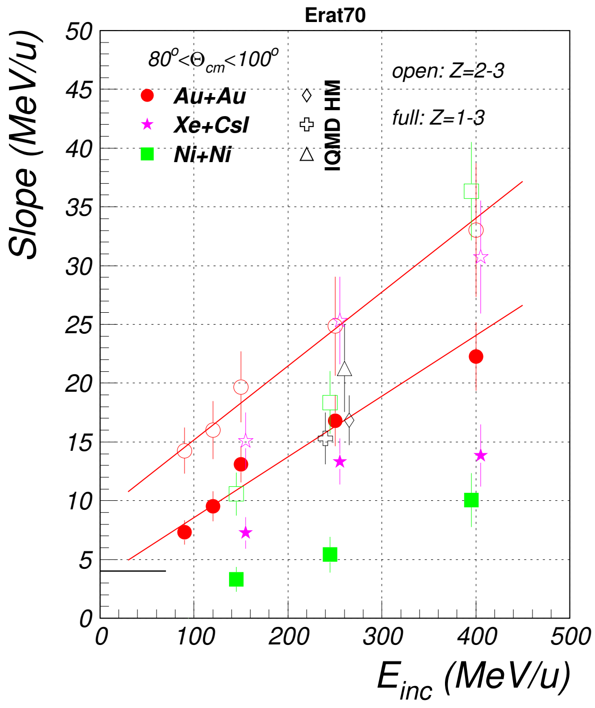


Figura 4.16.: *Compararea pantelor pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni pentru intervalul Θ_{cm}=80°–100°.*

Pentru a avea o estimare a acestui efect, fiturile au fost făcute pentru două situaţii: incluzând toate particulele, Z=1–3 (liniile continue în Fig. 4.15) şi numai pentru Z=2 şi 3 (liniile întrerupte), valorile pantelor fiind prezentate în Figura 4.16 prin simboluri pline, respectiv goale. În ambele cazuri se observă o dependenţă de sistem, însă valorile pantelor sunt sensibil mai mici decât cele deduse pentru intervalul Θ_{cm}=25°–45°, influenţa detectorului asupra acestor valori neputând fi exclusă.

În Fig. 4.14 şi 4.16 sunt reprezentate şi valorile pantelor obţinute pentru modelul

IQMD, varianta HM, din dependenţa energiilor cinetice medii pentru particulele uşoare (M=1–4), vezi Figura 5.13, Capitolul 5, Secţiunea 5.2. Valorile teoretice sunt destul de apropiate de cele experimentale, dependenţa de sistem fiind însă foarte slabă.

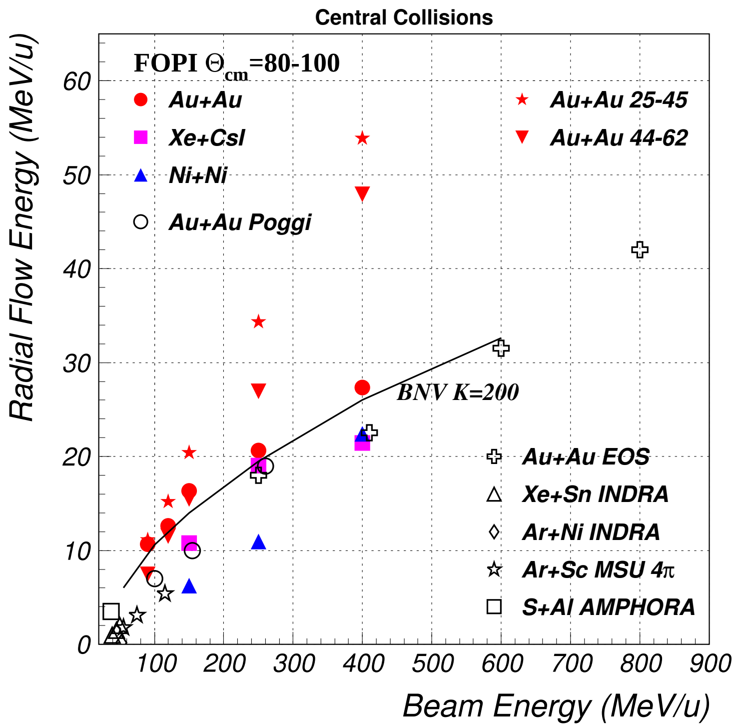


Figura 4.17.: *Funcţia de excitaţie pentru expansiunea radială, datele din prezenta analiză împreună cu date din experimentele FOPI – Phase I, EOS, INDRA, MSU 4π Array şi Amphora.*

Figura 4.17 prezintă valorile energiei asociate expansiunii radiale ca funcţie de energia iniţială, pentru rezultatele din prezenta analiză (pentru domeniul 80° $<$ Θ_{cm} $<$100°) împreună cu date obţinute în experimentele FOPI – Phase I [118], EOS [116], INDRA [122], 4π Array [119] şi Amphora [114]. Valorile obţinute pentru intervalul Θ_{cm}=25°–45° sunt de asemenea reprezentate, precum şi rezultatele preliminare pentru Au+Au pentru domeniul 44° $<$ Θ_{cm} $<$62°, pentru acest interval dependenţa de sistem fiind prezentă.

De data aceasta valorile pantelor (care sunt de fapt valorile energiilor asociate mişcării colective ordonate – ceea ce este denumit oarecum impropriu *“curgere radială”*) pentru intervalul 80°–100° au fost obţinute considerând valorile $< E_{kin}^{cm} >$ mediate pentru particulele cu Z=1 şi 2 şi valoarea pentru Z=3. Aceste valori sunt în concordanţă cu datele măsurate în experimente independente (FOPI – Phase I [118] şi EOS [116]). De asemenea, concordanţa cu calcule teoretice folosind un model BNV cu “soft E0S” (K=200 MeV) [126] este remarcabilă – curba din Fig. 4.17. Prin extrapolarea spre energii joase a acestei curbe se obţine pentru E_{rad}^{th} o valoare de $\approx$ 40 MeV/u, foarte apropiată de cea estimată pentru domeniul 25°–45°.

În concluzie, datele experimentale prezentate mai sus pun clar în evidenţă dependenţa de unghiul polar a mişcării colective ordonate evidenţiate în ciocnirile centrale. Modelul IQMD prezice calitativ o dependenţă similară. Dependenţa de sistem este pusă în evidenţă experimental pentru domeniul de unghiuri polare transverse, fiind absentă pentru domeniul $25°$–$45°$. Analiza preliminară pentru domeniul 44° $< \Theta_{cm}$ <62° demonstrează caracterul gradual al acestei dependenţe.

4.2.3. Formarea fragmentelor complexe

Din punct de vedere al modelelor teoretice, producerea de fragmente în cursul expansiunii s-a bazat pe consideraţii geometrice în modelele microscopice de transport [76, 7, 69] sau pe efectul spaţiului fazelor unui ansamblu în echilibru global [37, 88, 90]. Producerea dinamică a fragmentelor într-un model de transport de tip BUU a fost introdusă în Ref. [71, 72] pentru A$\leq$3. Alte moduri de interpretare iau în considerare ipoteza instabilităţilor de densitate (spinodale) [127], prezenţa fluctuaţiilor [129, 133] sau a unui proces de auto-organizare [130].

Recent, ca urmare a apariţiei de noi date experimentale, problema formării fragmentelor a dus, în cadrul modelului QMD, la tentative de a trata această chestiune din punct de vedere dinamic [124, 131, 132, 123]. Este de remarcat că algoritmul SACA (*"Simulated Annealing Clusterization Algorithm"*) prezice formarea fragmentelor destul de devreme (50–100 fm/c) în procesul de expansiune [132], în acord cu predicţiile unui model hidrodinamic ce reproduce datele experimentale [23], vezi Capitolul 5, Secţiunea 5.1.

Primele date măsurate au fost explicate cu ajutorul unui model de coalescenţă [134]. Deşi acesta este un model ce ia în considerare numai geometria spaţiului fazelor prezicând proporţionalitatea dintre distribuţia de moment a unui fragment şi cea a protonilor de dinainte de clusterizare. Rafinamente ulterioare, utilizând *"sudden approximation"* din mecanica cuantică au făcut posibilă legătura dintre aşa-numita "rază de coalescenţă" şi volumul efectiv al materiei nucleare la momentul condensării nucleonilor în fragmente. Modelul termodinamic prezice acelaşi tip de proporţionalitate, numai că de data asta legătura este făcută cu distribuţia finală a nucleonilor şi nu cu cea primordială, ca în cazul modelelor anterioare şi, cu excepţia unui factor $exp(-E_0/T)$, relaţia dintre volum şi raza de coalescenţă este aceeaşi ca în *"sudden approximation"*.

Deci, pentru un fragment ce conţine A nucleoni, din care Z protoni şi N neutroni, distribuţia invariantă este proporţională cu produsul distribuţiilor invariante ale protonilor şi neutronilor la puterea Z, respectiv N:

$$E_A \frac{d^3\sigma_A}{d^3p_A} \approx \left(E_p \frac{d^3\sigma_p}{d^3p_p}\right)^Z \times \left(E_n \frac{d^3\sigma_n}{d^3p_n}\right)^N \tag{4.6}$$

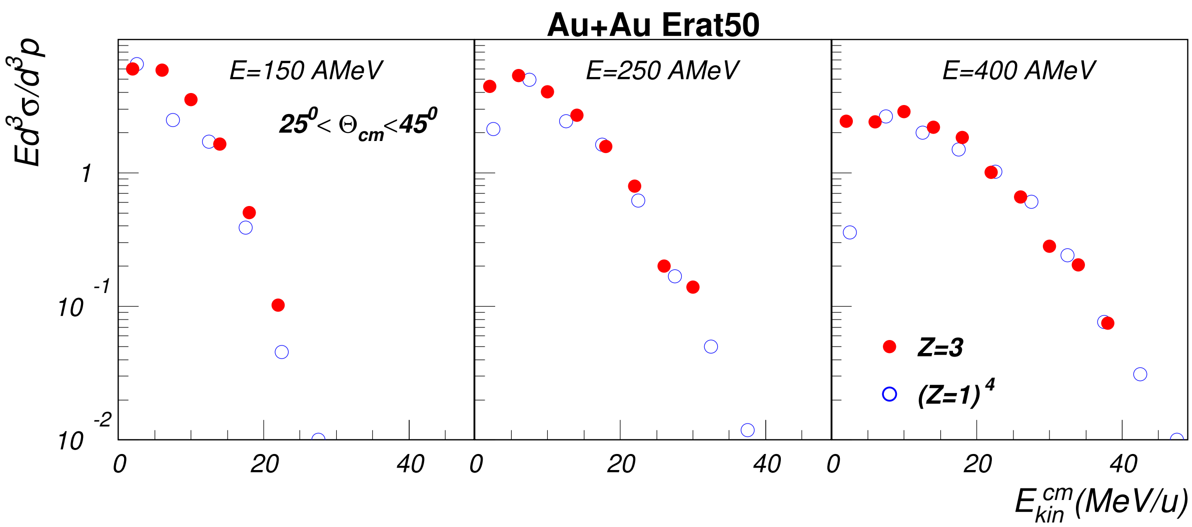


Figura 4.18.: *Comparaţia distribuţiilor invariante pentru particulele cu Z=1 (la puterea a 4-a) şi Z=3 pentru intervalul Θ_{cm}=80°–100°.*

Figura 4.18 prezintă, pentru Au+Au la energiile de 150, 250 şi 400 A·MeV, comparaţia între distribuţiile invariante pentru fragmentele cu Z=3 (masa 7) şi cele cu Z=1, pentru care masa medie a fost considerată ≈1.7, fiind calculată din medierea maselor izotopilor hidrogenului folosind abundenţele relative măsurate cu CDC şi cu detectorii telescopi CsI. Astfel, raportul maselor este ≈4, distribuţia particulelor cu Z=1 fiind ridicată la puterea a 4-a. Se observă că aceste distribuţii sunt în bună concordanţă, ceea ce constitue un argument în favoarea formării fragmentelor printr-un mecanism de coalescenţă.

Aceasta este însă un rezultat mai mult calitativ, întrucât în mod normal fragmentele s-ar putea forma prin coalescenţa nucleonilor şi nu a particulelor cu Z=1 (chiar dacă protonii sunt dominanţi pentru acestea, iar distribuţiile neutronilor sunt adesea presupuse identice cu cele ale protonilor).

O altă dificultate este legată de faptul că pragurile de detecţie ale detectorului FOPI nu permit măsurarea spectrelor până la valoarea zero, acest lucru fiind vizibil în Fig. 4.18 pentru particulele cu Z=1, un detaliu destul de important, dat fiind faptul că partea energiilor mici este dominanta distribuţiilor.

4.3. Ciocniri semicentrale

4.3.1. Curgerea laterală

Curgerea laterală, primul fenomen colectiv pus în evidenţă experimental [10, 11], a fost intens studiat atât din punct de vedere experimental [109, 135, 136, 137, 138, 140, 141, 14, 142, 143, 147, 148] cât şi teoretic [12, 151, 152, 153, 154, 155, 156, 157, 158].

Pentru studiul acestui fenomen vectorul impuls transvers al fiecărei particule este proiectat în planul de reacţie, componenta p_x fiind apoi reprezentată ca funcţie de rapiditate. Figura 4.19 prezintă distribuţia momentului transvers în planul de reacţie (normat la impulsul fasciculului) - $p_x^{(0)}$ funcţie de $y^{(0)}$ pentru Au+Au E=250 A·MeV, CM3, pentru particulele cu Z=3.

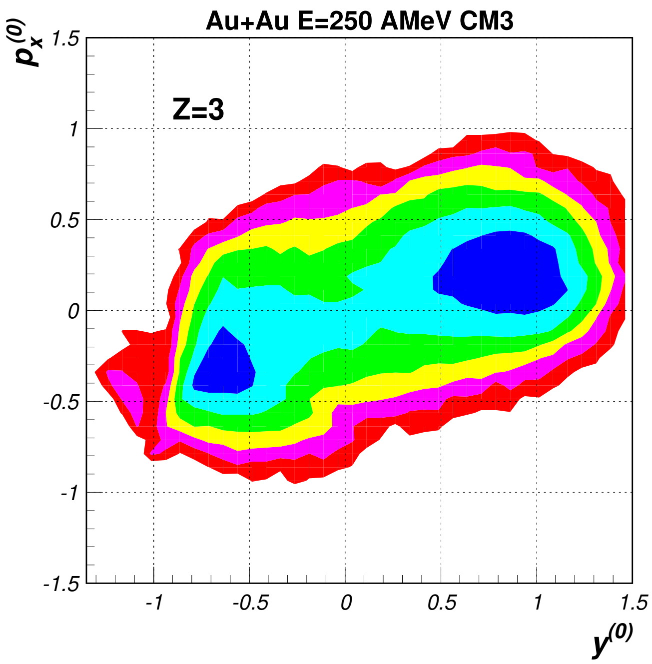
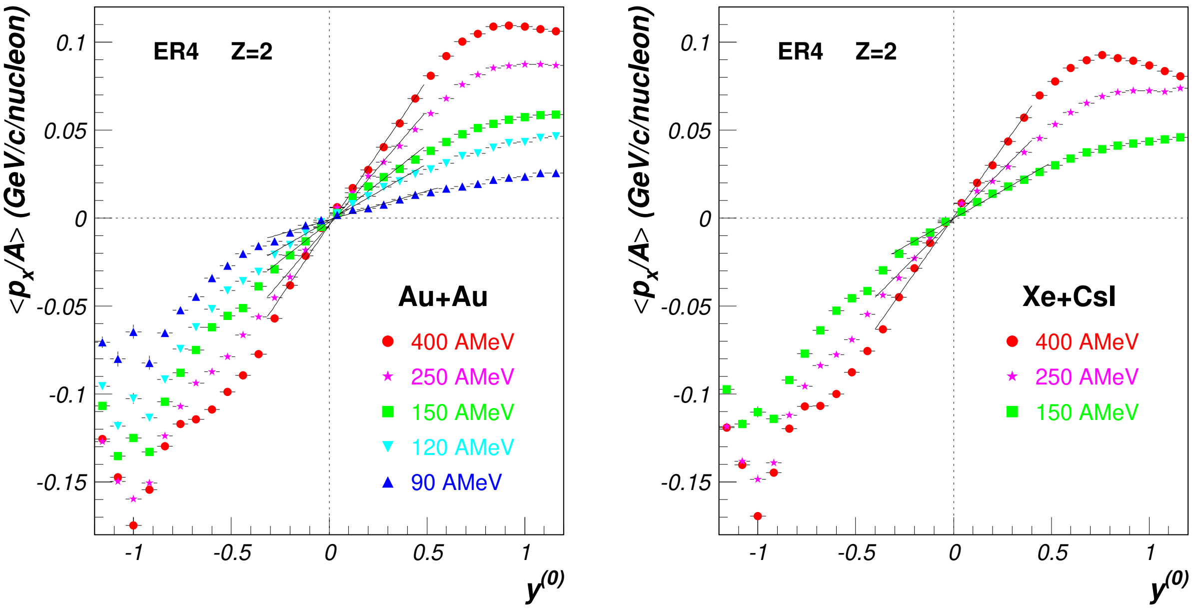


Figura 4.19.: *Distribuţia momentului transvers în planul de reacţie (normat la impulsul fasciculului) - $p_x^{(0)}$ funcţie de $y^{(0)}$ pentru Au+Au E=250 A·MeV, CM3, Z=3.*

În Fig. 4.19 se poate observa efectul golului dintre PW şi CDC, precum şi influenţa ţintei la $y^{(0)}$=-1. Această distribuţie prezintă chiar elipsoidul format prin curgerea laterală în planul de reacţie, axa sa principală fiind înclinată faţă de axa fasciculului ($p_x^{(0)}$=0) cu unghiul de curgere - Θ_{flow}. Această distribuţie este echivalentul măsurat al distribuţiilor calculate cu ajutorul modelelor (vezi Fig. 2.7, Capitolul 2, Secţiunea 2.2).

Figura 4.20 prezintă distribuţiile mediei momentului transvers în planul de reacţie pentru particulele cu Z=2 măsurate în reacţia Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni pentru domeniul de parametri de impact ER4 pentru toate energiile măsurate în acest experiment. Forma distribuţiilor este afectată pentru zona rapidităţii ţintei datorită pragurilor de detecţie, ceea ce face ca distribuţiile să nu aibă forma perfect simetrică de “S”.



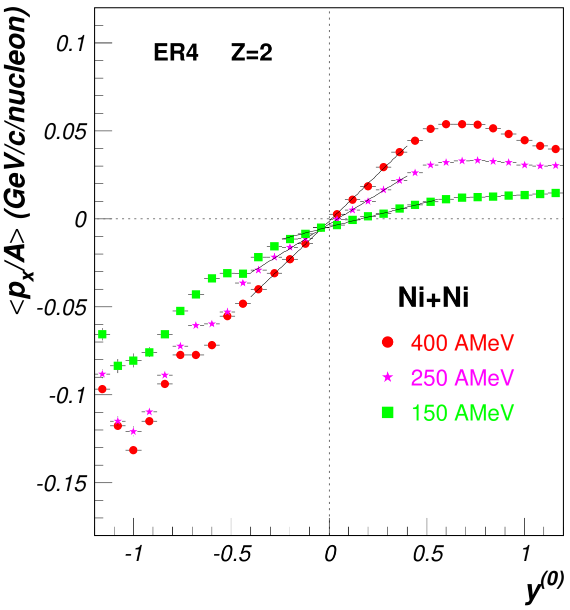


Figura 4.20.: *Distribuţiile valorilor medii ale momentului transvers în planul de reacţie pentru particulele cu Z=2 măsurate în reacţiile Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni pentru domeniul de parametri de impact ER4.*

Panta unei astfel de distribuţii la mid-rapiditate reprezintă aşa-numitul "flow", caracterizând amplitudinea fenomenului de curgere laterală:

$$\mathsf{Flow} = \left.\frac{d\langle p_x/A\rangle}{dy^{(0)}}\right|_{y^{(0)}=0} \tag{4.7}$$

Rezultatele fiturilor cu o funcţie liniară sunt prezentate în Fig. 4.20. Datorită impreciziei în determinarea experimentală a planului de reacţie, această mărime a fost corectată, devenind: $\mathsf{Flow} = \mathsf{Flow}/\langle\cos\Delta\Phi_R\rangle$, vezi Anexa A.3 şi Fig. 4.4. De aici înainte vom utiliza pentru "Flow" valoarea corectată.

Dependenţa "Flow"-ului de tipul particulei pentru sistemele Au+Au, Xe+CsI, Ru+Ru şi Ni+Ni la energia de 400 A·MeV, ER4 este prezentată în Figura 4.21 a). Se observă că ‘Flow”-ul creşte ca funcţie de Z, fenomen evidenţiat şi de datele măsurate cu FOPI – Faza I [145], precum şi de alte măsurători [144]. Fenomenul este explicabil dacă avem în vedere un model hidrodinamic de expansiune [23], din care rezultă ca fragmentele mai grele sunt formate în zona mai densă a materiei nucleare în expansiune (ce generează şi curgerea în planul de reacţie) şi “simt” mai puternic această curgere. Dependenţa de sistem a acestei comportări poate să fie deja o indicaţie că fenomenul de expansiune are o dinamică mai bogată pentru sistemele mai grele, în timp ce pentru sistemele uşoare saturaţia ca funcţie de Z survine mai repede.

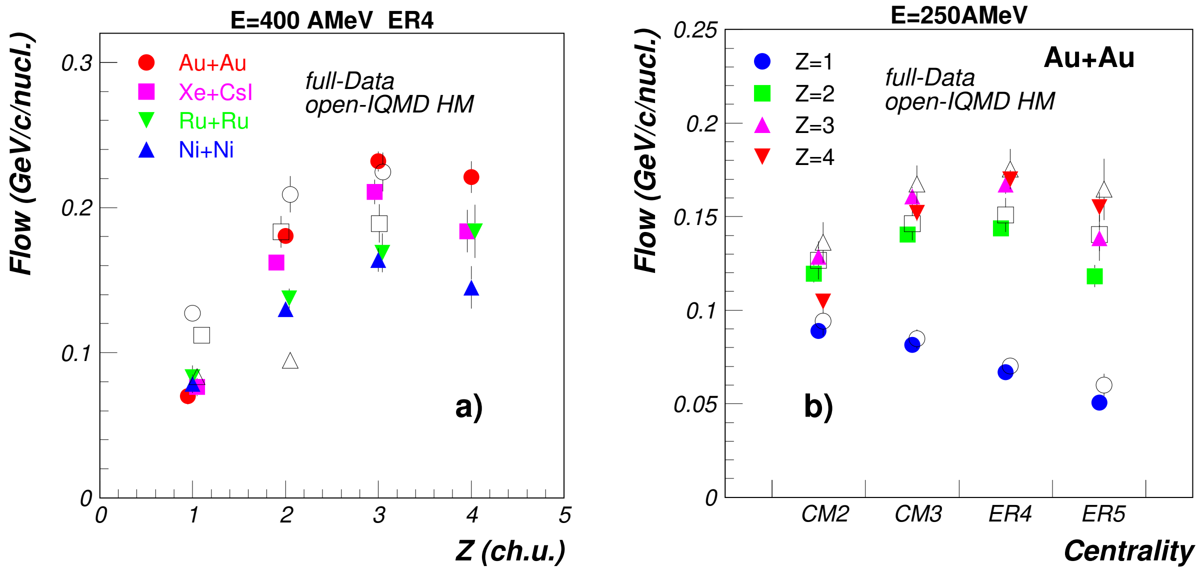


Figura 4.21.: *Dependenţa “Flow”-ului de* **a)** *tipul particulei pentru Au+Au, Xe+CsI, Ru+Ru şi Ni+Ni la energia de 400 A·MeV, ER4 şi* **b)** *de centralitate pentru Au+Au la energia de 250 A·MeV (simbolurile plie – datele experimentale, simbolurile goale – IQMD HM).*

Ca funcţie de centralitate, Fig. 4.21 b) (Au+Au la energia de 250 A·MeV) pentru fragmentele cu Z$>$1 ”Flow”-ul are un maxim pentru domenii intermediare ale parametrilor de impact, ca rezultat al valorii reduse a expansiunii pentru ciocniri periferice şi a absenţei spectatorilor pentru ciocniri centrale. Pentru particulele cu Z=1 ”Flow”-ul prezintă o scădere monotonă pe măsură ce parametrul de impact scade. Dat fiind că particulele uşoare pot să fie produse prin emisie de preechilibru sau secvenţială din fragmente excitate, iar importanţa acestor fenomene creşte odată cu creşterea centralităţii.

Simbolurile goale reprezintă valorile obţinute cu modelul IQMD, varianta HM (vezi Capitolul 5, Secţiunea 5.2) şi se observă că modelul reproduce satisfăcător datele experimentale, atât ca funcţie de tipul particulei, cât şi ca funcţie de centralitate, dependenţa de sistem fiind mai reprodusă mai puţin satisfăcător.

Funcţia de excitaţie pentru ”Flow” este prezentată în Figura 4.22, împreună cu date

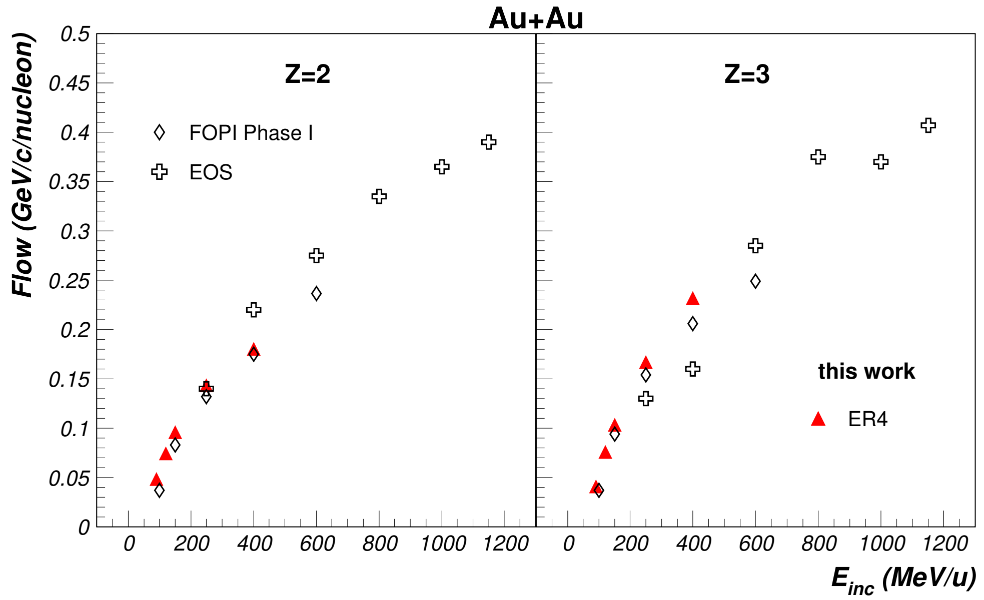


Figura 4.22.: *Funcţia de excitaţie pentru curgerea laterală pentru particulele cu Z=2,3 din reacţia Au+Au. Datele experimentale obţinute de Colaborarea EOS [142] şi FOPI Phase I [149] sunt reprezentate pentru comparaţie.*

obţinute de Colaborarea FOPI în Faza I [145] şi date ale Colaborării EOS [142], pentru o zonă similară a parametrilor de impact. Se observă că cele trei măsurători independente sunt în concordanţă foarte bună, prezenta analiză permiţându-ne, datorită acoperirii domeniului de energii joase, extragerea mai precisă a **energiei de balanţă** – E_{bal}.

Valorile obţinute pentru Z=3 sunt prezentate în Tabelul 4.4. Acestea sunt puţin mai

Centralitate	CM2	CM3	ER4	ER5
E_{bal} (MeV/u)	72$\pm$8	67$\pm$7	63$\pm$5	61$\pm$4

Tabelul 4.4.: *Energia de balanţă pentru Au+Au.*

mari decât cele raportate anterior în literatură [142, 138] dar foarte apropiate de cele obţinute de Colaborarea FOPI în Faza I [149].

Un alt mod de a extrage energia de balanţă este de a studia funcţia de excitaţie pentru unghiul de ”flow” - Θ_{flow}. Să vedem mai întâi cum depinde Θ_{flow} de tipul particulei. Figura 4.23 prezintă dependenţa raportului de squeeze-out de Θ_{flow} pentru particule cu Z=1, 2 şi 3. Se observă că maximul acestei distribuţii este deplasat spre valori mai mari pentru particulele mai grele şi este de asemenea mai bine definit pentru particulele mai grele, în principal fiindcă acestea simt mai puţin fluctuaţiile termice.

Figura 4.24 prezintă funcţia de excitaţie pentru Θ_{flow} în cazul Au+Au pentru trei domenii ale parametrului de impact.

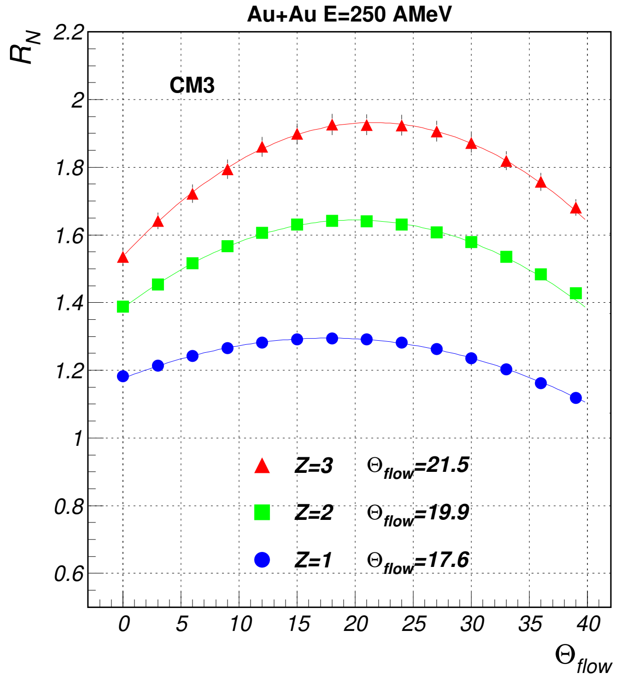


Figura 4.23.: *Determinarea unghiului de "flow" pentru Z=1, 2, 3.*

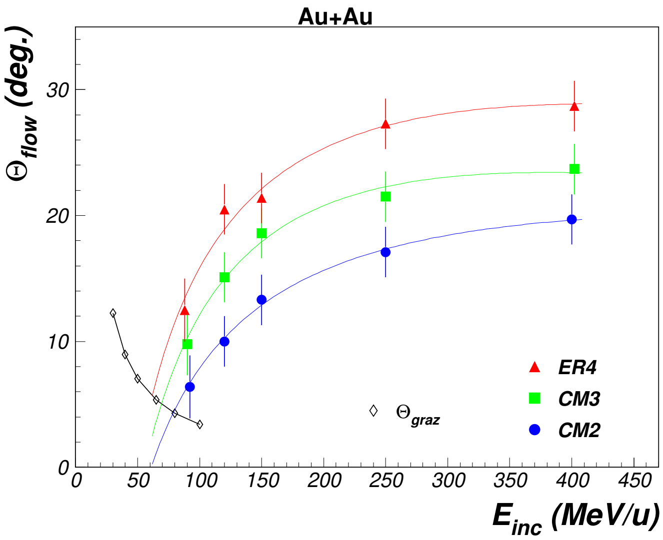


Figura 4.24.: *Funcţia de excitaţie pentru unghiul de "flow" Au+Au pentru trei domenii ale parametrului de impact. Θ_{gr} pentru energii mai mici de 100 MeV/u reprezintă unghiurile "grazing" calculate în ipoteza ciocnirilor disipative [159].*

Spre deosebire de cazul sistemelor uşoare, pentru care energia de balanţă a fost interpretată ca energia la care interacţia de câmp mediu îşi schimbă caracterul de la cel atractiv (deflexie negativă) spre repulsiv (începutul curgerii) [12, 152], pentru Au+Au, datorită repulsiei coulombiene puternice, deflexia la energii joase este totdeauna pozitivă [150]. Prin urmare, intersecţia s-a făcut cu Θ_{gr} (pentru energii mai mici de 100 MeV/u – unghiurile "grazing" calculate în ipoteza ciocnirilor disipative [159]), reprezentate în Fig.4.24 prin romburi.

Deşi, calitativ, principalele caracteristici ale ciocnirilor disipative de la energii joase rămân neschimbate chiar spre energia Fermi [160], informaţia experimentală nu este suficient de bogată pentru a permite generalizarea parametrizării funcţiei de deflexie stabilită la energii joase [159].

Valorile experimentale au fost fitate cu o dependenţă logaritmică ce a fost extrapolată spre energii mai mici; prin această procedură s-au extras pentru E_{bal} valorile de 79±8, 66±6 şi 62±5 MeV/u pentru CM2, CM3 şi ER4, respectiv.

Energia de balanţă fost studiată pentru diverse sisteme, atât experimental [161, 162, 138, 164, 163, 165, 166] cât şi teoretic [12, 167, 168, 169, 170, 171, 155, 172].

Un alt aspect este compararea valorilor ”Flow”-ului pentru diferite sisteme. Rezultatele experimentale obţinute de Colaborarea Plastic Ball pentru sistemele Au+Au, Nb+Nb şi Ca+Ca au stimulat analize cu modele teoretice, calcule făcute în cadrul modelului BUU punând în evidenţă dependenţa liniară a presiunii maxime (pe direcţia transversă) de timpul de reacţie, de aici scalarea “Flow”-ului cu $A^{1/3}$ ($A^{2/3}$ pentru Θ_{flow}) [153]. Pe de altă parte, E_{bal} este de asemenea dependentă de dimensiunea sistemului, aceeaşi scalare cu $A^{1/3}$ fiind pusă pe seama competiţiei dintre câmpul mediu atractiv (asociat cu suprafaţa nucleelor şi deci scalabil cu $A^{2/3}$) şi interacţia nucleon-nucleon repulsivă (care se scalează cu A) [163].

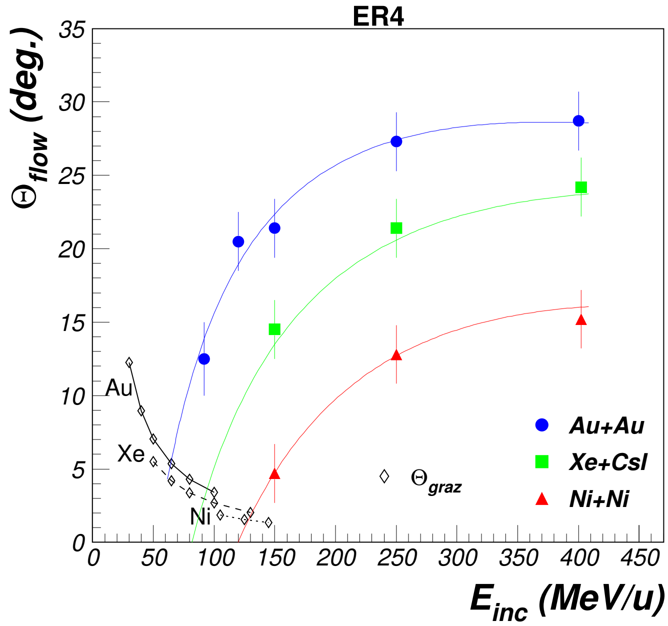


Figura 4.25.: *Funcţia de excitaţie pentru unghiul de ”flow” pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni pentru domeniul ER4.*

Figura 4.25 prezintă funcţia de excitaţie pentru pentru Θ_{flow} pentru sistemele Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni pentru domeniul ER4. Din fitul datelor s-au extras pentru $Ebal$ valorile de 91±11 pentru Xe şi 130±16 MeV/u pentru Ni aceasta din urmă fiind considerabil mai mare decât valoarea raportată în literatură pentru acest sistem, ≈ 80 MeV/u [166]. Si de data aceasta rezultatul fitului a fost extrapolat spre energii joase, intersecţia făcându-se cu Θ_{graz}, reprezentat de asemenea în Fig. 4.25 pentru cele trei sisteme.

Figura 4.26 prezintă funcţia de excitaţie pentru $F_s^{(0)}$ ("Flow"-ul normat la impulsul fasciculului în centrul de masă) [149] scalat cu $A^{1/3}$ pentru cele trei sisteme, l-a care s-a adăugat şi Ru+Ru la energia de 400 A·MeV, pentru particulele cu Z=3 şi 4. Dacă scalarea există, ea pare să fie valabilă mai ales pentru energii mai mari de 250 A·MeV (pentru care a şi fost studiată teoretic, [153]).

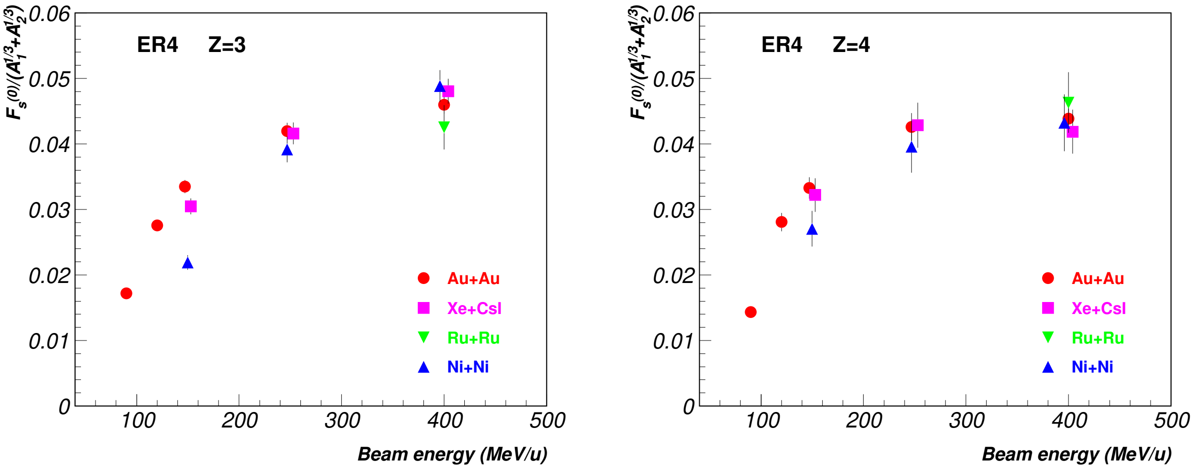


Figura 4.26.: *Funcţia de excitaţie pentru "Flow"-ul scalat pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni, ER4, pentru particulele cu Z=3 şi 4.*

Figura 4.27 prezintă o compilaţie [148, 15] a datelor obţinute de colaborările Streamer Chamber [10, 136], Plastic Ball [11, 135], EOS [148] şi MSU-4π Array [147], împreună cu datele FOPI Phase I [149], Phase II [15] şi din prezenta analiză.

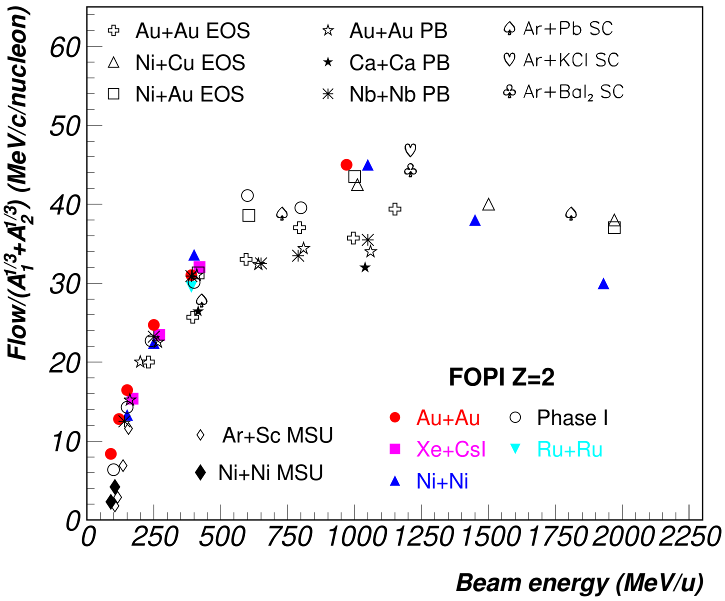


Figura 4.27.: *Dependenţa de energia incidentă a "flow"-ului scalat cu dimensiunea sistemului pentru datele obţinute în această lucrare împreună cu date publicate de Colab. EOS, Plastic Ball (PB) şi Streamer Chamber (SC) şi 4π Array (MSU).*

În această reprezentare Flow-ul este redefinit ca fiind panta la mid-rapiditate a distribuţiei $< p_x/A > -y'$, unde y' este rapiditatea scalată în sistemul laboratorului.

4.3.2. Distribuţiile azimutale

De la primele studii asupra distribuţiilor azimutale [13, 9, 173], acestea au fost intens studiate, din punct de vedere experimental [174, 175, 176, 177, 178, 179, 180, 181, 182, 184, 185, 186, 187, 191] şi teoretic [192, 193, 194, 195, 196, 197].

În prezenta lucrare vom analiza calitativ şi cantitativ distribuţiile azimutale ca funcţie de centralitatea ciocnirii, de momentul transvers scalat - $p_t^{(0)}$, de tipul particulei şi de energia fasciculului, pentru reacţiile Au+Au, Xe+CsI, Ni+Ni şi Ru+Ru (doar la energia de 400 A·MeV).

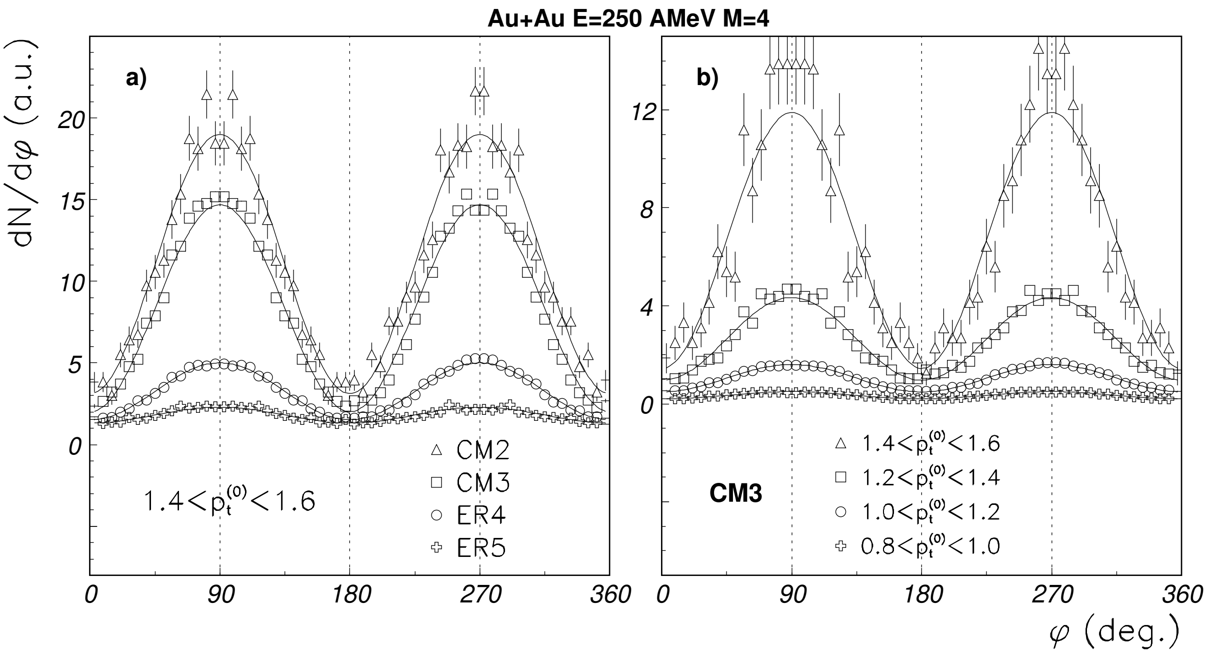


Figura 4.28.: *Dependenţa distribuţiilor azimutale de centralitate - a) şi de momentul transvers - b) pentru particulele α detectate în reacţia Au+Au la energia de 250 A·MeV.*

Figura 4.28 prezintă distribuţiile azimutale pentru particulele α emise în reacţia Au+Au la energia de 250 MeV/u pentru cele patru domenii ale parametrului de impact pentru un anumit domeniu al momentului transvers scalat şi pentru patru ferestre în $p_t^{(0)}$ pentru zona CM3. Aceste distribuţii prezintă o emisie preferenţială înafara planului de reacţie - "squeeze-out" (maxime la 90° şi 270°), emisie care este cu atât mai puternică cu cât ne deplasăm spre ciocniri mai periferice sau spre zone de moment transvers mai mare, evidenţiind prin asta influenţa puternică a materiei spectatoare.

Figura 4.29 prezintă distribuţiile azimutale pentru diferite particule ($M = 1, 2, 3, 4$), pentru energia de 250 A·MeV, şi pentru M=3 (t şi ^3He) pentru cele cinci energii incidente, pentru ciocnirile Au+Au, ER4, pentru o zonă de momente transverse.

Figura 4.30 prezintă distribuţiile azimutale pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energia de 250 A·MeV, ER4, pentru particule cu masa M=3 şi pentru o fereastră în momentul

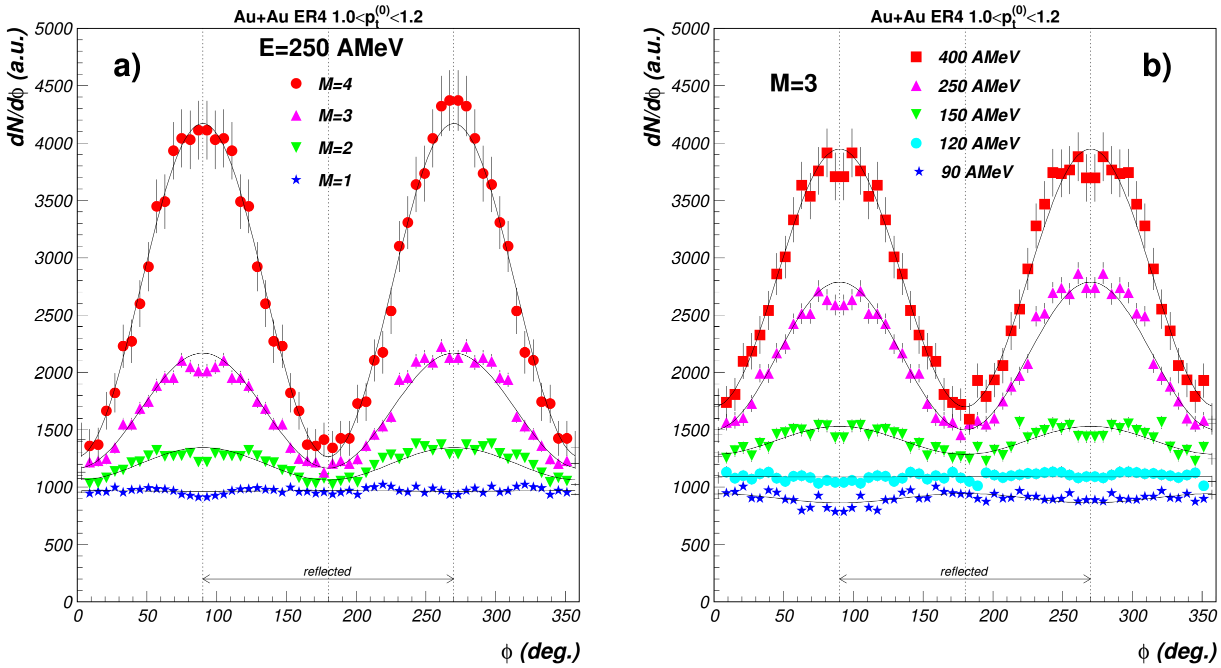


Figura 4.29.: *Dependenţa distribuţiilor azimutale* **a)** *– de masa particulelor şi* **b)** *– de energia incidentă pentru Au+Au în domeniul de centralitate ER4.*

transvers.

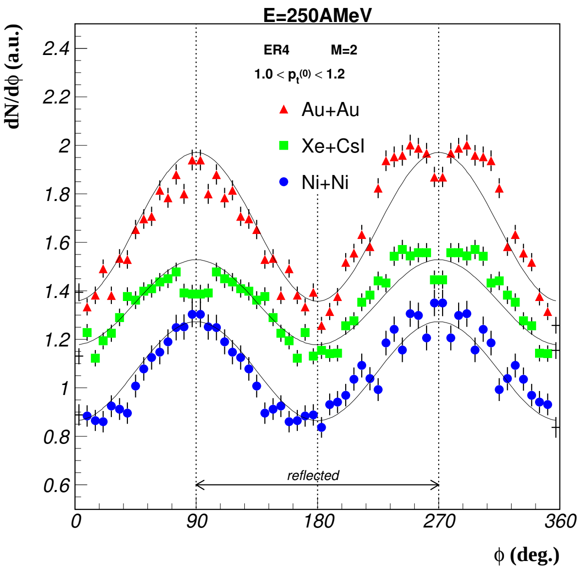


Figura 4.30.: *Distribuţiile azimutale pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energia de 250 A·MeV, ER4, pentru o fereastră în momentul transvers.*

Se constată că amplitudinea emisiei înafara planului de reacţie este proporţională cu masa particulei, un argument în favoarea contribuţiei materiei participante la acest efect. De asemenea, amplitudinea emisiei înafara planului de reacţie creşte odată cu creşterea energiei incidente, iar în zona energiilor joase este evidentă tranziţia de la o emisie preponderent în planul de reacţie (maxime la 0° şi 180°), caracteristică unei rotaţii a sistemului ”di-nuclear” [182], la o emisie preponderent înafara planului de reacţie.

Pe măsură ce creşte energia incidentă, timpul petrecut de materia spectatoare în vecinătatea zonei participante este din ce în ce mai mic. Concomitent, viteza de expansiune creşte [116, 15] (vezi şi Fig. 4.14, Secţiunea 4.2), rezultatele experimentale fiind efectul combinării acestor contribuţii. variaţia cu energia incidentă a raportului de “squeeze-out” este deci un puternic argument pentru contribuţia materiei participante la acest fenomen.

De asemenea, dependenţa de sistem a emisiei înafara planului de reacţie, Fig. 4.30, este un argument suplimentar pentru aceasta.

Liniile continue în Fig. 4.28, 4.29, 4.30 reprezintă fituri ale distribuţiilor cu expresii de forma 4.2. Ca şi în cazul curgerii laterale, este necesară corecţia coeficientului a_2 datorită impreciziei în determinarea planului de reacţie, valoarea corectată va fi: $a_2 = a_2/\langle\cos 2\Delta\Phi_R\rangle$ (vezi Anexa A.3 şi Fig. 4.4).

Valoarea asimetriei azimutale (raport de ”squeeze-out”) - R_N extrasă din aceste fituri (utilizând valoarea corectată pentru a_2) este reprezentată în Figura 4.31 ca funcţie de momentul transvers pentru diferite particule (M=1, 2, 3, şi 4) pentru Au+Au la energia incidentă de 250 MeV/u, domeniul CM3.

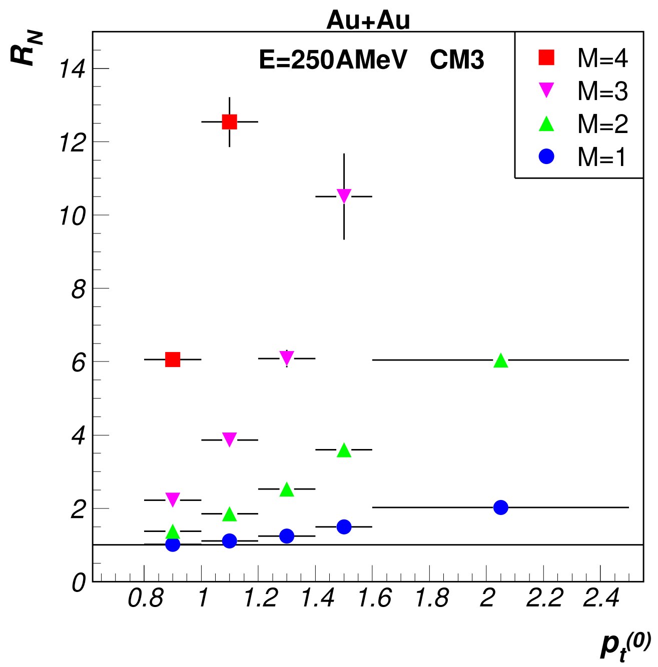


Figura 4.31.: *Raportul de squeeze-out funcţie de momentul transvers - dependenţa de masa particulei.*

Comportarea asimetriei azimutale ca funcţie de momentul transvers, tipul particulei şi centralitate poate fi înţeleasă dacă avem în vedere că ea se datorează ”umbririi” procesului de expansiune a materiei fierbinţi şi comprimate (formate în prima fază a ciocnirii), umbrire exercitată de către materia nucleară spectatoare la parametri de impact diferiţi de zero. Astfel, particulele cu moment mai mare vor avea şanse mai mari de a trece de/prin materia spectatoare. Dacă avem în vedere un model de expansiune radială self-similară [23], straturile exterioare ale materiei în expansiune, straturi cu moment mai mare, vor simţi mai puternic influenţa spectatorilor decât straturile următoare, pentru care este posibil ca spectatorii să nu mai fie deja în vecinătatea materiei în expansiune.

Valorile R_N ca funcţie de centralitate sunt prezentate în Figura 4.32 pentru cele trei sisteme, pentru particulele cu M=3. Se observă ca valoarea lui R_N depinde de sistem, abaterile pentru Ni+Ni putând fi cauzate de supraestimarea corecţiei datorită impreciziei planului de reacţie, pentru acest sistem valoarea $\langle \cos \Delta\Phi_R \rangle$ fiind destul de mică, vezi Tabelul 4.2, Secţiunea 4.1 şi Fig. 5.10, Capitolul 5, Secţiunea 5.2).

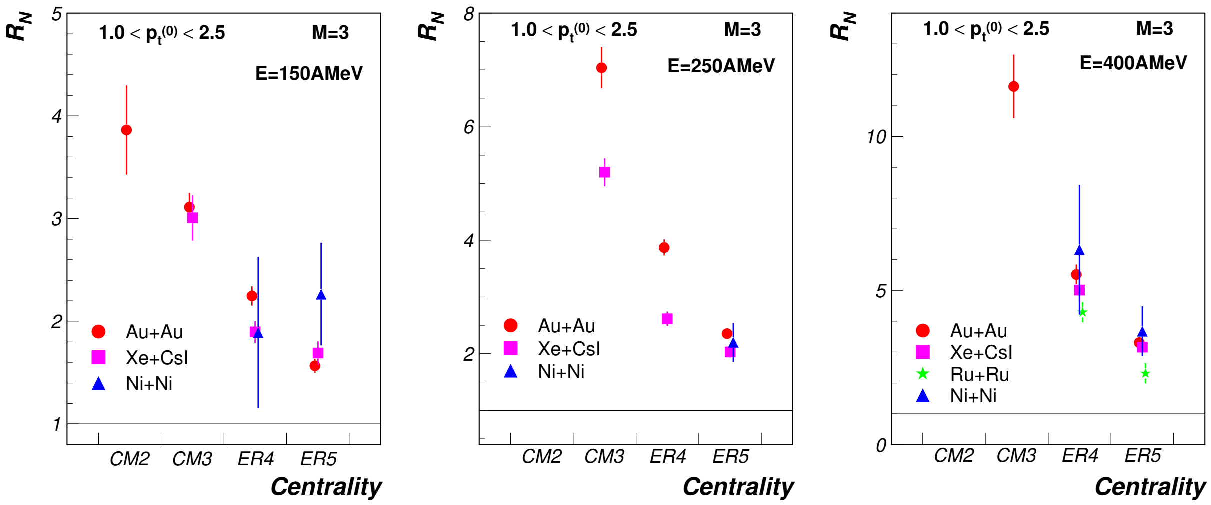


Figura 4.32.: *Dependenţa de centralitate a raportului de squeeze-out pentru cele trei sisteme la energiile de 150, 250 şi 400 A·MeV, pentru particulele cu M=3.*

Comportarea similară ca funcţie de momentul transvers a datelor măsurate de colaborarea KaoS [185] a fost interpretată în cadrul unui model de expansiune ce presupune viteze de expansiune radială diferite pentru cele două direcţii, în plan şi în afara planului. Aceste date nu par să prezinte variaţii ale amplitudinii asimetriei azimutale ca funcţie de energia incidentă (pentru reacţia Bi+Bi la energiile de 400, 700 şi 1000 MeV/u).

Studii similare pentru neutroni, efectuate în cadrul modelului IQMD [196] (şi care reproduc datele măsurate de către colaborarea LAND [177]), arată că raportul de squeeze-out nu depinde de energia incidentă (pentru Au+Au la 400, 600, 800 şi 1000 MeV/u), însă este sensibil la tipul de ecuaţie de stare folosită în model pentru momente transverse mari, $p_t/p_{proj} \geq 1$.

4.3.3. Energia de tranziţie

Variaţia cu energia incidentă a raportului de squeeze-out (Fig. 4.29b) este de aşteptat, deoarece gradul de compresie al materiei nucleare participante (de care depinde evident expansiunea ulterioară) este proporţional cu energia incidentă, iar timpul petrecut de către fragmentele spectatoare în vecinătatea materiei participante depinde, cum am mai spus, de energia incidentă. Anizotropia azimutală observată pentru sistemul Ar+V, care prezintă emisie preferenţială în planul de reacţie şi care a fost atribuită câmpului mediu atractiv şi rotaţiei sistemului, scade pe măsură ce energia incidentă creşte de la 35 la 100 MeV/u [182].

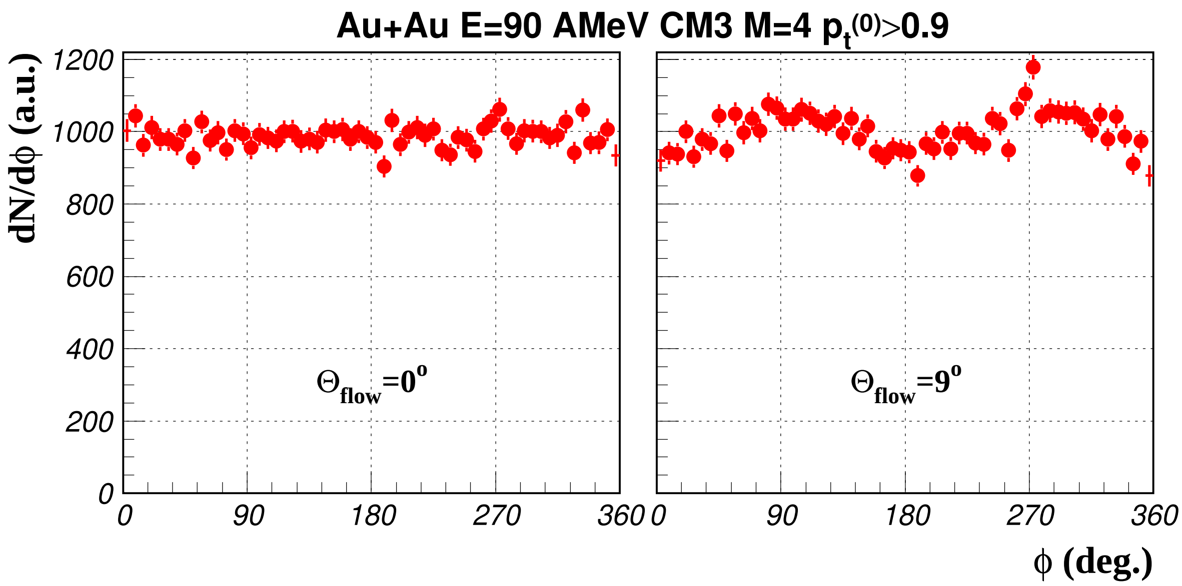
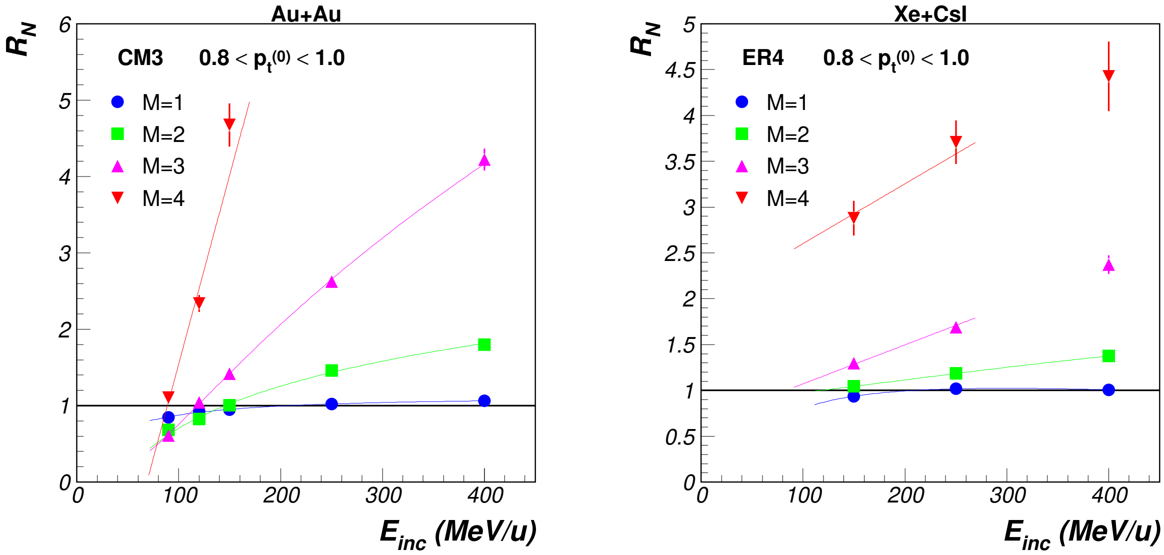


Figura 4.33.: *Distribuţii azimutale pentru Au+Au E=90A·MeV.*

Este important de subliniat aici că pentru zona energiilor joase, pentru a pune în evidenţă tranziţia, folosirea sistemului elipsoidului pentru studiul distribuţiilor azimutale este crucială. Pentru a exemplifica aceasta, Figura 4.33 prezintă distribuţiile azimutale pentru Au+Au E=90A·MeV pentru M=4 faţă de planul de reacţie ($\Theta_{flow} = 0°$) şi în sistemul elipsoidului.

Figura 4.34 prezintă variaţia raportului de squeeze-out ca funcţie de energia incidentă, pentru un anumit domeniu al momentului transvers şi pentru diferite particule pentru sistemele Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni, pentru o zonă de centralitate. Evoluţia monotonă a acestui raport permite extragerea unei mărimi importante care să caracterizeze dinamica evoluţiei asimetriei azimutale ca funcţie de energie: **energia de tranziţie** - E_{tran}, energia la care se produce tranziţia de la emisia preferenţială în planul de reacţie la emisia preferenţială înafara planului de reacţie (intersecţia cu valoarea R_N=1) [183, 180, 188, 149]. Aceasta s-a făcut prin fitarea punctelor experimentale



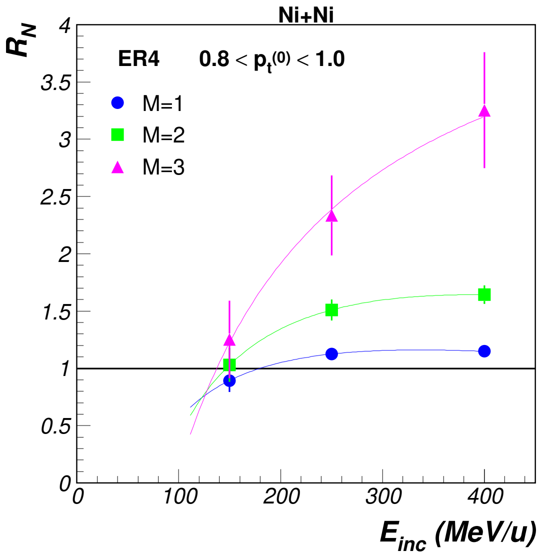


Figura 4.34.: *Funcţia de excitaţie pentru raportul de squeeze-out pentru sistemele Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni pentru un domeniu de impuls transvers scalat şi pentru o zonă de centralitate (CM3 pentru Au şi ER4 pentru Xe şi Ni).*

cu o funcţie logaritmică pentru particulele uşoare şi cu o funcţie liniară pentru particulele mai grele, pentru care valoarea lui R_N este supraunitară (chiar şi la energia de 90 A·MeV pentru Au+Au, dar mai ales pentru celelalte sisteme, pentru care energia cea mai mică este 150 A·MeV) pentru extragerea energiei de tranziţie fiind necesară extrapolarea. Rezultatul fiturilor este reprezentat prin liniile continue în Fig. 4.34 şi se observă că valoarea energiei de tranziţie depinde de tipul particulei pentru toate cele trei sisteme.

Valorile extrase prin această procedură sunt prezentate în Figura 4.35 ca funcţie de momentul transvers scalat pentru particulele cu M=1, 2, 3, 4 pentru reacţiile Au+Au şi Xe+CsI.

Dependenţa energiei de tranziţie de centralitatea ciocnirii este prezentată în Figura 4.36 pentru particulele cu masa M=1,2,3 şi 4. Scăderea E_{tran} odată cu scăderea parametrului de impact este evidentă pentru particulele mai grele, cele uşoare

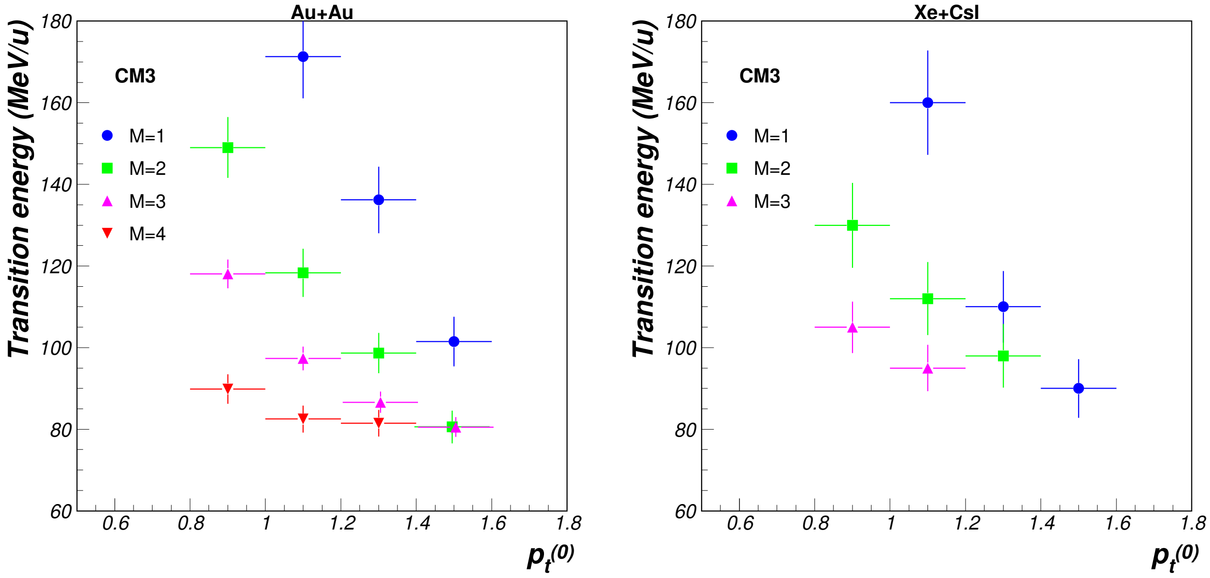


Figura 4.35.: *Energia de tranziţie ca funcţie de momentul transvers pentru diferite particule pentru Au+Au şi Xe+CsI.*

provenind înntr-o proporţie mai mari din emisia de preechilibru şi secvenţială. Pentru particulele uşoare în Fig. 4.36 s-au reprezentat şi valorile obţinute pentru E_{tran} pentru sistemele Xe+CsI şi Ni+Ni şi se observă tendinţa de scădere a E_{tran} pentru sistemele mai uşoare.

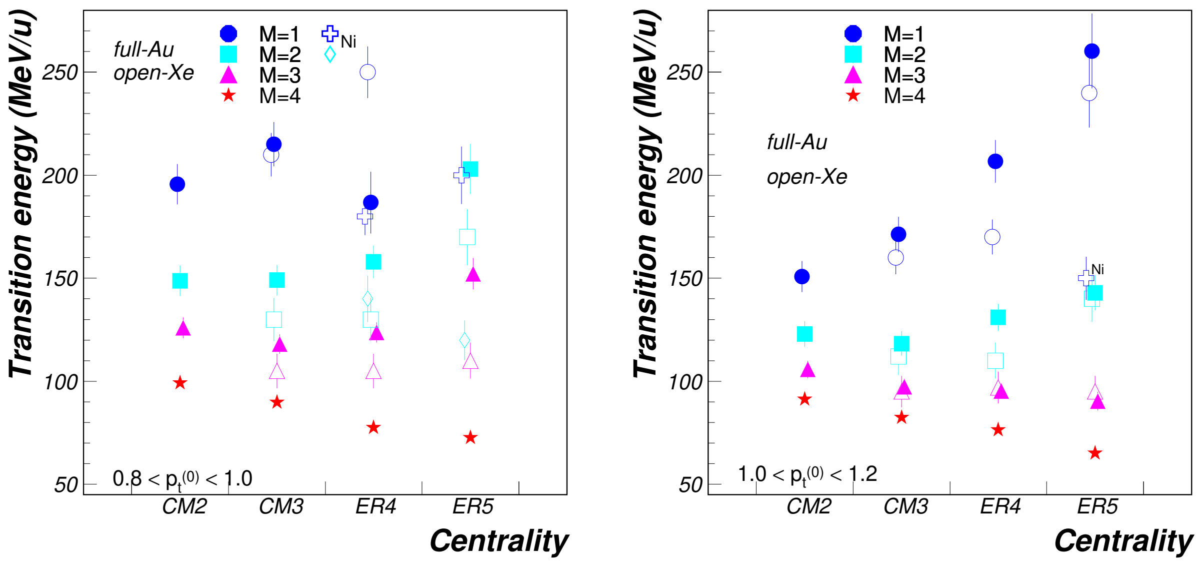


Figura 4.36.: *Energia de tranziţie ca funcţie de centralitate pentru două ferestre în momentul transvers pentru particule cu masa M=1,2,3 şi 4, pentru cele trei sisteme.*

Studii similare efectuate pentru sistemul Zn+Ni la energii între 35 şi 79 MeV/u au găsit că energia de tranziţie ($\approx$ 80 MeV/u) este mai mică decât energia de balanţă şi nu depinde de tipul de particulă [180].

Valorile experimentale pentru E_{tran} (extrase pentru un interval larg în impulsul transvers) sunt comparate cu cele extrase din modelul IQMD privitor la dependenţa de centralitate în Capitolul 5, Secţiunea 5.2.

În continuare vom compara valorile experimentale pentru R_N cu cele obţinute din modelul IQMD, varianta HM, pentru două valori ale secţiunii NN: σ_{free} şi 0.8σ_{free}. Figura 4.37 prezintă această comparaţie ca funcţie de centralitate pentru Au+Au la energia de 90 A·MeV pentru diverse particule.

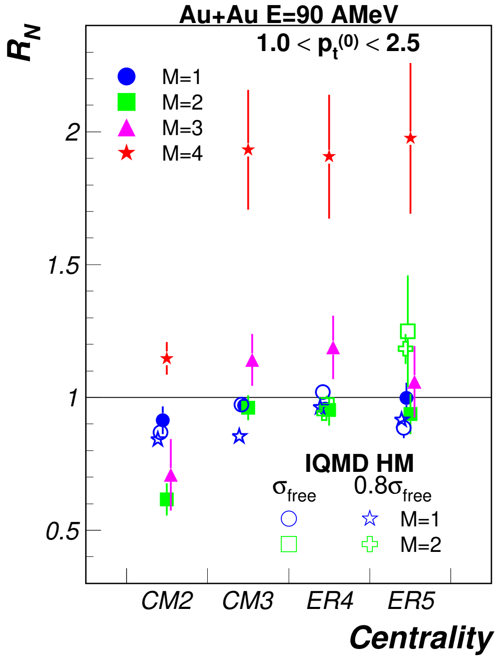


Figura 4.37.: *Raportul de squeeze-out ca funcţie de centralitate pentru Au+Au, E=90 A·MeV. Simbolurile pline reprezintă datele experimentale, iar cele goale valorile obţinute cu modelul IQMD, varianta HM, pentru două valori ale secţiunii NN.*

Dependenţa de centralitate este similară cu cea a datelor experimentale măsurate în experimentul Miniball-ALADIN pentru energia de 100 MeV/u. Aceste date au fost comparate cu modelul BUU, care reproduce datele experimentale pentru EoS tare (K=375 MeV), MDI şi $\sigma_{NN} = 0.8\sigma_{free}$ [186]. Din prezenta analiză nu se poate trage o concluzie definitivă asupra unei valori a secţiunii NN. Pentru aceasta ar fi necesare mai multe evenimente de model care să permită comparaţia pentru particule mai grele (M>2).

Compararea E_{rad}^{thr}, E_{bal}, E_{tran}

Energia de balanţă (E_{bal}) extrasă din funcţia de excitaţie a unghiului de "flow" pentru Au+Au (Fig. 4.24) este de ≈ 60 MeV/u pentru domeniul ER4. Se observă că E_{bal} scade pe măsură ce ne îndreptăm spre ciocniri centrale () rămânând totuşi mai mare decât valoarea $E_{rad}^{th} \approx$ 40 MeV/u.

Dat fiind faptul că expansiunea materiei nucleare fierbinţi şi comprimate create în ciocnirile centrale ale ionilor grei poate fi privită ca un caz extrem al curgerii înfara planului de reacţie (squeeze-out) a materiei participante în prezenţa celei spectatoare, ar fi interesant de comparat valorile E_{rad}^{thr} şi E_{bal} cu energia de tranziţie. Această observabilă este sensibilă la contribuţia relativă a forţelor nucleare atractive şi repulsive, secţiunea nucleon-nucleon în mediul nuclear, timpul de viaţă al sursei, energia de rotaţie a acesteia, precum şi la dinamica expansiunii. Aşa după cum rezultă din secţiunea anterioară, la moment transvers mare şi pentru particule grele, E_{tran} se apropie de valorile E_{rad}^{thr} şi E_{bal}, fiind totuşi ceva mai mare ($E_{tran} \approx$ 75 MeV/u).

Comparaţia similară pentru datele experimentale măsurate cu FOPI Phase I a dus la concluzia că extrapolate spre b=0, cele trei valori sunt foarte apropiate, propunând ca parametru relevant pentru originea comună a celor trei fenomene, energia depozitată în sistem [149].

4.3.4. Dependenţa azimutală a expansiunii în ciocniri semi-centrale

Pentru a studia în detaliu fenomenul de expansiune pentru ciocnirile semi-centrale ne vom îndrepta atenţia asupra dependenţei azimutale a spectrelor de energie cinetică în centrul de masă pentru particulele cu Z=1, 2 şi 3, pentru care acceptanţa detectorului este foarte bună, permiţând obţinerea spectrelor de energie cu tăieturi minime. Sistemul de referinţă este cel rotit (al elipsoidului), iar spectrele au fost obţinute pentru domeniul de unghiuri polare transverse: Θ_{cm}=80–100°.

Spectrele de energie cinetică în centrul de masă pentru particulele cu Z=1, 2, 3 detectate în ciocnirile Au+Au la energia de 250 A·MeV în domeniul de centralitate CM3 pentru două intervale specificate ale unghiului azimutal – 0-18° (în planul de reacţie) şi 72-90° (înafara planului de reacţie) – sunt prezentate în Figura 4.38.

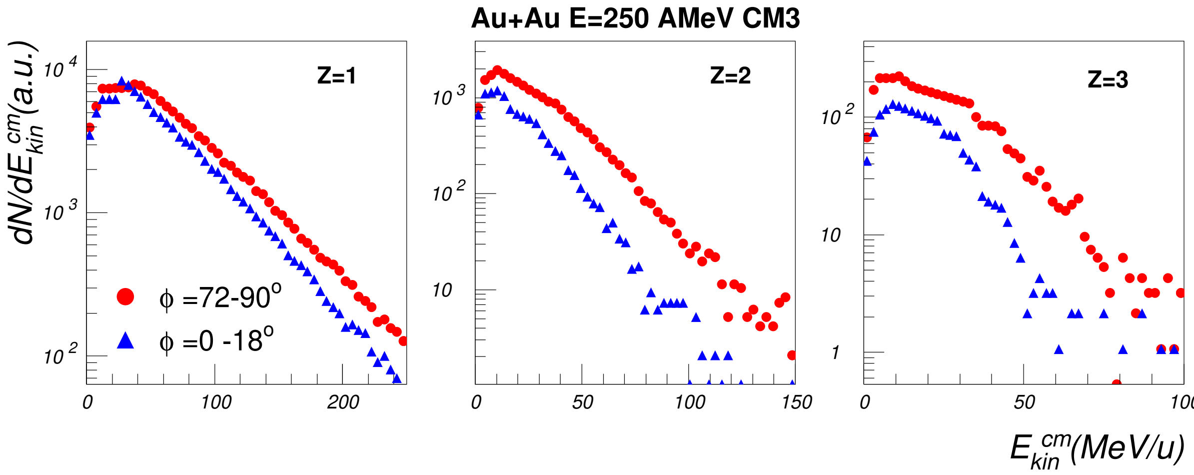


Figura 4.38.: *Spectrele de energie cinetică în centrul de masă pentru particulele cu Z=1, 2, 3 detectate în ciocnirile Au+Au la energia de 250 A·MeV în domeniul de centralitate CM3 pentru două intervale specificate ale unghiului azimutal.*

De asemenea vom analiza spectrele de masă transversă ($m_T = \sqrt{p_T^2 + m_0^2}$), de data aceasta ca funcţie de masa particulelor detectate în CDC, prezentate în Figura 4.39 pentru CM3 pentru particulele cu M=1, 2, 3, 4 şi 7 pentru aceleaşi domenii ale unghiului azimutal.

Din aceste spectre s-au obţinut informaţii asupra energiilor cinetice medii – $< E_{kin}^{cm} >$, precum şi asupra pantelor distribuţiilor logaritmice de masă transversă, echivalate aici cu o temperatură prin analogie cu distribuţiile pur Boltzmann. Pragurile de detecţie la energii joase în spectrele de masă transversă (datorate acceptanţei geometrice a CDC) nu sunt în acest caz un impediment, dat fiind că pentru obţinerea pantelor se fitează zona de valori mari în care comportarea este pur exponenţială, aşa după cum se poate observa în Fig. 4.39.

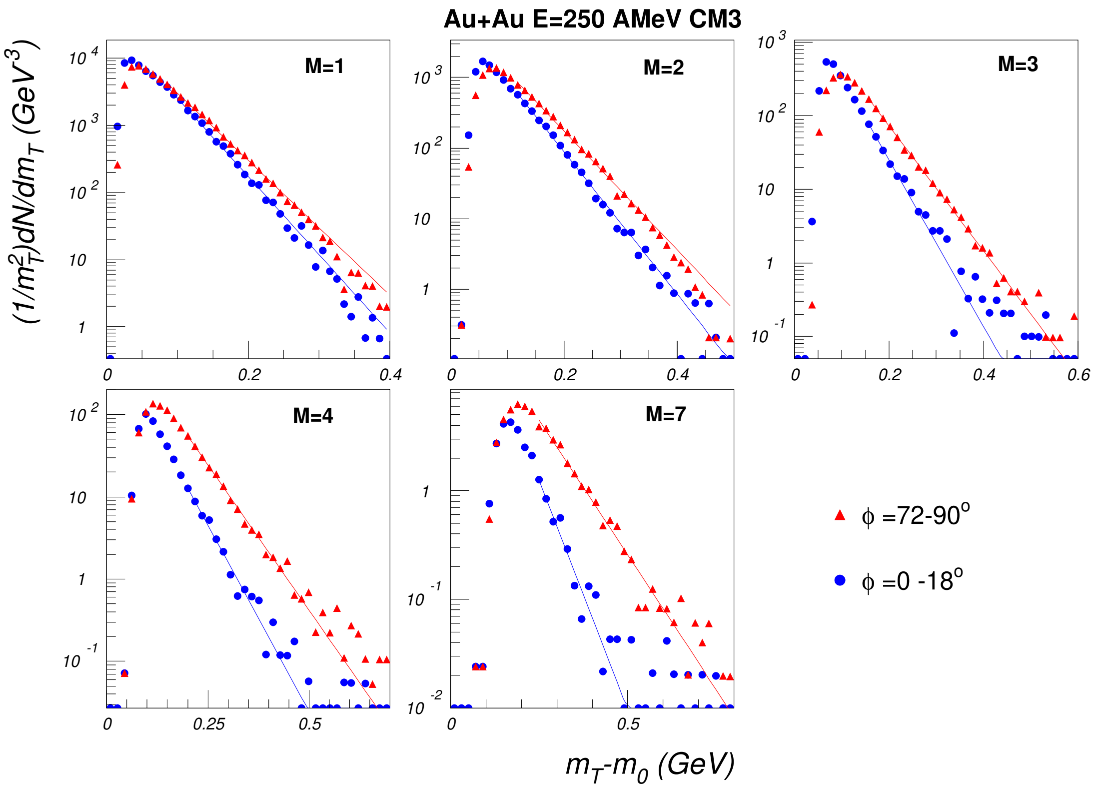


Figura 4.39.: *Spectrele de masă transversă pentru particulele cu M=1, 2, 3, 4, 7 detectate în ciocnirile Au+Au la energia de 250 A·MeV în domeniul de centralitate CM3.*

Aceste două mărimi - $< E_{kin}^{cm} >$ şi T - caracterizează complet spectrele şi au avantajul că sunt independente de vreun model ale cărui premize pot fi discutabile [187]. Înafară de influenţa materiei spectatoare, expansiunea materiei participante poate fi influenţată şi de forma sursei iniţiale, care în acest caz se depărtează de la cea sferică [4].

Figura 4.40 prezintă dependenţa azimutală a energiilor cinetice medii – $< E_{kin}^{cm} >$ extrase pentru ciocnirile Au+Au pentru particulele cu Z=2, pentru Au+Au la cele cinci energii, domeniul CM3, la energia de 250 A·MeV pentru cele patru domenii de centralitate şi pentru cele trei sisteme, Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energia de 250 A·MeV, pentru domeniul ER4.

Figura 4.41 prezintă dependenţa azimutală pentru T pentru aceleaşi situaţii, pentru particule cu M=2.

Din aceste figuri se observă că $< E_{kin}^{cm} >$ şi T prezintă evoluţii similare, valorile lor medii (ca funcţie de ϕ) crescând odată cu creşterea energiei şi cu scăderea parametrului de impact (mai multă energie depozitată în zona participantă şi un grad mai ridicat de compresie al acesteia).

Este de asemenea evident că asimetria azimutală variază şi ea ca funcţie de energie şi centralitate. Spre deosebire de temperaturile extrase din fituri cu formula

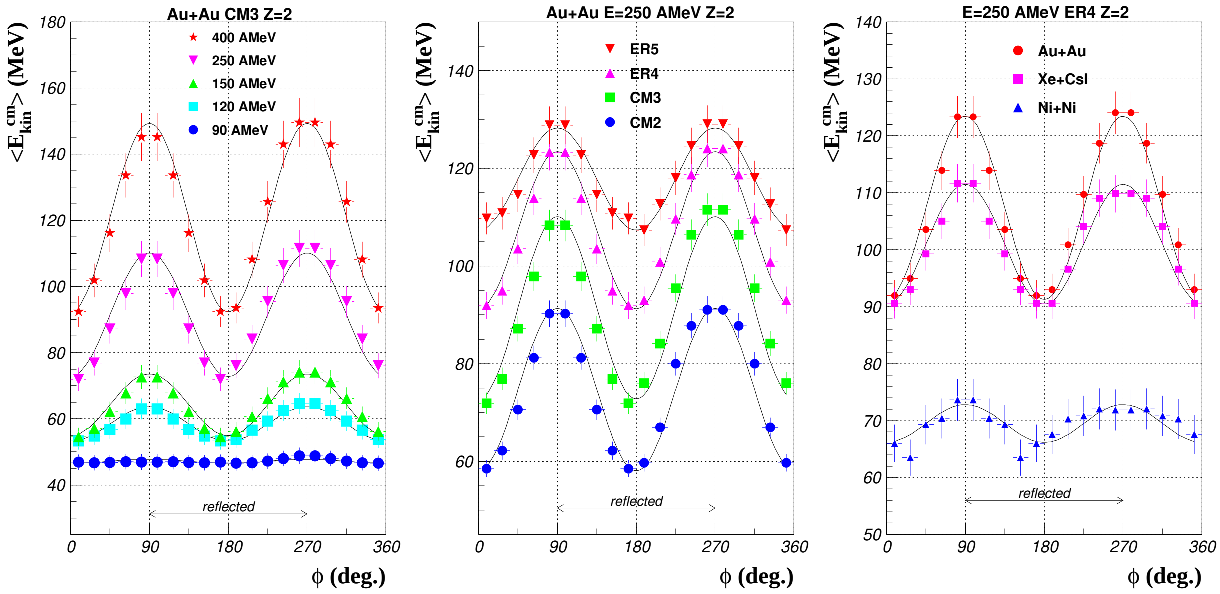


Figura 4.40.: *Dependenţa azimutală a energiilor cinetice medii ca funcţie de energia incidentă, centralitatea ciocnirilor şi sistem pentru particulele cu Z=2.*

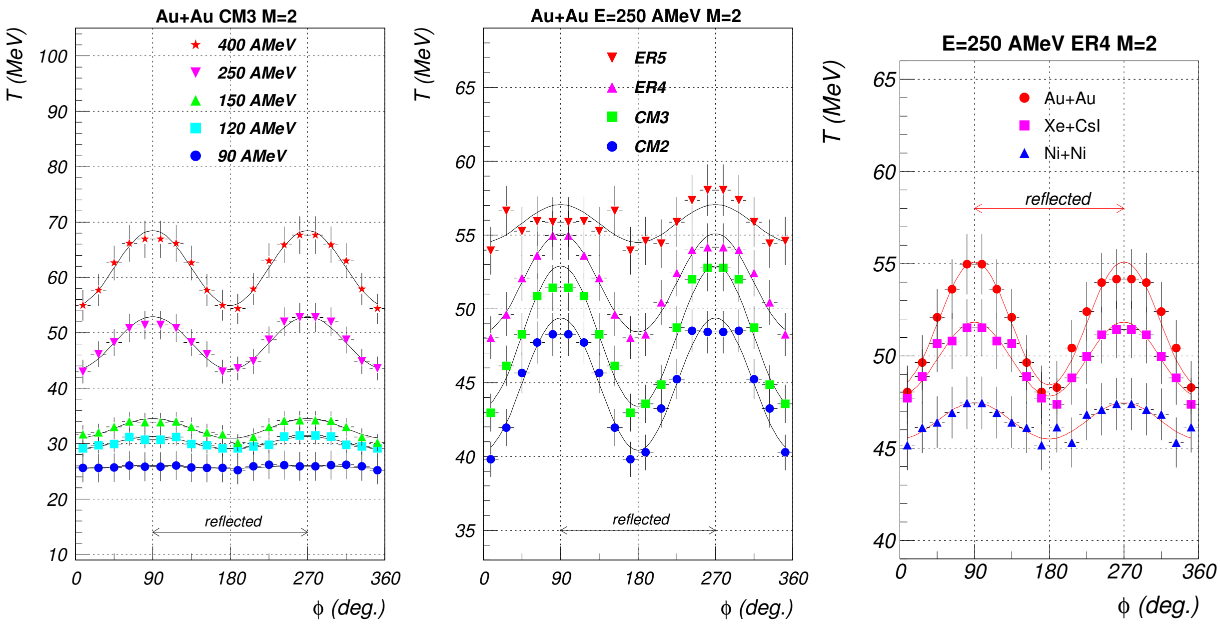


Figura 4.41.: *Dependenţa azimutală a "temperaturii" ça funcţie de energia incidentă, centralitatea ciocnirilor şi sistem pentru particulele cu M=2.*

Siemens-Rasmussen [63] de către Colaborarea EOS [187], care par să nu prezinte modulaţie, datele noastre o evidenţiază în mod clar.

Pentru a cuantifica aceste variaţii, datele din Fig. 4.40, 4.41 au fost fitate cu expresiile:

$$< E_{kin}^{cm} > (\phi) = E_0 - \Delta E \cdot \cos 2\phi \tag{4.8}$$

$$T(\phi) = T_0 - \Delta T \cdot \cos 2\phi \tag{4.9}$$

rezultatele fiturilor fiind reprezentate prin liniile continue în aceste figuri.

Cu valorile extrase din fit pentru E_0, ΔE se pot defini mărimile:

$$E_{max} = E_0 + \Delta E \quad ; \quad E_{min} = E_0 - \Delta E \tag{4.10}$$

E_{max} caracterizează contribuţia zonei participante la fenomenul de expansiune, în timp ce E_{min} este caracteristică zonei spectatoare.

Valorile E_{max} sunt prezentate în Figura 4.42, ca funcţie de masa particulelor pentru Au+Au la energia de 250 A·MeV, pentru domeniul de centralitate ER4, dependenţa de masă fiind similară cu cea observată pentru ciocnirile centrale, caracteristică fenomenelor colective. Liniile din Fig. 4.42 sunt rezultatul unui fit liniar ce include toate cele trei valori ale masei (liniile continue) sau media pentru Z=1,2 şi Z=3 (liniile întrerupte). Această din urmă variantă a fost folosită pentru extragerea valorilor pantelor, discutate mai jos.

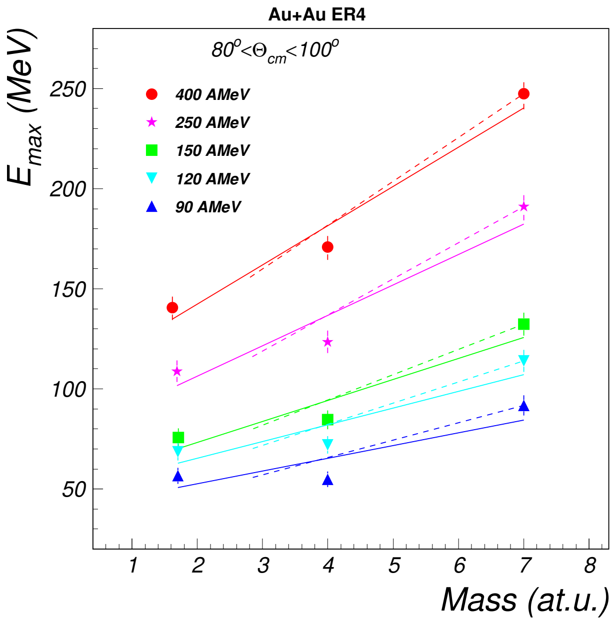


Figura 4.42.: *Dependenţa valorilor E_{max} de masa particulelor pentru ciocnirile Au+Au, ER4.*

Proporţionalitatea mediilor energiilor cinetice cu masa particulelor este un indiciu al prezenţei unei expansiuni colective (un câmp comun de viteze), suprapus peste distribuţia termică locală, ecuaţia 4.4. Studii de acest tip s-au efectuat până în prezent mai ales pentru ciocniri centrale [22, 115, 118, 116, 146], totuşi măsurători recente au evidenţiat comportări similare ca funcţie de energia incidentă şi parametrul de impact pentru sistemele Au+Au [116] şi Ar+Sc [165]. Există, de asemenea, predicţii teoretice asupra dependenţei de parametrul de impact a expansiunii [73].

În cazul ciocnirilor semi-centrale efectele combinate ale dimensiunii zonei participante şi ale umbririi produse de către zonele spectatoare determină particularităţile fenomenului de expansiune.

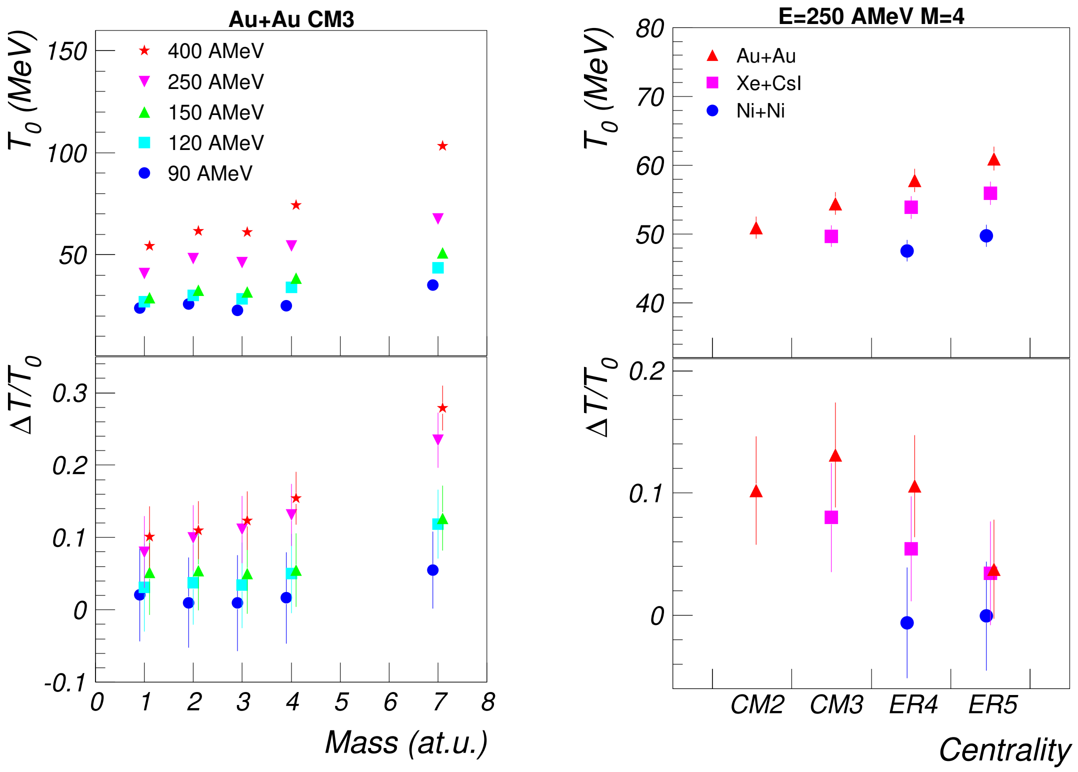


Figura 4.43.: *Dependenţa T_0 şi ΔT de masă pentru ciocnirile semi-centrale Au+Au la cele cinci energii şi dependenţa de centralitate pentru Au+Au, Xe+CsI, Ni+Ni la energia de 250 A·MeV, pentru particule cu masa M=4.*

Referitor la dependenţa de masă a temperaturilor, prezentată în Figura 4.43, aceasta poate fi determinată de faptul că "fireball"-ul are un gradient de temperatură (echilibrul global fiind un caz ideal extrem), iar particulele pot să provină din zone diferite ale acestuia [23], vezi Capitolul 5, Secţiunea 5.1. Cu toate acestea, nu este exclus ca valorile lui "T" (mai mari în cazul de faţă decât cele obţinute din fitul cu formula Siemens-Rassmusen [116]) să conţină şi o parte din energia de expansiune colectivă.

Valorile E_0 extrase din fit sunt reprezentate ca funcţie de centralitate în Figura 4.44 pentru Au+Au la toate cele cinci energii măsurate şi pentru cele trei sisteme la energia de 400 A·MeV, pentru particulele cu Z=2.

Comportarea sistematică funcţie de parametrul de impact a valorilor medii E_0 şi T_0, Fig. 4.44 şi respectiv 4.43, implică efectul dimensiunii zonei participante (care creşte odată cu scăderea parametrului de impact) asupra amplitudinii fenomenului de expansiune.

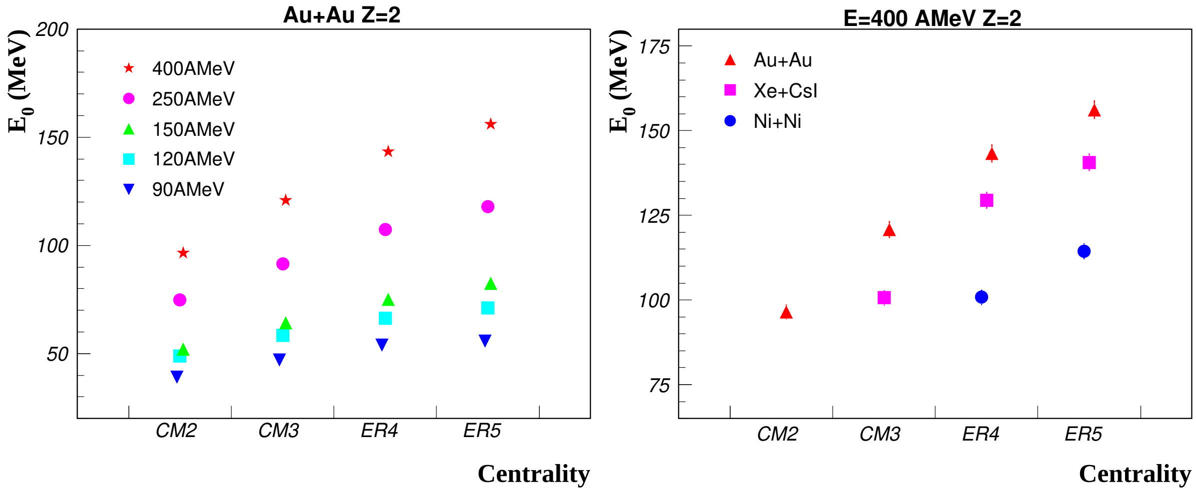


Figura 4.44.: *Dependenţa de centralitate a valorilor E_0 pentru particulele cu Z=2 pentru ciocnirile Au+Au la cele cinci energii şi pentru cele trei sisteme la energia de 400 A·MeV.*

Analiza ca funcţie de sistem pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni , Fig. 4.43, 4.44, pentru aceleaşi domenii de parametri de impact arată că valorile medii depind de dimensiunea sistemului, valorile acestora fiind din ce în ce mai mici, aşa cum este de aşteptat, cu cât sistemul este mai uşor.

Întrucât comparaţia se face pentru acelaşi domeniu de parametri de impact (2–4 fm, ER4), ceea ce implică aceeaşi grosime a zonelor de materie spectatoare şi dimensiuni diferite ale zonei participante (pentru comparaţie, numărul nucleonilor participanţi este, la parametrul de impact mediu, de 295 pentru Au+Au, 181 pentru Xe+CsI şi de 68 pentru Ni+Ni) se poate concluziona că diferenţa între cele trei sisteme este determinată, în acest caz, nu de umbrire ci de influenţa numărului mai mic de nucleoni din materia participantă asupra procesului de expansiune.

Pentru a avea o imagine de detaliu asupra acestui fenomen complex, Figura 4.45 reprezintă mărimile E_{max}, E_{min} şi ΔE ca funcţie de numărul de participanţi (A_{part}) conţinuţi în “fireball” pentru toate cele trei sisteme pentru toate domeniile de parametri de impact selectate pentru energii de 150, 250 şi 400 A·MeV, pentru particulele cu Z=2. În reprezentarea pentru E_{max} sunt incluse şi valorile obţinute pentru $< E_{kin}^{cm} >$ pentru domeniul de unghiuri polare transverse pentru ciocnirile centrale (Erat70), valori obţinute pentru un interval de 90° în jurul valorilor 90° şi 270 ° pentru unghiul azimutal.

Figura 4.46 prezintă o schiţă a geometriei ciocnirii, pentru care sunt figurate semnificaţia parametrului de impact – *b*, razei nucleului – *R*, grosimii zonei spectatoare – *x* şi ale celor două axe ale elipsoidului aproximativ format de materia participantă – *D, d* :

$$D = \sqrt{4R^2 - b^2} \quad ; \quad d = 2R - b$$

ale căror valori sunt reprezentate ca funcţie de parametrul de impact în partea dreaptă

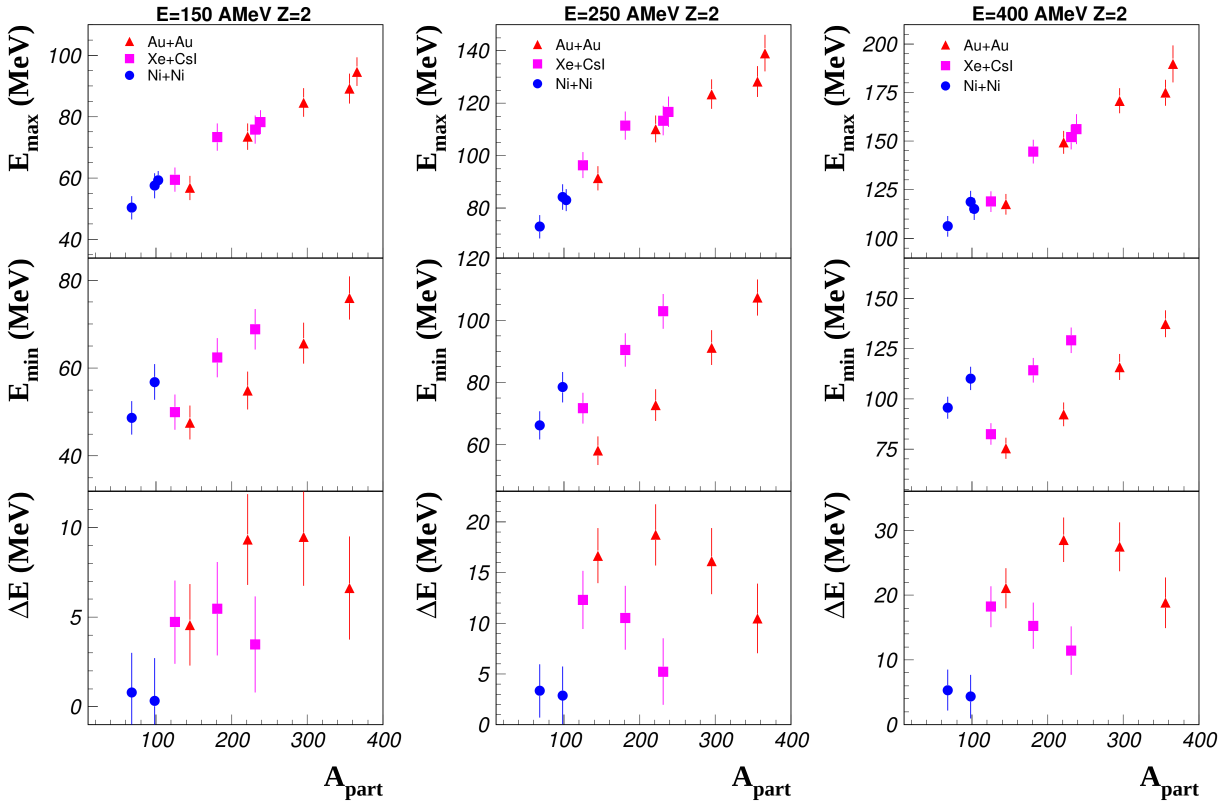


Figura 4.45.: *Dependenţa mărimile E_{max}, E_{min} şi ΔE de numărul de participanţi pentru cele trei sisteme la energiile de 150, 250 şi 400 A·MeV.*

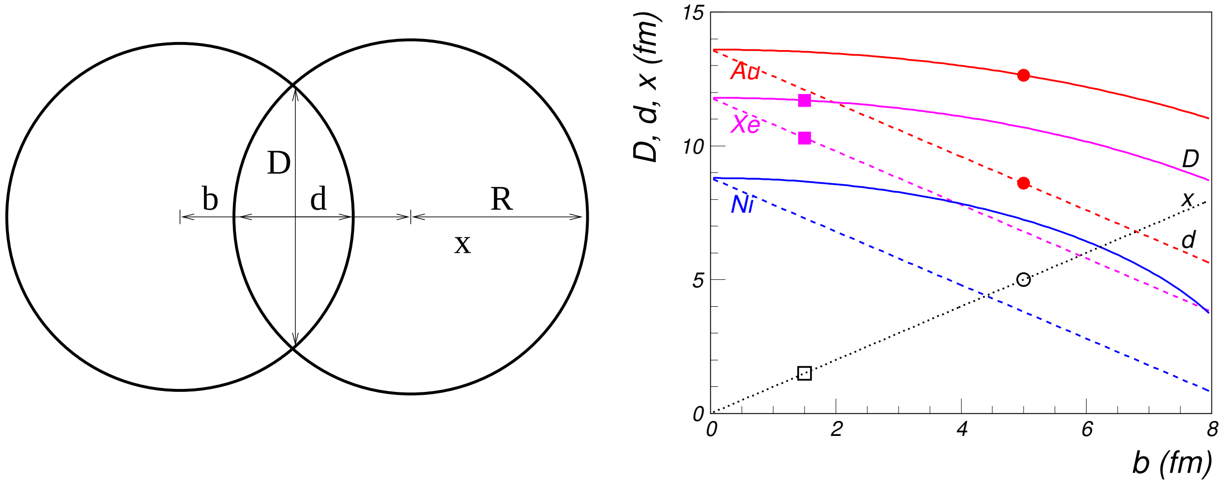


Figura 4.46.: *Aspectele geometrice ale ciocnirii.*

a figurii.

Dependenţa lui E_{max} de A_{part} este aproximativ liniară, cu o foarte slabă dependenţă de sistem, ceea ce ne duce la concluzia că expansiunea (caracterizată de această mărime) este determinată de dimensiunea “fireball”-ului, mai exact de numărul de nucleoni conţinuţi de acesta, efect similar celui observat pentru dependenţa se sistem în studiul ciocnirilor centrale.

Efectul materiei nucleare spectatoare este evidenţiat în dependenţa E_{min} şi ΔE de A_{part}, în care cele trei sisteme se separă clar în zone distincte. Pentru acelaşi număr de participanţi, mărimea geometrică ce variază cel mai drastic este grosimea zonei participante, aşa după cum se poate urmări în Fig. 4.46, unde cercurile şi pătratele indică valorile corespunzătoare pentru Au+Au şi respectiv, Xe+CsI (pentru A_{part}=200-250).

Dependenţa E_{max}, E_{min} şi ΔE este similară şi pentru cele trei energii, cu diferenţe cantitative şi de asemenea similară pentru Z=3. Este interesant de remarcat că pentru particulele cu Z=1 E_{max} prezintă o dependenţă de A_{part} mult mai slabă, aceeaşi comportare prezentând şi modelul IQMD.

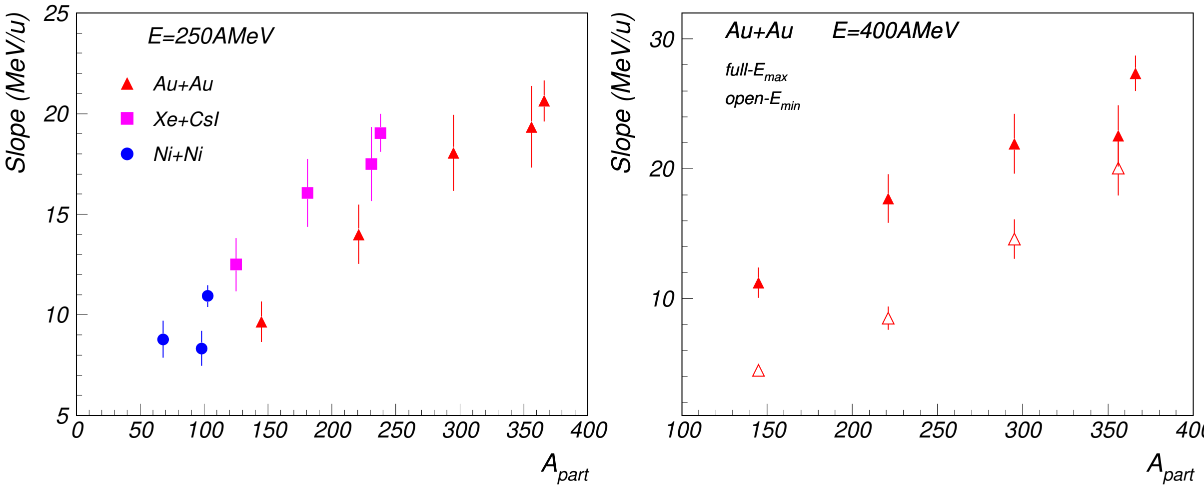


Figura 4.47.: *Dependenţa de numărul de participanţi a pantelor.*

Este interesant de studiat efectele discutate mai sus şi asupra pantelor extrase (aşa cum a fost prezentat anterior) din dependenţa de masă a valorilor E_{max}. Figura 4.47 prezintă pentru cele trei sisteme valorile pantelor ca funcţie de A_{part}, iar pentru Au+Au comparaţia pantelor extrase din valorile E_{max} cu cele extrase din valorile E_{min}. Faptul că, spre deosebire de valorile E_{max}, dependenţa de A_{part} a pantelor pare să fie caracteristică sistemului (pantele sunt mai mari pentru Xe+CsI decât pentru Au+Au pentru acelaşi număr de participanţi) este din nou un argument asupra efectului formei materiei participante aflate în expansiune, care este mai compactă pentru sistemele mai uşoare şi alungită pentru cele mai grele.

Dependenţa de A_{part} (sau e centralitate) a energiei înmagazinate în expansiune (pantele din Fig. 4.47) este similară cu cea prezisă de Danielewicz [73], valorile calculate cu acest model microscopic fiind totuşi mult mai mari decât cele experimentale.

Figura 4.48 prezintă funcţia de excitaţie pentru E_{max}, E_{min} şi ΔE pentru Au+Au pen-

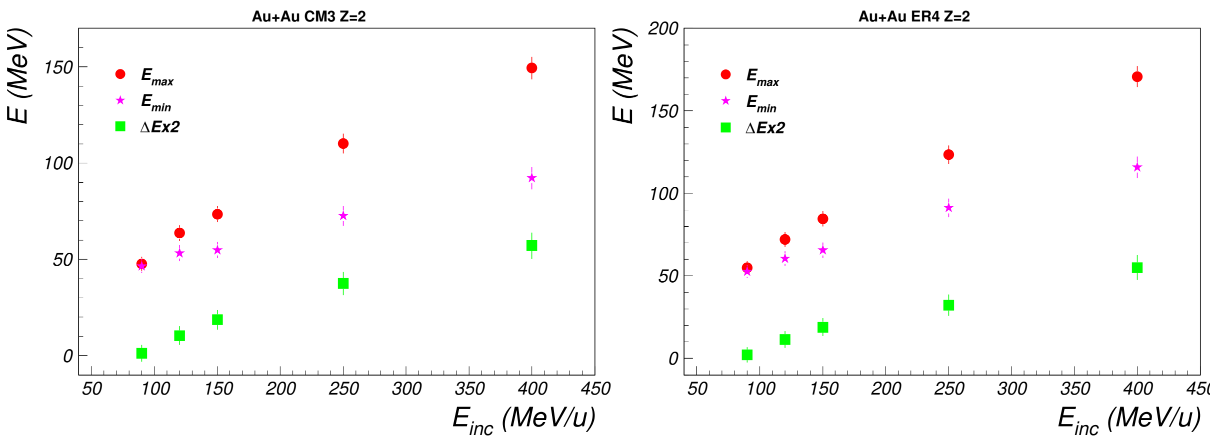


Figura 4.48.: *Funcţia de excitaţie pentru E_{max}, E_{min} şi ΔE pentru Au+Au pentru domeniile CM3 şi ER4, Z=2.*

tru domeniile CM3 şi ER4 pentru particulele cu Z=2. Ca funcţie de energia incidentă, este de înţeles ca valorile E_{max} să crească pe măsură ce energia creşte, efect similar cu cel observat pentru ciocniri centrale. Această comportare este similară şi pentru E_{min}, pentru care însă creşterea este mai lină. Faptul că cele două valori coincid pentru energia de 90 A·Mev este o indicaţie a efectului concurent al rotaţiei în planul de reacţie (prezenţa unui sistem di-nuclear) şi al expansiunii de tip hidrodinamic.

Se observă însă că şi valorile asimetriei azimutale prezintă o creştere continuă, ceea ce este oarecum contrar unei imagini intuitive (participant-spectator) în care efectul umbririi ar trebui să prezinte o saturare, determinată de balanţa între amplitudinea expansiunii şi timpul petrecut de fragmentele spectatoare în zona participantă (care scade pe măsură ce energia incidentă creşte). Este important de observat că odată cu creşterea energiei modelul participant-spectator devine din ce în ce mai justificat, fragmentele spectatoare fiind mai bine individualizate (din punct de vedere energetic mai “reci”), pe când la energii joase, existenţa unui sistem di-nuclear face ca separarea (şi efectul) zonei spectatoare să fie mai puţin dramatică.

O altă caracteristică ar putea să intre în această ”ecuaţie”, şi anume timpul caracteristic al expansiunii, care poate să depindă de energia incidentă (şi să nu fie determinat de un timp caracteristic al echilibrării materiei nucleare din zona participantă).

Pentru a studia influenţa energiei incidente (a timpului de tranzit) asupra expansiunii, Figura 4.49 prezintă dependenţa de centralitate a modulaţiei absolute, ΔE pentru energia de 400 A·MeV scalată la valoarea pentru energia de 250 A·MeV, pentru particulele cu Z=2. Toate cele trei sisteme prezintă valori apropiate ale acestui raport, prin urmare scalele relative de timp sunt identice.

În concluzie, studiul dependenţei azimutale a valorilor medii ale energiei cinetice pentru diferite sisteme şi diferite domenii ale parametrului de impact ne-a permis evidenţierea efectului umbririi produse de materia spectatoare asupra fenomenului de

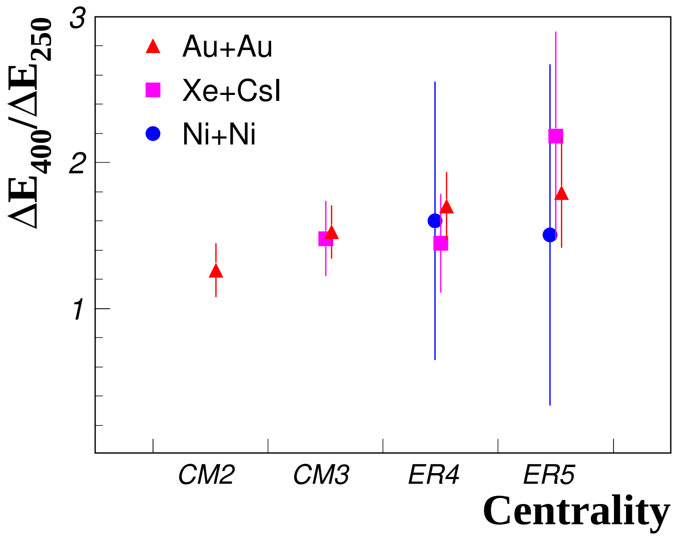


Figura 4.49.: *Dependenţa de centralitate a modulaţiei scalate între energiile de 400 şi 250 A·MeV particulele cu Z=2.*

expansiune. De asemenea, datele măsurate pot fi intuitiv înţelese dacă ţinem cont şi de rolul formei (determinată de geometria reacţiei) materiei participante în expansiune. Efectul de întârziere în planul de reacţie a expansiunii [187] nu pare să fie adecvat pentru explicarea datelor prezentate mai sus.

5. Comparaţia cu modele

5.1. “Radial Flow Model”

5.1.1. Prezentarea modelului

În continuare ne vom îndrepta atenţia asupra unui model hibrid, dezvoltat pentru a explica datele experimentale FOPI [23] şi care să ne permită să înţelegem principalele caracteristici ale formării fragmentelor în cursul expansiunii colective.

Presupunând expansiunea sferic simetrică (din Fig. 4.10, Capitolul 4, Secţiunea 4.2 se observă că pentru ciocnirile centrale Au+Au la energia de 250 A·MeV distribuţia $1/p_t^{(0)} \cdot d^2N/dp_t^{(0)}dy^{(0)}$ pentru particulele cu Z=3 datele experimentale aduc argumente în favoarea acestei ipoteze) a unei sfere fierbinţi caracterizată printr-un echilibru termic local, se poate scrie secţiunea dublu diferenţială invariantă relativist:

$$\frac{1}{p_t} \cdot \frac{d^2\sigma}{dp_t dy} \sim \int_0^1 \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} f(\vec{p}, \vec{u}) \cdot \omega_Z \cdot \rho(x) R^3(t_b(x)) x^2 sin(\theta) dx d\theta d\varphi \tag{5.1}$$

unde

$$f \sim exp \frac{-p^2 - M^2u^2(x) + 2M\vec{p} \cdot \vec{u}}{2MT_f(x)} \tag{5.2}$$

$x = r/R(t_b)$ este aşa numita variabilă de similaritate, ω_Z este multiplicitatea de producere a fragmentului cu sarcina Z pe numărul total de barioni, $t_b(x)$ este momentul la care fragmentele pot fi presupuse că nu mai interacţionează, $u(x)$ este viteza colectivă de expansiune în poziţia x. Temperatura finală după procesul de formare a fragmentelor este $T_f(x)$, densitatea de nucleoni este $\rho(x)$, M este masa fragmentului emis, iar $\vec{p}$ este impulsul corespunzător.

În acest model expansiunea este considerată izotropă şi este descrisă de soluţiile semianalitice ale unui model hidrodinamic. În cazul expansiunii izoentropice (în vid) a unei sfere, ecuaţiile de mişcare, de continuitate şi de stare sunt:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} \tag{5.3}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho}{\partial r}u + \rho(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{2u}{r}) = 0 \tag{5.4}$$

$$(\frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial r})(p\rho^{-\gamma}) = 0 \tag{5.5}$$

unde $u(r,t)$, $\rho(r,t)$ şi $p(r,t)$ sunt câmpurile macroscopice locale de viteză, densitate şi presiune, respectiv, ale curgerii, iar $\gamma = c_p/c_v = 5/3$ (în aproximaţia unui gaz ideal monoatomic).

Temperatura nucleonică, densitatea nucleonică şi viteza colectivă de expansiune au expresii analitice ca funcţie de x şi s-au ales de o formă polinomială (în particular $u(x) \sim x$, de unde şi analogia cu expansiunea Hubble a galaxiilor) [5]. Distribuţiile iniţiale trebuie să satisfacă nişte condiţii particulare. Influenţa vâscozităţii şi a conductibilităţii termice a fost neglijată.

Dacă în cazul unui gaz monoatomic, conceptul geometric de realizare a momentului în care încetează interacţia între constituenţi dă o expresie analitică pentru t_b funcţie de x, în cazul de faţă avem de-a face cu o compoziţie mixtă de conglomerate nucleonice, S-a recurs astfel la introducerea unui parametru multiplicativ in expresia lui t_b faţă de cazul monoatomic. În final expresia conţine trei parametri si anume: α - care dă forma distribuţiei iniţiale de densitate, D_0 - care reprezintă valoarea densităţii iniţiale din centrul materiei nucleare raportată la densitatea materiei nucleare in condiţii normale şi t_b^0 - parametru multiplicativ din expresia lui $t_b(x)$. Ipotezele de mai sus ne permit aflarea condiţiilor locale la break-up pentru temperatura şi densitatea nucleară, $T(r,t_b)$ şi $\rho(x)$, mărimi ce sunt folosite ca date de intrare pentru un model statistic de multifragmentare – FREESCO [82]. Acesta furnizează compoziţia de particule (ponderile ω_Z) şi temperatura finală după clusterizare – $T_f(x)$. Evaporarea secvenţială a fost neglijată (fiind estimată de FREESCO la mai puţin de 30% pentru fragmentele cu Z=5).

Efectele coulombiene sunt neglijate până la momentul break-up-ului, când se introduce o expansiune coulombiană, considerând că un anumit fragment (cu sarcina Z_{IMF}) simte efectul unei respingeri coulombiene datorate restului sarcinii Z_{FB} (FB-FireBall) şi:

$$E_{coul} = 1.44 \cdot Z_{IMF} \cdot \frac{Z_T + Z_P}{A_T + A_P} \cdot \frac{4\pi}{r + 1.2(A_{IMF})^{1/3}} \int_0^r \rho(r')r'^2 dr' \tag{5.6}$$

unde r este raza de break-up. Efectele de recul au fost neglijate.

Cei trei parametri au fost găsiţi folosind un procedeu de minimizare în compararea secţiunii dublu diferenţiale invariantă relativist cu expresia (5.1) pentru particulele cu Z=4. Cea mai bună potrivire s-a obţinut pentru următoarele valori: α=3.0, D_0=2.5 şi t_b^0=0.3. Valoarea lui t_b^0 arată că, pentru un gaz mixt, fenomenul de break-up survine mai devreme în comparaţie cu un gaz monoatomic, acest rezultat fiind în acord cu rezultatele recente ale modelelor de transport pentru algoritmi noi de recunoaştere a fragmentelor [128, 132].

Parametrii determinaţi astfel rămân ficşi şi se compară acum cu datele experimentale energia cinetică medie pe nucleon ca funcţie de masa fragmentului. Rezultatul

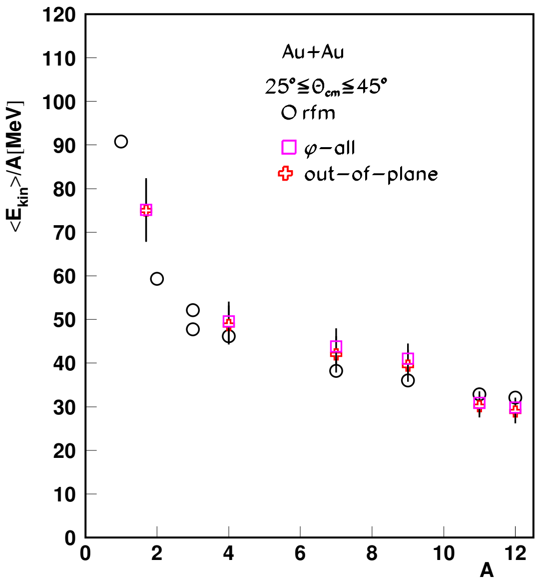


Figura 5.1.: *Predicţiile RFM (Radial Flow Model) pentru energia medie pe nucleon comparate cu rezultatele experimentale pentru diferite intervale azimutale pentru ciocnirile centrale Au + Au la energia de 250 A·MeV.*

calculului şi cel experimental pot fi urmărite in Figura 5.1 pentru ciocnirile Au+Au la energia de 250 A·MeV. şi se poate observa că acordul modelului cu datele experimentale este remarcabil. Datele experimentale au fost obţinute pentru intervalul unghiular polar Θ_{cm}=25-45° şi pentru două cazuri: pentru toate valorile unghiului azimutal şi pentru un interval de 45° în jurul valorilor de 90° şi 270°.

5.1.2. Formarea de fragmente în timpul expansiunii materiei nucleare fierbinţi şi comprimate

Odată fixaţi cei trei parametri, distribuţiile iniţiale ale temperaturii şi densităţii, precum şi distribuţiile densităţii, energiei colective şi ale celei termice la momentul de break-up (deci înaintea formării oricărui fragment) sunt determinate [23]. Distribuţiile iniţiale sunt destul de apropiate de cele calculate folosind modele de transport [76, 72]. Neincluderea efectelor de preechilibru poate avea consecinţe asupra producerii de fragmente: nucleonii rapizi emişi în faza iniţială a ciocnirii contribue la scăderea temperaturii la break-up şi deci la creşterea producţiei de fragmente. Spre deosebire de break-up-ul instantaneu al unei sfere în echilibru global şi cu densitate constantă, prezentul model prezice un break-up care începe la exterior şi continuă spre raze mai mici. Aceasta poate fi urmărită în Figura 5.2, unde timpul de break-up şi producţia finală a fragmentelor cu Z=1–6 sunt reprezentate ca funcţie de raza scalată $r/R(t_b)$ (integrând într-o pătură de ± 0.1 în jurul punctelor reprezentate în cazul celei de-a doua distribuţii), demonstrând că fragmentele complexe sunt produse preferenţial mai târziu şi în zona interioară a materiei în expansiune.

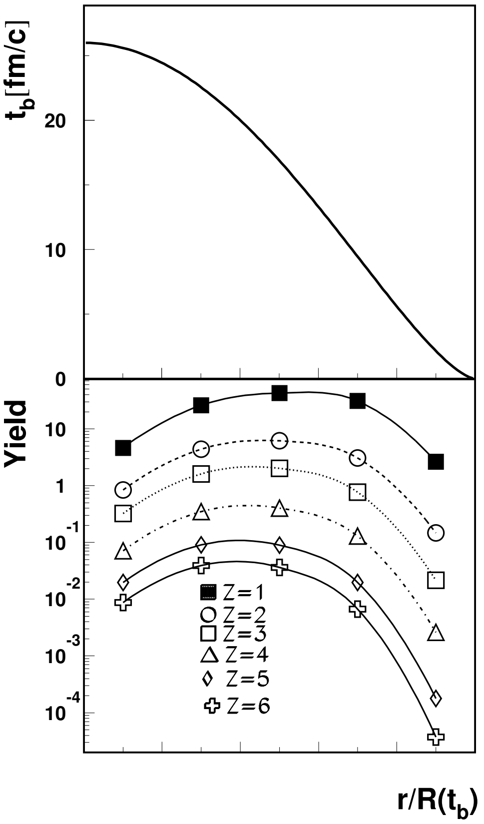


Figura 5.2.: *Timpul de break-up (sus) şi producţia finală a fragmentelor cu sarcina Z=1–6 (jos) ca funcţie de raza scalată $r/R(t_b)$.*

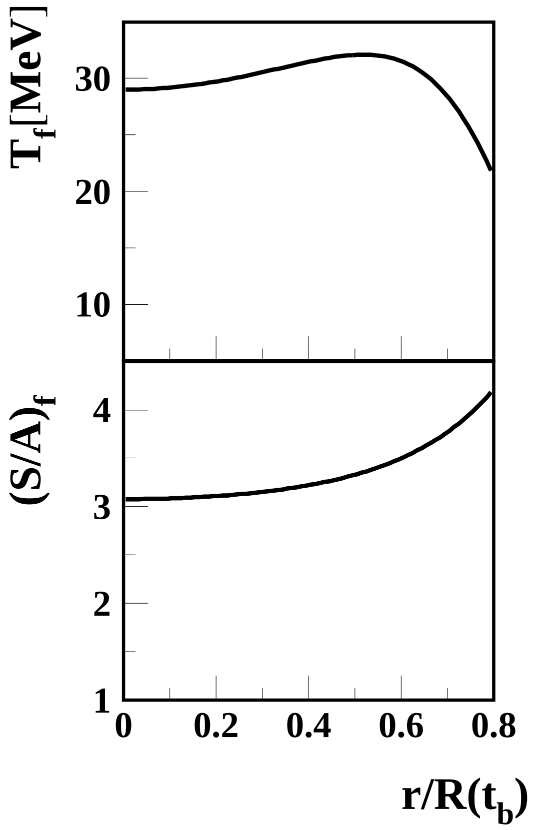


Figura 5.3.: *Distribuţiile finale de temperatură şi entropie la break-up.*

Distribuţiile finale de temperatură şi entropie sunt prezentate în Figura 5.3. O variaţie redusă a T_f în zonele interioare ale *"fireball"*-ului este rezultatul suprapunerii unei dependenţe mai pronunţate a temperaturii nucleonice, a densităţii şi a mecanismului de clusterizare. Distribuţia finală a entropiei este în concordanţă foarte bună cu predicţia unui model de transport destul de elaborat [73]. Distribuţia de entropie corelată cu rezultatele din Fig. 5.2 arată că valoarea extrasă experimental a entropiei poate depinde de tipul produşilor de reacţie analizaţi.

Fragmentele complexe sunt emise preferenţial când entropia este mică [198], în timp ce pentru particulele uşoare situaţia este inversată [44]. O situaţie similară poate să apară în studiile de corelaţii pentru extragerea dimensiunii şi timpului de viaţă a sursei. Rezultatele depind de tipul particulei folosite.

În Fig. 5.1 se poate observa diferenţa valorilor energiilor cinetice medii pentru ^3He

şi tritiu. Acesta este în model un efect pur coulombian şi, la fel ca în cazul calculelor cu un model mai sofisticat [71], nu poate explica decât o parte a diferenţei puse în evidenţă experimental [44, 118, 116, 121]. Este posibil ca efectele de izospin, neluate în considerare până la momentul break-up-ului, să producă distribuţii ale protonilor diferite de cele ale neutronilor care să influenţeze producţiile finale ale ^3He şi t şi prin urmare contribuţiile diferite la energiile lor cinetice finale datorită expansiunii.

5.2. "Quantum Molecular Dynamics"

Modelul IQMD (Isospin-QMD) a fost dezvoltat plecând de la un model VUU [75, 78] şi tratează explicit stările de sarcină ale nucleonilor, pionilor, precum şi a rezonanţelor delta. Gradele de libertate de izospin intervin în secţiunile de interacţie proton-proton şi proton-neutron (secţiunea neutron-neutron este presupusă egală cu cea proton-proton), precum şi în interacţiunea Coulombiană. În plus, este inclus un potenţial de simetrie între protoni şi neutroni, corespunzător celui din formula de masă Bethe-Weizsäcker. Distribuţia de densitate este destul de stabilă, iar conservarea energiei este bună. Trebuie menţionat însă că procesul de evaporare a nucleonilor şi energiile de legătură pentru nucleele grele nu sunt reproduse ($\approx$ 4-5 MeV/n în loc de 8 MeV/n).

Simulările folosind QMD comportă trei etape importante: iniţializarea, propagarea şi procesul de interacţie propriu-zisă.

5.2.1. Prezentarea modelului

Iniţializarea

Aşa cum am spus în Introducere, nucleonii sunt reprezentaţi prin funcţii de undă care sunt gaussiene, sau în reprezentarea Wigner:

$$f_i(\vec{r},\vec{p},t) = \frac{1}{\pi^3\hbar^3}\mathrm{e}^{-\frac{2}{L}(\vec{r}-\vec{r}_i(t))^2}\mathrm{e}^{-\frac{2}{L}(\vec{p}-\vec{p}_i(t))^2} \tag{5.7}$$

Lărgimea funcţiei de distribuţie, L, determină lungimea de interacţie a particulei şi influenţează distribuţia de densitate pentru sisteme finite. În IQMD, spre deosebire de alte variate, L variază cu dimensiunea nucleelor. Spre exemplu, pentru Au+Au se utilizează de obicei L=8.66 fm^2, în timp ce pentru Ca+Ca L=4.33 fm^2. Trebuie menţionat că acest parametru are o influenţă hotărâtoare asupra rezultatelor obţinute cu QMD [78].

În IQMD centroidele gaussienelor sunt distribuite aleatoriu într-o sferă în spaţiul fazelor: $r \leq R$ şi $p \leq p_F$, cu R=1.12$\cdot A^{1/3}$ fm, $p_F \approx$ 268 MeV/c pentru ρ_0=0.17 fm^{-3}.

Propagarea

Aceast segment presupune calculul densităţilor de interacţie, forţelor şi a Hamiltonian-ului, precum şi propagarea particulelor conform ecuaţiilor hamiltoniene.

Hamiltonianul total al sistemului este:

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_i \sum_{j>i} \int f_i(\vec{r},\vec{p},t) V^{ij} f_j(\vec{r}',\vec{p}') d\vec{r} d\vec{r}' d\vec{p} d\vec{p}' \tag{5.8}$$

Potenţialul total V^{ij} poate fi explicitat după cum urmează:

$$V^{ij} = V^{ij}_{Skyrme} + V^{ij}_{Yuk} + V^{ij}_{mdi} + V^{ij}_{Coul} + V^{ij}_{sym} \tag{5.9}$$

în care fiecare termen are următoarea semnificaţie:

1. V^{ij}_{Skyrme} este un potenţial Skyrme local:

$$V^{ij}_{Skyrme} = t_1\delta(\vec{r_i} - \vec{r_j}) + t_2\delta(\vec{r_i} - \vec{r_j})\rho^{\gamma-1}(\vec{r_i}) \tag{5.10}$$

2. V^{ij}_{Yuk} este un potenţial Yukawa de rază scurtă ce contribue la efectele de suprafaţă:

$$V^{ij}_{Yuk} = t_3 \frac{exp(-|\vec{r_i} - \vec{r_j}|/\mu)}{|\vec{r_i} - \vec{r_j}|/\mu} \quad \text{unde } \mu = 0.4fm \tag{5.11}$$

3. V^{ij}_{mdi} este un potenţial dependent de impuls:

$$V^{ij}_{mdi} = t_4 \ln^2\left(1 + t_5(\vec{p_i} - \vec{p_j})^2\right)\delta(\vec{r_i} - \vec{r_j}) \tag{5.12}$$

4. V^{ij}_{Coul} este potenţialul Coulombian:

$$V^{ij}_{Coul} = \frac{e^2}{|\vec{r_i} - \vec{r_j}|} \tag{5.13}$$

5. V^{ij}_{sym} este potenţialul de simetrie (ce contribue la stabilitatea nucleelor grele):

$$V^{ij}_{sym} = t_6 \frac{1}{\rho_0} T_{3i}T_{3j}\delta(\vec{r_i} - \vec{r_j}) \tag{5.14}$$

   unde T_{3i} este proiecţia izospinului nucleonului i.

Partea dependentă de densitate a potenţialului (care prin intermediul diferitelor parametrizări permite introducerea EoS în model) se obţine prin sumarea componentei Skyrme şi a celei dependente de impuls (aceasta din urmă poate fi folosită opţional şi se obţine prin fitarea datelor experimentale pentru partea reală a potenţialului optic al nucleonilor plus o integrare după impuls pentru materia nucleară infinită):

$$U = \alpha\left(\frac{\rho_{int}}{\rho_0}\right) + \beta\left(\frac{\rho_{int}}{\rho_0}\right)^{\gamma} + \delta\ln^2\left(\epsilon\left(\frac{\rho_{int}}{\rho_0}\right)^{3/2} + 1\right)\left(\frac{\rho_{int}}{\rho_0}\right) \tag{5.15}$$

în care parametrii α, β, γ şi δ, ϵ sunt derivaţi din t_1, t_2, t_3 şi t_4, t_5, respectiv, iar ρ^i_{int} este densitatea de interacţie:

$$\rho^i_{int}(\vec{r_i}) = \frac{1}{(\pi L)^{3/2}} \sum_{j\neq i} \mathrm{e}^{-(\vec{r_i}-\vec{r_j})^2/L} \tag{5.16}$$

Interacţia

Ciocnirile sunt considerate binare şi tratează particule punctuale. Două particule se ciocnesc dacă distanţa dintre ele (adică distanţa dintre centroidele gaussienelor) în centrul lor de masă îndeplineşte condiţia:

$$d \leq d_0 = \sqrt{\frac{\sigma_{tot}}{\pi}} \tag{5.17}$$

unde secţiunea de interacţie este presupusă a fi secţiunea liberă a procesului respectiv ($N-N$,$N-\Delta$, etc). Secţiunile utilizate sunt legate de potenţiale şi pot fi în principiu deduse consistent din teoria Brückner. Astfel de metode au fost folosite în calcule QMD [154].

Direcţia finală a impulsurilor particulelor împrăştiate este distribuită aleatoriu astfel încât să corespundă distribuţiillor măsurate experimental.

Un ingredient important al QMD este aşa-numitul "Pauli blocking", care ţine seama de faptul că nucleonii sunt fermioni. Astfel, pentru procesul 12→1'2', starea finală este permisă cu o probabilitate $(1-f_1')(1-f_2')$.

Obţinerea fragmentelor complexe

Componentele modelului prezentate mai sus sunt derulate în paşi de timp, iar după un anumit timp de la începutul reacţiei (de obicei 200 fm/c) se consideră că interacţia încetează şi configuraţia este cea finală, fără schimbări structurale importante ulterioare. La acest moment fragmentele sunt formate după un criteriu de coalescenţă în spaţiul poziţiilor: doi sau mai mulţi nucleoni sunt consideraţi legaţi dacă centroidele funcţiilor lor de undă sunt la o distanţă mai mică de 3 fm, fără a se lua în considerare dezexcitarea secvenţială a fragmentelor.

Comparaţiile cu datele experimentale au arătat că modelele de tip QMD subestimează producţia de fragmente complexe [146].

Din punct de vedere teoretic există rezultate în ce priveşte îmbunătăţirea tratării producerii fragmentelor complexe [128, 129, 130, 131, 132, 133]. Ca exemplu, Figura 5.4 prezintă pentru Au+Au la energia de 150 A·MeV, la parametrul de impact b=3 fm, comparaţia predicţiilor modelului IQMD pentru evoluţia temporală a principalelor caracteristici ale ciocnirii, pentru doi algoritmi de recunoaştere a fragmentelor: MST (*"minimum spanning tree"*, folosit în mod uzual în QMD) şi SACA (*"simulated annealing clusterization algorithm"*) [132]. Acest al doilea algoritm foloseşte ca criteriu de formare a fragmentelor şi energia lor de legătură şi, aşa cum se poate observa în Fig. 5.4, rândurile 2 şi 3, converge spre distribuţia asimptotică atât pentru fragmentul cel mai greu (A_{max}) cât şi pentru nucleonii liberi şi fragmente complexe la un timp al reacţiei mult mai mic decât MST (≈100 fm/c faţă de ≈300 fm/c). Acest rezultat vine în sprijinul

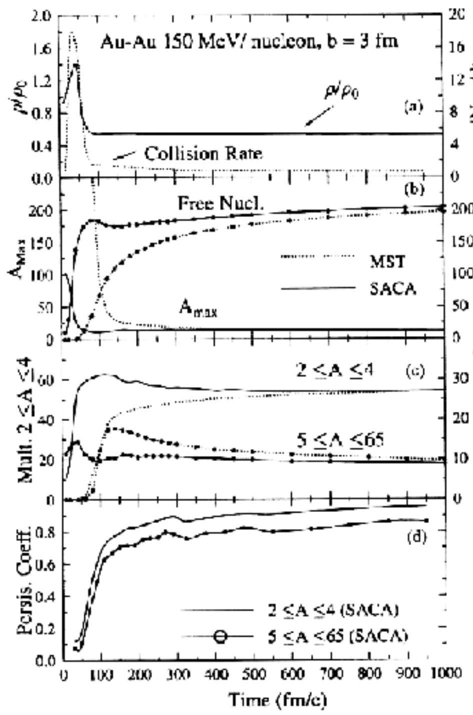


Figura 5.4.: *Predicţiile QMD pentru formarea fragmentelor pentru Au+Au la energia de 150 A·MeV, la parametrul de impact b=3 fm (Ref. [132]).*

unei concluzii anterioare [23], conform căreia fragmentele sun formate în zona densă a sistemului, înainte ca interacţia să înceteze. Aplicarea unui astfel de algoritm pentru modelele teoretice ar permite o comparaţie mai realistă cu datele experimentale.

5.2.2. Modul de analiză a datelor teoretice

Pentru această lucrare s-a folosit modelul IQMD, în principal cu ecuaţia de stare HM (Hard EoS, plus includerea interacţiei dependente de impuls). Numărul de evenimente şi domeniul de parametri de impact pentru datele simulate sunt prezentate în Tabelul 5.1.

En.\ Sys.	Au+Au	Xe+CsI	Ni+Ni
90	19120 b<14	–	–
120	31067 b<14	–	–
150	11693 b<14	33387 b<12	39199 b<9
250	17041 b<7 32987 b<4	32309 b<12 60953 b<4	97707 b<9 99131 b<4
400	12081 b<7	31367 b<12	29359 b<9

Tabelul 5.1.: *Numărul de evenimente şi domeniul de parametri de impact pentru datele simulate cu modelul IQMD HM.*

Pentru Au+Au s-a utilizat şi versiunea SM (la energia de 250 A·MeV – 14243 ev., b<7), precum şi evenimente generate folsind secţiunea NN modificată ($0.75\sigma_{free}$ pentru 250 A·MeV – 23387 ev., b<4 şi $0.8\sigma_{free}$ pentru 90 A·MeV – 28919 ev., b<8).

Studii cu IQMD pentru diferite ecuaţii de stare s-au realizat pentru sistemul Au+Au de către Colaborarea FOPI [146, 145, 191].

Aşa cum am mai spus, datele teoretice produse de modelul IQMD reprezintă, ca şi în cazul experimentului, o colecţie de evenimente, distribuite aleatoriu ca funcţie de parametrul de impact (cunoscut în model), a căror selecţie poate fi făcută similar cu cea a datelor experimentale. Datele teoretice pot de asemenea fi trecute printr-un filtru care să simuleze caracteristicile de detecţie ale ansamblului experimental. Un asemenea filtru a fost folosit pentru compararea datelor experimentale obţinute în Faza I [141, 158], iar pentru CDC am elaborat un filtru care să simuleze caracteristicile sale de detecţie, prezentate în Capitolul 3, Secţiunea 3.6.

Figura 5.5 prezintă distribuţia CMUL-Erat obţinută cu datele teoretice filtrate pentru Au+Au şi Xe+CsI la energia de 250 A·MeV. Se observă că modelul reproduce calitativ distribuţia experimentală (Figura 4.1.1). Faptul că CMUL are un prag mai ridicat în distribuţia teoretică pentru Au+Au se datorează faptului că parametrul de impact maxim a fost 7 fm.

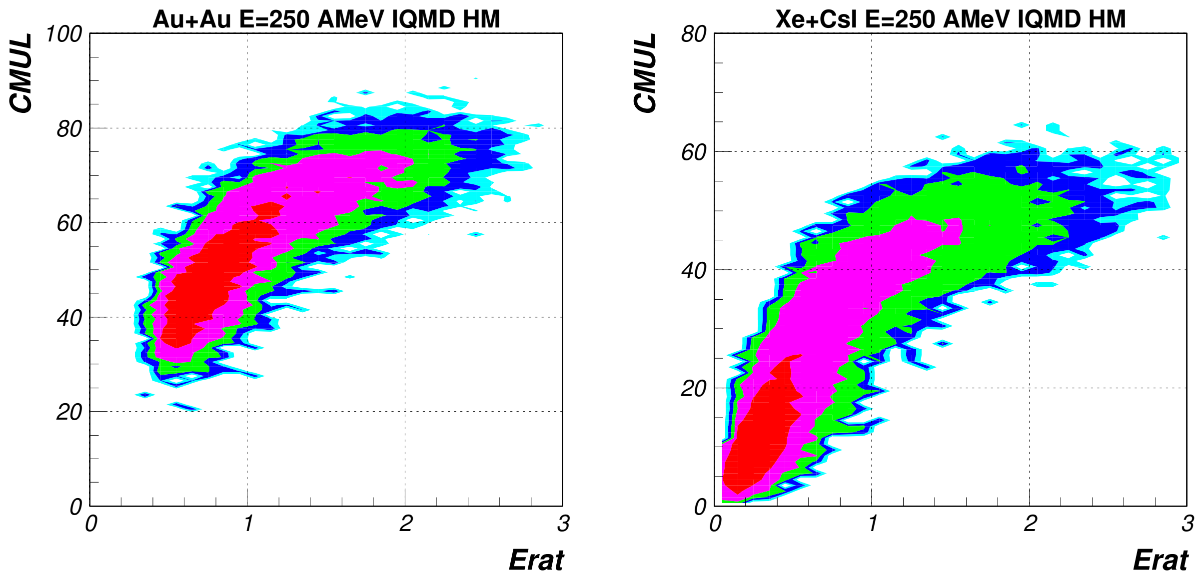


Figura 5.5.: *Distribuţia CMUL-Erat obţinută cu IQMD HM folosind filtrul experimental, pentru Au+Au şi Xe+CsI la energia de 250 A·MeV.*

Cu toate acestea, dacă examinăm distribuţiile de Erat, prezentate în Figura 5.6 pentru datele IQMD HM filtrate, împreună cu datele experimentale pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energia de 150 A·MeV, observăm că modelul are tendinţa de a produce un umăr, spre deosebire de datele experimentale, pentru care distribuţiile au o cădere mai lină. Această caracteristică a datelor de model este prezentă pentru fiecare energie la toate cele trei sisteme.

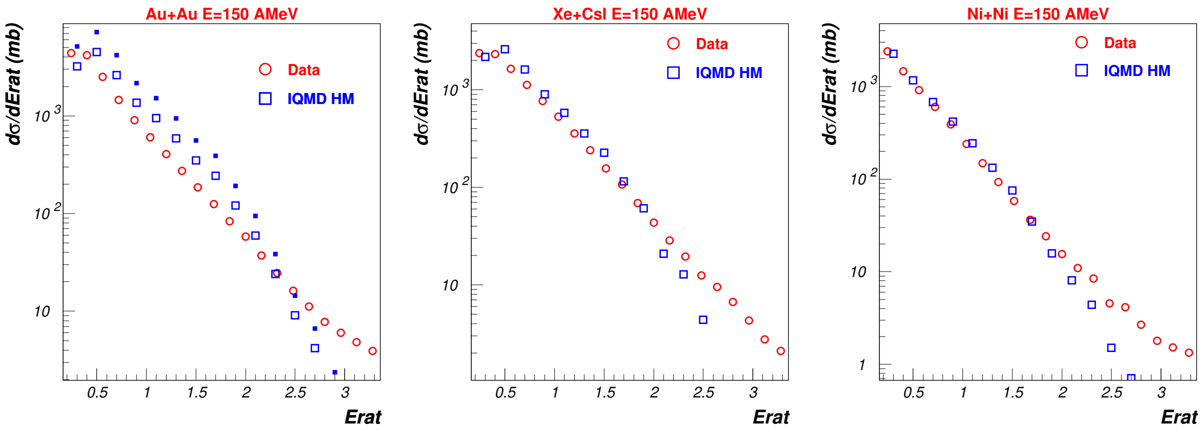


Figura 5.6.: *Distribuţiile de Erat pentru cele trei sisteme la energia de 150 A·MeV.*

Trebuie spus că, pentru a simula fluctuaţiile prezente în datele experimentale datorită trigger-ului, distribuţiile de Erat au fost obţinute pentru un anumit domeniu de parametri de impact şi normate la secţiunea geometrică pentru un parametru de impact mai mic cu 2.5 fm, astfel încât secţiunea să fie apropiată de cea măsurată experimental. Daca facem normarea la secţiunea geometrică ce corespunde parametrului de impact pentru care s-au obţinut histogramele, concordanţa cu datele experimentale este mult mai proastă, aşa cum poate fi constat din Fig. 5.6, unde pentru Au+Au s-a reprezentat prin pătrate pline distribuţia de Erat obţinută prin acest procedeu.

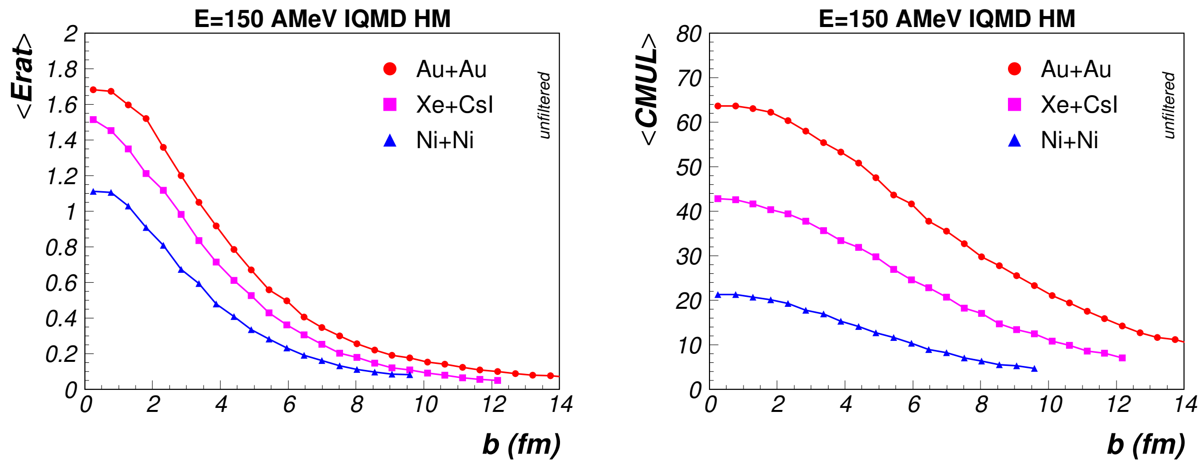


Figura 5.7.: *Dependenţa de parametrul de impact a <Erat> şi <CMUL> pentru cele trei sisteme la energia de 150 A·MeV.*

În model parametrul de impact este cunoscut, aşa încât putem studia evoluţia ca funcţie de parametrul de impact a diverselor observabile folosite pentru selecţia centralităţii. Figura 5.7 prezintă dependenţa de parametrul de impact a $< Erat >$ (obţinut folosind toate particulele încărcate, fără filtrul experimental) şi <CMUL> pentru cele trei sisteme la energia de 150 A·MeV. Se observă că spre zona ciocnirilor centrale saturarea survine pentru <CMUL> la parametri de impact mai mari decât pentru $< Erat >$.

Pentru a avea o imagine asupra distribuţiilor parametrilor de impact pentru domeniile de centralitate selectate experimental, datele de model filtrate au fost selectate cu diverse criterii pentru aceleaşi secţiuni geometrice ca şi pentru datele experimentale. Figura 5.8 – stânga prezintă pentru Au+Au la energia de 150 A·MeV distribuţiile parametrului de impact pentru 3 reţete de selecţie: folosind numai CMUL, numai Erat şi, respectiv, ambele mărimi. Se observă că, în acord cu presupunerea făcută doar pe baza datelor experimentale, CMUL este un criteriu mai eficace pentru parametri de impact mari, iar Erat este mai performant spre zona ciocnirilor mai centrale.

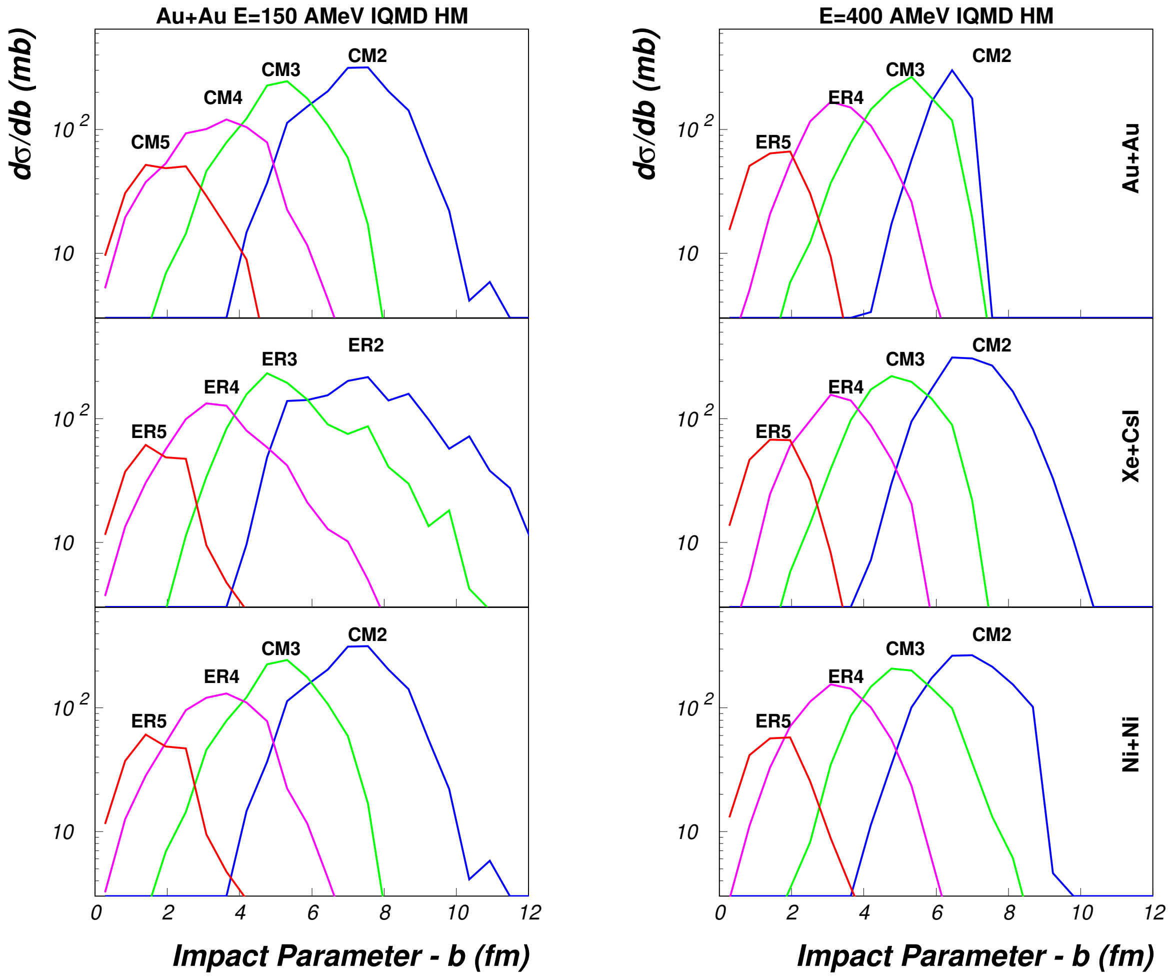


Figura 5.8.: *Distribuţia parametrilor de impact pentru criteriile experimentale de selecţie a centralităţii.*

Figura 5.8 – dreapta prezintă pentru modul hibrid de selecţie distribuţiile de parametri de impact pentru cele trei sisteme la energia de 400 A·MeV. Pentru Au+Au datele au fost simulate pentru b<7, iar pentru Ni+Ni pentru b<9, aceasta explicând căderea distibuţiilor respective. Se observă ca selecţia este, din punct de vedere al calităţii, de aceeaşi performaţă pentru toate sistemele.

Prin urmare, după trecerea lor prin filtrul experimental, datele teoretice au fost tratate din punct de vedere al selecţiei centralităţii într-un mod similar cu cel folosit pentru datele experimentale.

Planul de reacţie folosit pentru datele din model a fost reconstruit, folosind, ca şi pentru datele experimentale, metoda momentului transvers. Valorile $\langle \cos \Delta\phi_R \rangle$ pentru datele teoretice sunt prezentate în Tabelul 5.2 pentru cele trei sisteme pentru cele patru domenii de centralitate.

Fascicul	Au	Au	Au	Au	Au	Xe	Xe	Xe	Ni	Ni	Ni
Energie	90	120	150	250	400	150	250	400	150	250	400
CM2	.005	.087	.378	.771	.859	-	-	-	-	-	-
CM3	.036	.309	.576	.837	.887	.282	.649	.767	-	-	-
ER4	.081	.395	.579	.800	.863	.382	.678	.763	.066	.265	.393
ER5	.074	.161	.266	.498	.543	.204	.367	.459	.073	.174	.217

Tabelul 5.2.: *Rezoluţia planului de reacţie – $\langle \cos \Delta\phi_R \rangle$ pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energiile măsurate şi pentru cele patru zone ale parametrului de impact pentru datele teoretice.*

Datorită abundenţei scăzute a fragmentelor, planul de reacţie reconstruit pentru datele teoretice este mai puţin precis în comparaţie cu cel din datele experimentale (Tabelul 4.2).

5.2.3. Studiul corecţiei pentru imprecizia planului de reacţie

Modelul IQMD poate fi folosit pentru studiul corecţiei mărimilor fizice datorate impreciziei în determinarea planului de reacţie. Astfel, datele de model sunt analizate faţă de planul real şi faţă de cel reconstruit, situaţie în care sunt corectate.

Distribuţiile $\cos \Delta\Phi_R$ şi $\Delta\Phi_R$ sunt prezentate în Figura 5.9 pentru planul de reacţie reconstruit pentru datele IQMD filtrate, pentru reacţia Ni+Ni la energia de 250 A·MeV, domeniul de parametri de impact ER4. Valorile extrase pentru χ din aceste distribuţii (din media $\cos \Delta\Phi_R$ şi din fitul distribuţiei $\Delta\Phi_R$ cu expresia A.12, vezi Anexa A.3) sunt indicate în figură şi ele coincid perfect, un test suplimentar pentru corectitudinea aplicării metodei.

Figura 5.10 prezintă distribuţiile $< p_x/A >$ şi faţă de planul de reacţie real şi cel reconstruit cu metoda momentului transvers pentru Ni+Ni, E=250 A·MeV. Distribuţiile corectate cu metodele Danielewicz şi Ollitrault sunt de asemenea prezentate şi se observă că metoda Ollitrault dă rezultate mai bune.

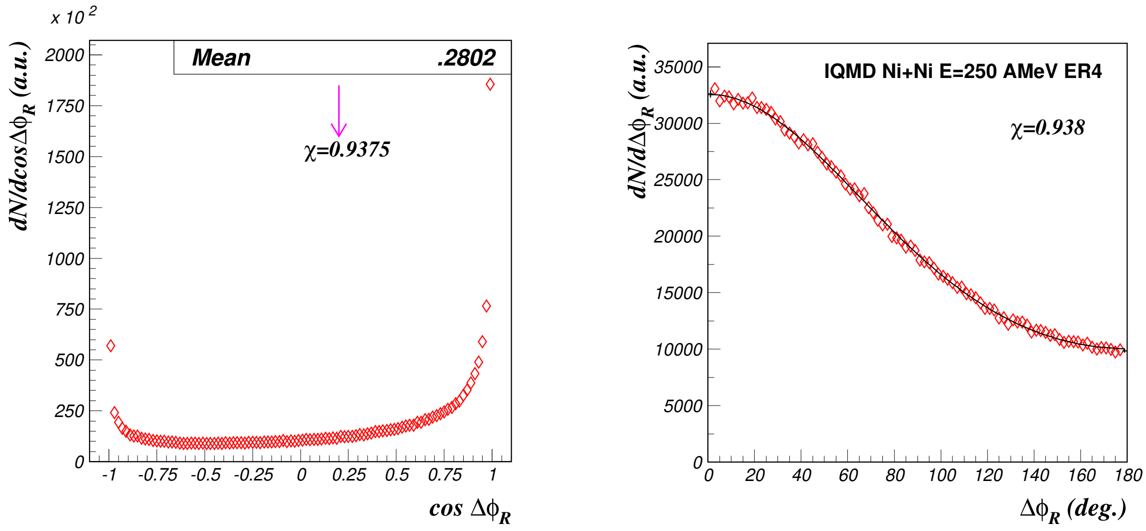


Figura 5.9.: *Distribuţiile cosinusului unghiului dintre cele două plane şi fitul distribuţiei $\Delta\Phi_R$ pentru datele IQMD HM, Ni+Ni E=250 A·MeV.*

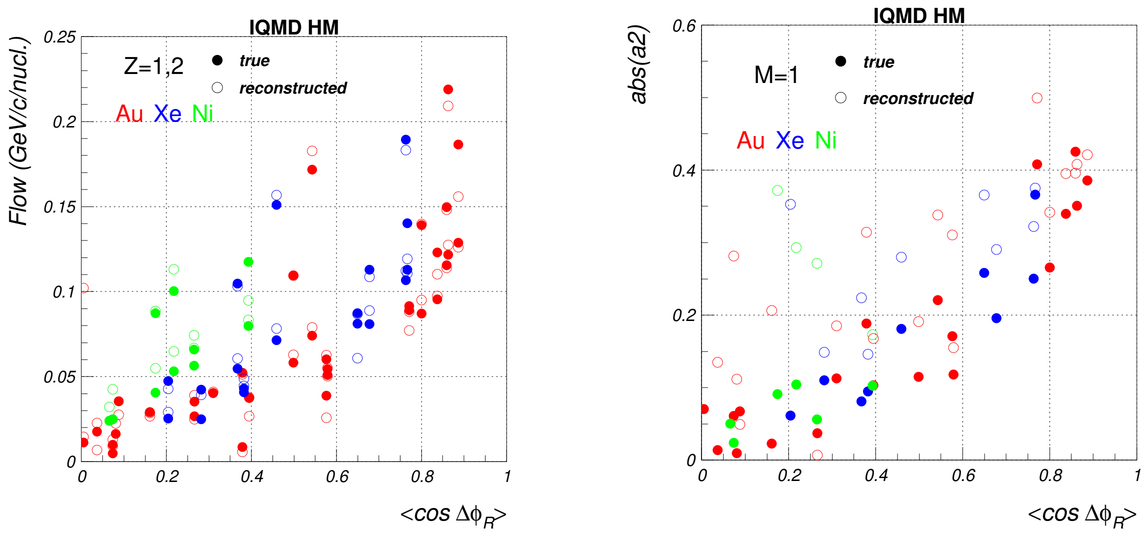


Figura 5.10.: *Valorile reale şi cele reconstruite pentry "Flow" şi a_2 pentru toate sistemele şi energiile analizate, pentru toate domeniile de parametri de impact.*

5.2.4. Ciocniri centrale

Figura 5.11 prezintă distribuţiile de rapiditate pentru particulele cu Z=1 pentru ciocnirile centrale (Erat70) Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energiile de 150, 250 şi 400 A·MeV. Datele experimentale sunt reprezentate prin cercuri, iar datele IQMD HM prin histograme. Pentru Au+Au la energia de 250 A·MeV sunt de asemenea reprezentate distribuţiile teoretice pentru SM şi pentru σ_{NN}=0.75σ_{free}. Distribuţiile experimentale sunt reproduse cel mai bine pentru Xe+CsI. Pentru Au+Au IQMD HM produce o stopare mai puternică decât cea evidenţiată de datele experimentale (aparent parametrizarea SM ar reproduce mai bine datele experimentale), în timp ce pentru Ni+Ni modelul arată o transparenţă mai mare.

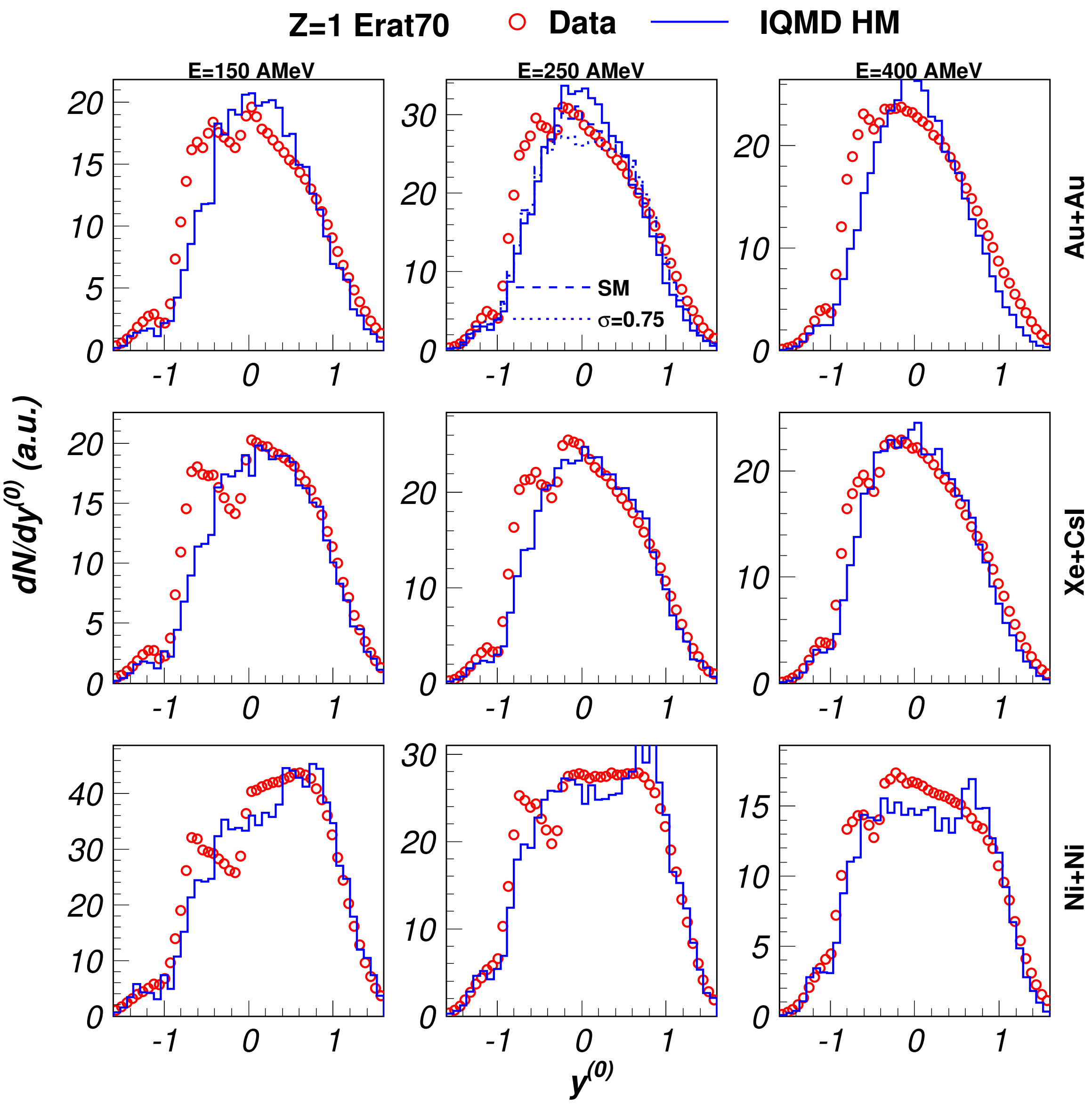


Figura 5.11.: *Distribuţiile de rapiditate ale particulelor cu Z=1 din ciocnirile centrale Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energiile de 150, 250 şi 400 A·MeV: simbolurile – datele experimentale, histogramele – calcule IQMD HM.*

Pentru ciocnirile centrale, valoarea medie a Erat este o observabilă care poate să furnizeze indicaţii asupra fenomenului de stopare a materiei nucleare şi asupra expansiunii. Dat fiind că ciocnirile centrale fot fi selectate în model folosind chiar parametrul de impact, este interesant de studiat funcţia de excitaţie a <Erat>. Figura 5.12 - stânga prezintă aceasta pentru ciocnirile centrale selectate cu b<1 fm, pentru datele nefiltrate, pentru toate cele trei sisteme. Pentru a avea o idee asupra efectului filtrului experimental, pentru Au+Au s-au reprezentat prin cercuri şi valorile pentru datele filtrate.

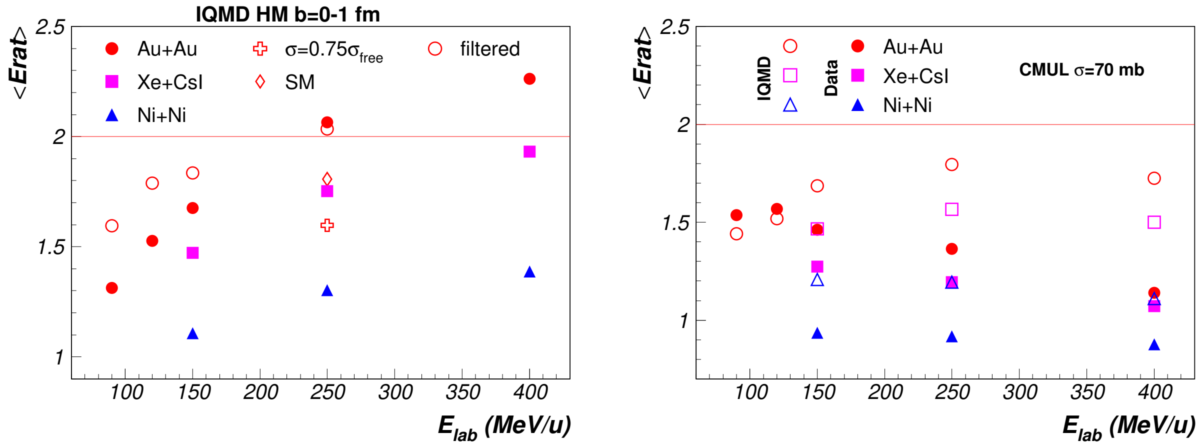


Figura 5.12.: *Funcţia de excitaţie pentru valoarea medie a Erat pentru ciocnirile centrale Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni selectate cu b<1 – stânga şi CMUL (70 mb secţiune geometrică) – dreapta.*

Figura 5.12 - dreapta prezintă aceeaşi funcţie de excitaţie, de data aceasta pentru ciocnirile centrale selectate folosind CMUL (70 mb), atât pentru datele experimentale, cât şi pentru cele teoretice filtrate. Desi calitativ comportarea este similară în model şi în experiment, atât ca funcţie de energie cât şi ca funcţie de sistem, modelul supraestimează clar valorile <Erat>.

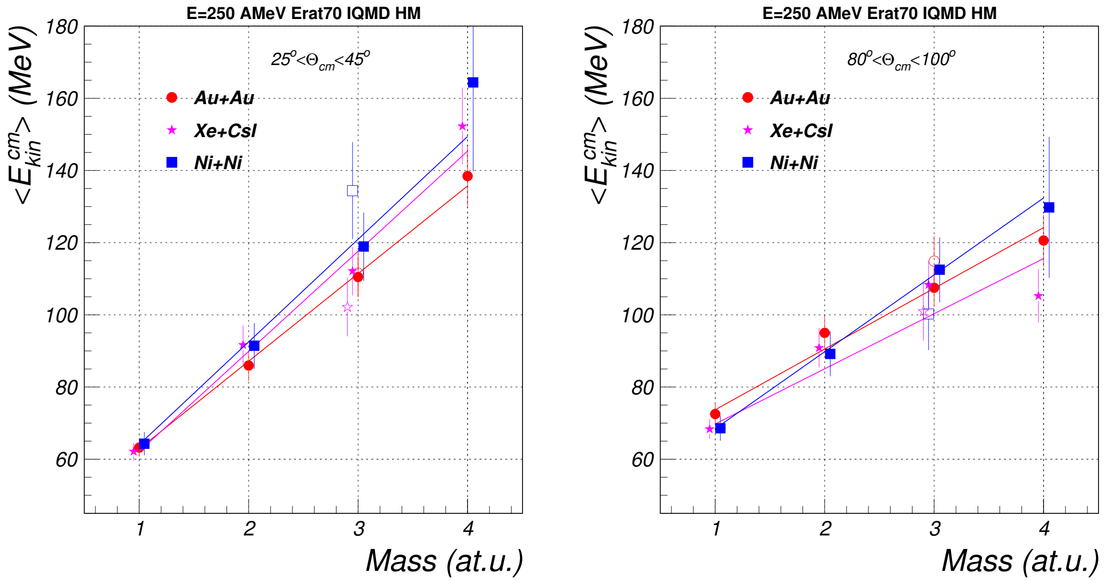


Figura 5.13.: *Valorile energiei cinetice medii ca funcţie de masa particulelor pentru cele trei sisteme la energia de 250 A·MeV obţinute cu IQMD HM.*

Valorile energiei cinetice medii ca funcţie de masa particulelor pentru cele trei sisteme la energia de 250 A·MeV sunt prezentate pentru IQMD HM în Figura 5.13. Pantele acestor distribuţii par să aibă un comportament similar cu cel evidenţiat în datele experimentale, şi anume, dependenţa de sistem este practic inexistentă pentru domeniul 25° $< \Theta_{cm} <$45° şi este vizibilă (deşi mult mai slab pentru model, iar Ni+Ni pare să iasă din tendinţă pentru M>2) pentru domeniul transvers 80° $< \Theta_{cm} <$100°.

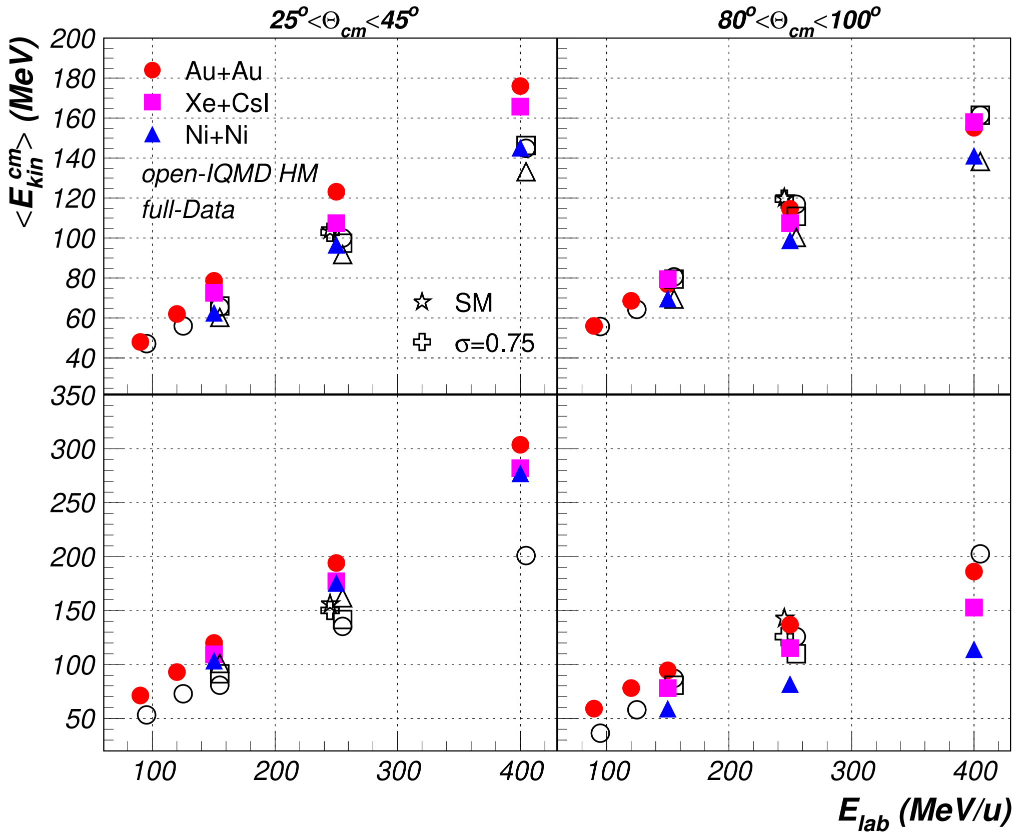


Figura 5.14.: *Valorile energiei cinetice medii pentru particulele cu Z=1,2 pentru cele două domenii ale unghiului polar, pentru cele trei sisteme. Datele experimentale sunt reprezentate prin simboluri pline, cele teoretice prin simboluri goale.*

Pentru aceeaşi selecţie a centralităţii (Erat70), Figura 5.14 prezintă ca funcţie de energia incidentă valorile energiei cinetice medii pentru particulele cu Z=1 şi 2 pentru două domenii ale unghiului polar, pentru datele experimentale (simbolurile pline) şi pentru cele teoretice (simbolurile goale) pentru trei sisteme măsurate de noi. Valorile experimentale sunt satisfăcător reproduse de către model pentru Z=1, aceasta nefiind valabil însă şi pentru Z=2, comportament ce poate fi pus parţial şi pe seama statisticii reduse a fragmentelor complexe generate de model. Acelaşi motiv nu a permis obţinerea valorilor $< E_{kin}^{cm} >$ pentru Ni+Ni, Z=2, în domeniul unghiurilor polare transverse.

5.2.5. Curgerea laterală

Figura 5.15 prezintă distribuţiile de moment transvers pentru particulele cu Z=2 (Z=1 pentru Ni) în domeniul de centralitate ER4 pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni pentru IQMD (simbolurile goale) şi pentru datele experimentale (punctele).

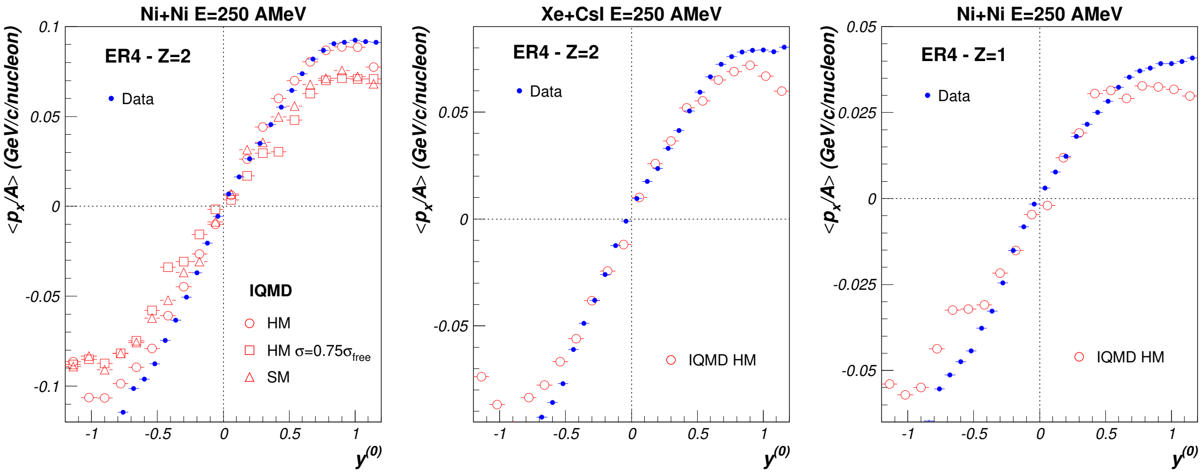


Figura 5.15.: *Distribuţiile de impuls transvers în planul de reacţie pentru particulele cu Z=2 (Z=1 pentru Ni) în domeniul de centralitate ER4 pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni.*

Distribuţiile din Fig. 5.15 au fost corectate pentru imprecizia planului de reacţie, atât pentru datele experimentale, cât şi pentru cele teoretice (care au fost în prealabil filtrate).

Se constată că distribuţiile teoretice sunt satisfăcător de apropiate de cele experimentale pentru Au+Au pentru parametizarea HM, în timp ce pentru Ni+Ni şi Xe+CsI acordul este mai puţin bun, în special pentru zona spectatorilor ($y^{(0)}$=1).

Pentru Au+Au s-au reprezentat şi distribuţiile pentru HM σ=0.75σ_{free} şi pentru SM, aceste parametrizări fiind însă şi mai depărtate de datele experimentale.

Ca şi în cazul datelor experimentale, distribuţiile teoretice au fost fitate cu o funcţie de gradul unu pentru zona mid-rapidităţii. Rezultatul fiturilor (bineînţeles corectat) este prezentat ca funcţie de Z pentru cele trei sisteme, la energia de 250 A·MeV, domeniul de centralitate ER4, în Figura 5.16, împreună cu datele experimentale. Pentru energia de 400 A·MeV, aceeaşi reprezentare, datele teoretice au fost prezentate în Fig. 4.21. Calitativ, comportarea datelor experimentale este reprodusă, atât pentru dependenţa de Z, cât şi pentru cea de centralitate (vezi Fig. 4.21). Din punct de vedere cantitativ, “Flow”-ul este puternic subestimat de model pentru particulele mai grele (aici statistica redusă poate să fie parţial responsabilă), această tendinţă fiind mai accentuată pe măsură ce ne deplasăm spre energiile mai mici.

Acest efect poate fi urmărit în Figura 5.17 în care este reprezentat “Flow”-ul scalat ca funcţie de energia incidentă, pentru particulele cu Z=2 şi pentru domeniul de cen-

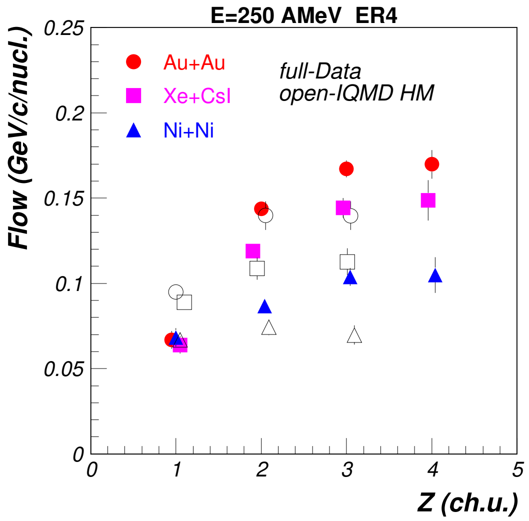


Figura 5.16.: *"Flow" ca funcţie de Z pentru cele trei sisteme, domeniul de centralitate ER4. Simbolurile pline reprezintă datele experimentale, iar cele goale datele IQMD HM.*

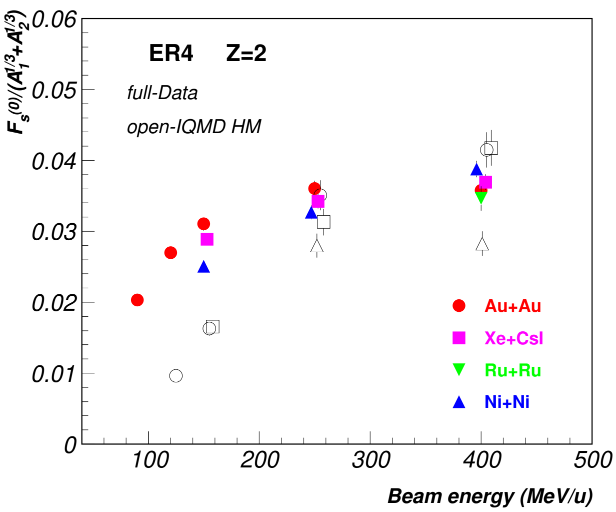


Figura 5.17.: *"Flow"-ul scalat ca funcţie de energia incidentă pentru cele trei sisteme, domeniul de centralitate ER4.*

tralitate ER4 pentru cele trei sisteme (la energia de 400 A·MeV este reprezentată şi valoarea experimentală pentru sistemul Ru+Ru). Deşi reproduce calitativ dependenţa de sistem a datelor experimentale, modelul subestimează puternic valorile pentru energii mici.

5.2.6. Distribuţiile azimutale

Distribuţiile azimutale au fost studiate şi în cazul modelului în sistemul de referinţă rotit cu unghiul de "flow", aflat din distribuţiile de moment transvers în planul de reacţie. De asemenea, acestea au fost reflectate ca şi în datele experimentale. Datorită impreciziei mari în determinarea planului de reacţie ce duce la valori foarte mari ale factorului de corecţie pentru a_2, valoarea reconstruită fiind astfel mult mai mare decât cea determinată folosind planul real de reacţie (vezi Fig. 5.10), pentru studiul distribuţiilor azimutale s-a folosit planul de reacţie real.

Figura 5.18 prezintă pentru Au+Au la energia de 120 A·MeV şi pentru cele trei sisteme la energia de 150 A·MeV variaţia cu centralitatea a raportului de squeeze-out pentru datele teoretice şi pentru cele experimentale. Valorile experimentale au fost corectate pentru imprecizia în determinarea planului de reacţie.

Valorile lui R_N obţinute din model sunt destul de apropiate de valorile experimentale pentru energia de 90 A·MeV pentru ambele valori ale secţiunii nucleon-nucleon (vezi Fig. 4.37, Capitolul 4, Secţiunea 4.3)) şi supraestimate de model pentru energia de 120 A·MeV. Cu toate acestea, comportarea ca funcţie de centralitate este calitativ reprodusă pentru cele două energii.

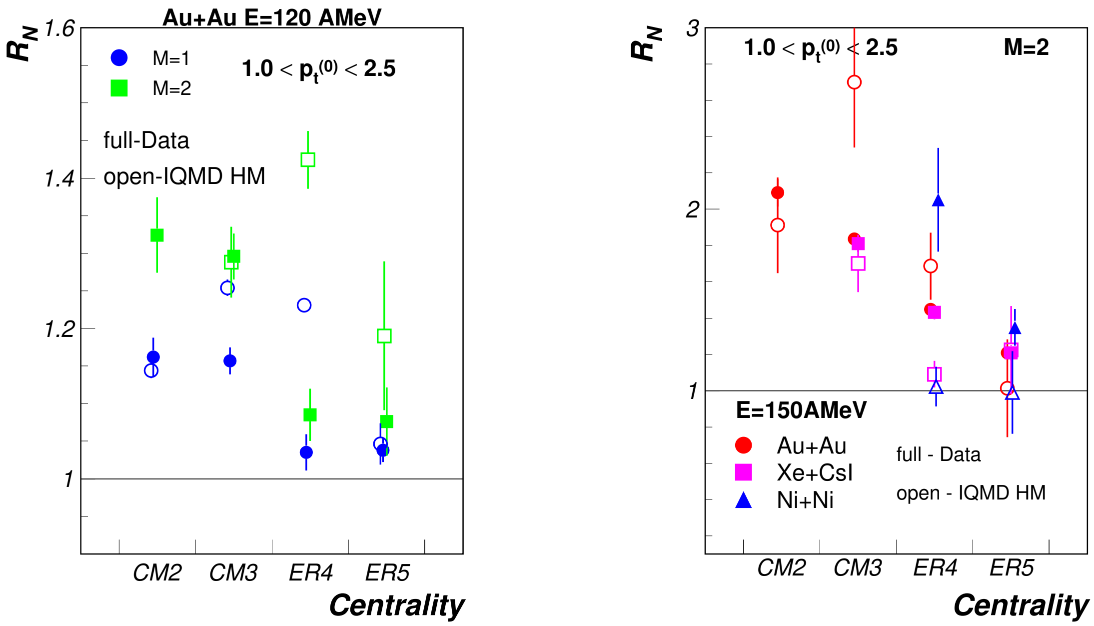


Figura 5.18.: *Dependenţa de centralitate a raportului de squeeze-out pentru Au+Au la energia de 120 A·MeV şi pentru cele trei sisteme la energia de 150 A·MeV.*

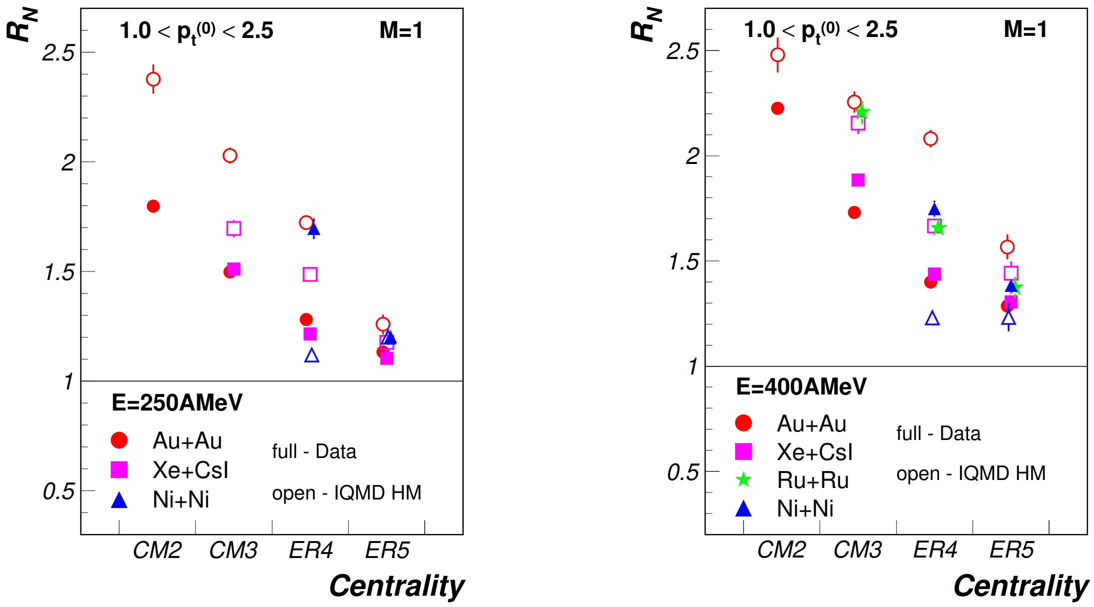


Figura 5.19.: *Dependenţa de centralitate a raportului de squeeze-out pentru cele trei sisteme la energiile de 250 şi 400 A·MeV.*

Figura 5.19 prezintă dependenţa de centralitate a raportului de squeeze-out comparativ pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energiile de 250 şi 400 A·MeV. Deşi, din nou valorile teoretice sunt în general mai mari decât cele experimentale, comportamentul funcţie de centralitate este similar pentru toate cele trei sisteme.

Ca funcţie de sistem, comportarea datelor teoretice pentru M=1 aminteşte de cea a datelor experimentale pentru particule mai grele (Fig. 4.32, Capitolul 4, Secţiunea 4.3). Dat fiind că protonii sunt în model exclusiv primordiali, aceştia simt dinamica la fel de bine ca şi particulele grele, spre deosebire de datele experimentale, unde protonii provin parţial din dezintegrarea secvenţială a fragmentelor excitate şi din procese de preechilibru.

5.2.7. Energia de tranziţie

Datorită statisticii, energia de tranziţie poate fi obţinută în model numai pentru particulele cu M=1 şi pentru un domeniu larg de moment transvers.

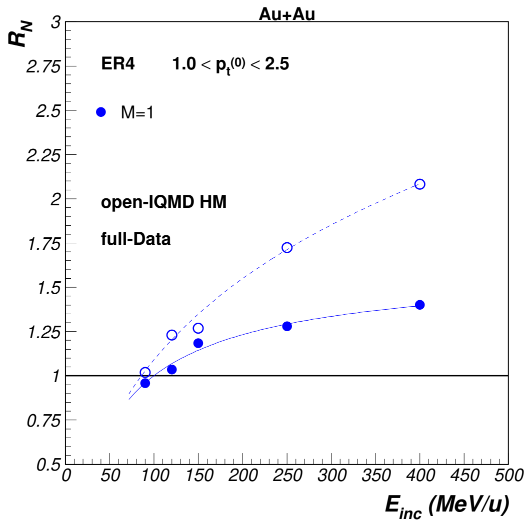


Figura 5.20.: *Funcţia de excitaţie pentru R_N pentru particulele cu M=1 din reacţia Au+Au, pentru domeniul ER4, datele experimentale şi IQMD HM.*

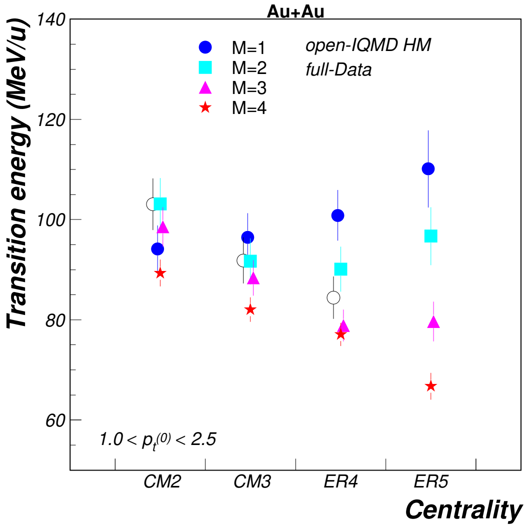


Figura 5.21.: *Energia de tranziţie ca funcţie de centralitate: compararea datelor experimentale cu predicţiile IQMD HM.*

Figura 5.20 prezintă funcţia de excitaţie pentru R$_N$ pentru particulele cu M=1 din reacţia Au+Au, pentru domeniul ER4 şi pentru domeniul de impuls transvers $1.0 < p_t^{(0)} < 2.5$ pentru datele experimentale şi pentru cele teoretice. Energia de tranziţie pentru acelaşi domeniu de impuls transvers este prezentată ca funcţie de centralitate în Figura 5.21, de asemenea pentru datele experimentale şi cele teoretice.

Valorile E_{tran} obţinute din model sunt destul de apropiate de cele experimentale, însă dependenţa de centralitate este total diferită de cea a datelor experimentale, fiind similară particulelor mai grele. Aici poate fi folosit din nou argumentul că protonii din

IQMD simt dinamica ciocnirii într-un mod similar cu particulele mai grele din experiment.

5.2.8. Dependenţa azimutală a spectrelor de energie

Ca şi în cazul datelor experimentale, spectrele de energie cinetică în centrul de masă au fost obţinute în sistemul de referinţă rotit cu unghiul de “flow”, pentru domeniul de unghi polar 80° $< \Theta_{cm} <$100°. Din nou, planul de reacţie este cel reconstruit, iar datele de model sunt filtrate şi golurile din dispozitivul experimental au fost umplute similar ca pentru datele experimentale. Valorile $< E_{kin}^{cm} >$ obţinute cu planul de reacţie reconstruit diferă de cele faţă de planul real mai ales la energiile de 90 şi 120 A·MeV.

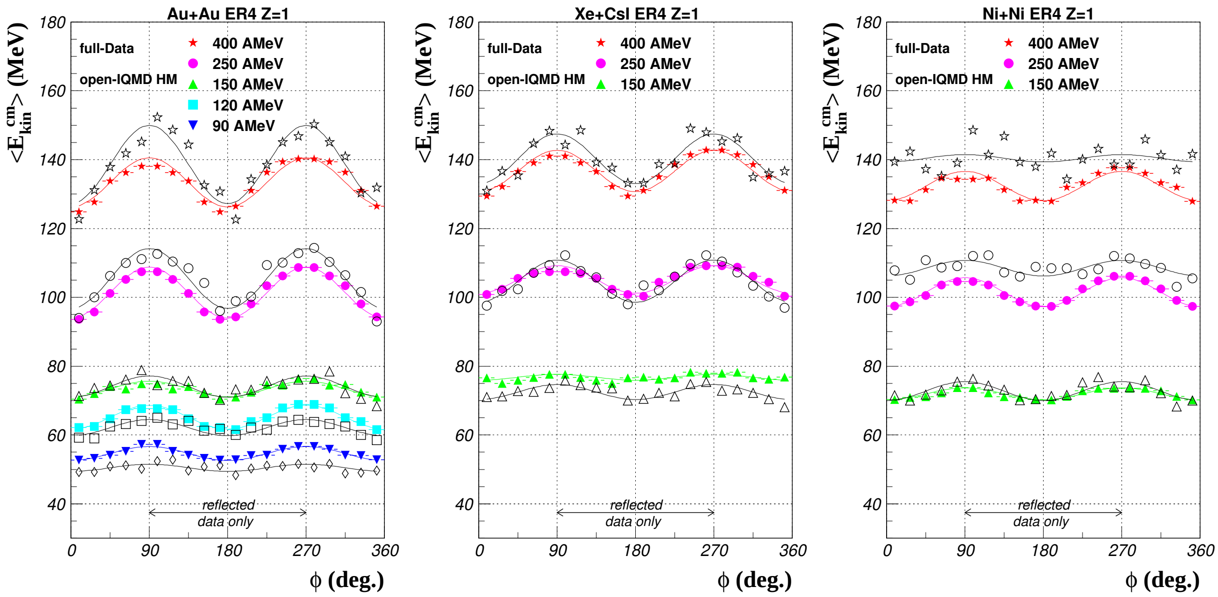


Figura 5.22.: *Dependenţa azimutală a energiei cinetice medii a particulelor cu Z=1 în domeniul de centralitate ER4 pentru Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni.*

Figura 5.22 prezintă dependenţa de unghiul azimutal a energiilor cinetice medii pentru particulele cu Z=1 pentru toate cele trei sisteme studiate, la toate energiile măsurate, pentru domeniul de parametri de impact ER4. Datele experimentale sunt reprezentate prin simboluri pline, iar cele obţinute cu IQMD HM prin simboluri goale. Modelul reproduce calitativ comportarea datelor experimentale, totuşi sunt diferenţe esenţiale, în special pentru energiile de 90 şi 120 A·MeV pentru Au+Au, dar şi pentru Xe+CsI şi Ni+Ni.

Figura 5.23 prezintă pentru Au+Au la energia de 250 A·MeV dependenţa azimutală a $< E_{kin}^{cm} >$ pentru IQMD HM, SM şi HM $\sigma_{NN} = 0.75\sigma_{free}$. Nici una din aceaste variante nu reproduce perfect datele experimentale.

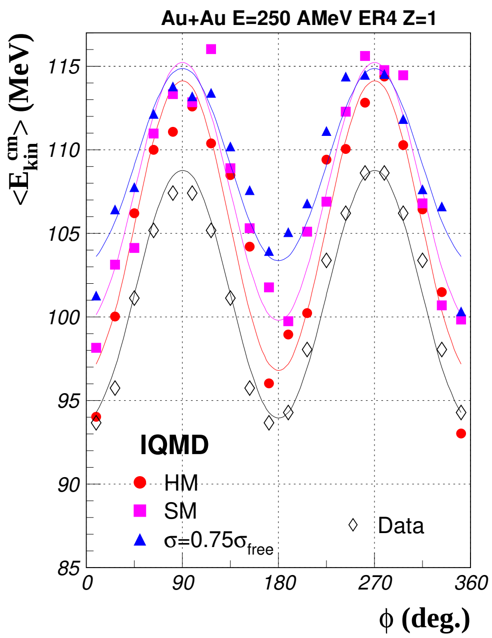


Figura 5.23.: *Dependenţa azimutală a energiei cinetice medii pentru Au+Au la energia de 250 A·MeV pentru IQMD HM, SM şi HM σ=0.75σ_{free}. Datele experimentale sunt reprezentate prin romburi.*

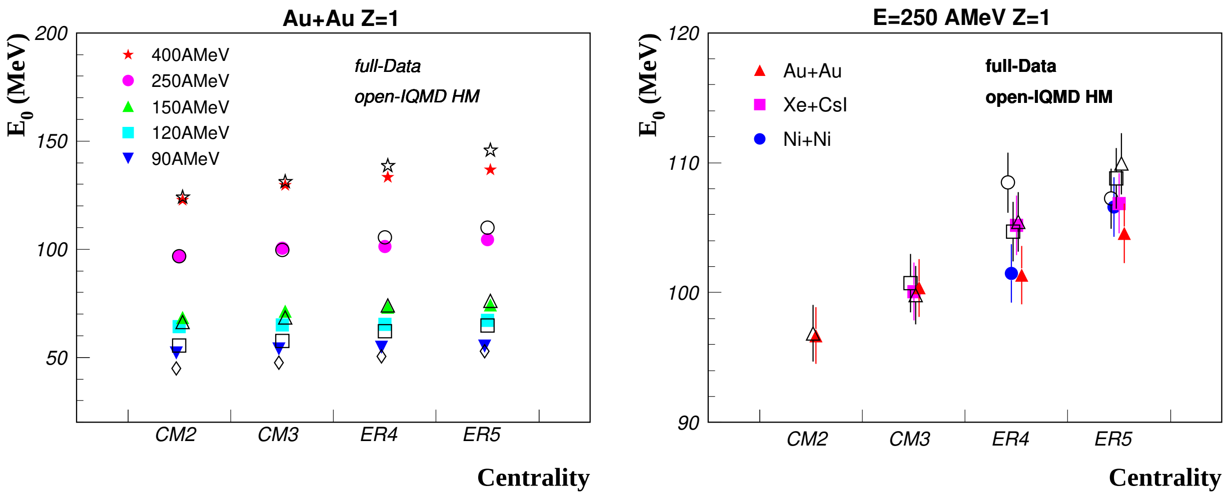


Figura 5.24.: *Dependenţa de centralitate a parametrilor E_0, pentru Au+Au la cele cinci energii măsurate şi ca funcţie de sistem pentru energia de 250 A·MeV.*

Rezultatele potrivirii datelor cu expresia 4.8, reprezentate prin curbele continue în Fig. 5.22, sunt rezumate ca funcţie de centralitate în Figura 5.24 pentru Au+Au la toate energiile măsurate şi pentru cele trei sisteme la energia de 250 A·MeV şi în Figura 5.25 pentru pentru cele trei sisteme la energiile de 150, 250 şi 400 A·MeV, pentru particulele cu Z=1.

Dependenţa de centralitate este din nou reprodusă de model, în principal pentru E_0 (cu excepţia energiilor mici), amplitudinea modulaţiei azimutale ΔE, fiind în general supraapreciată de model.

În ce priveşte comportarea ca funcţie de sistem, modelul arată din nou o

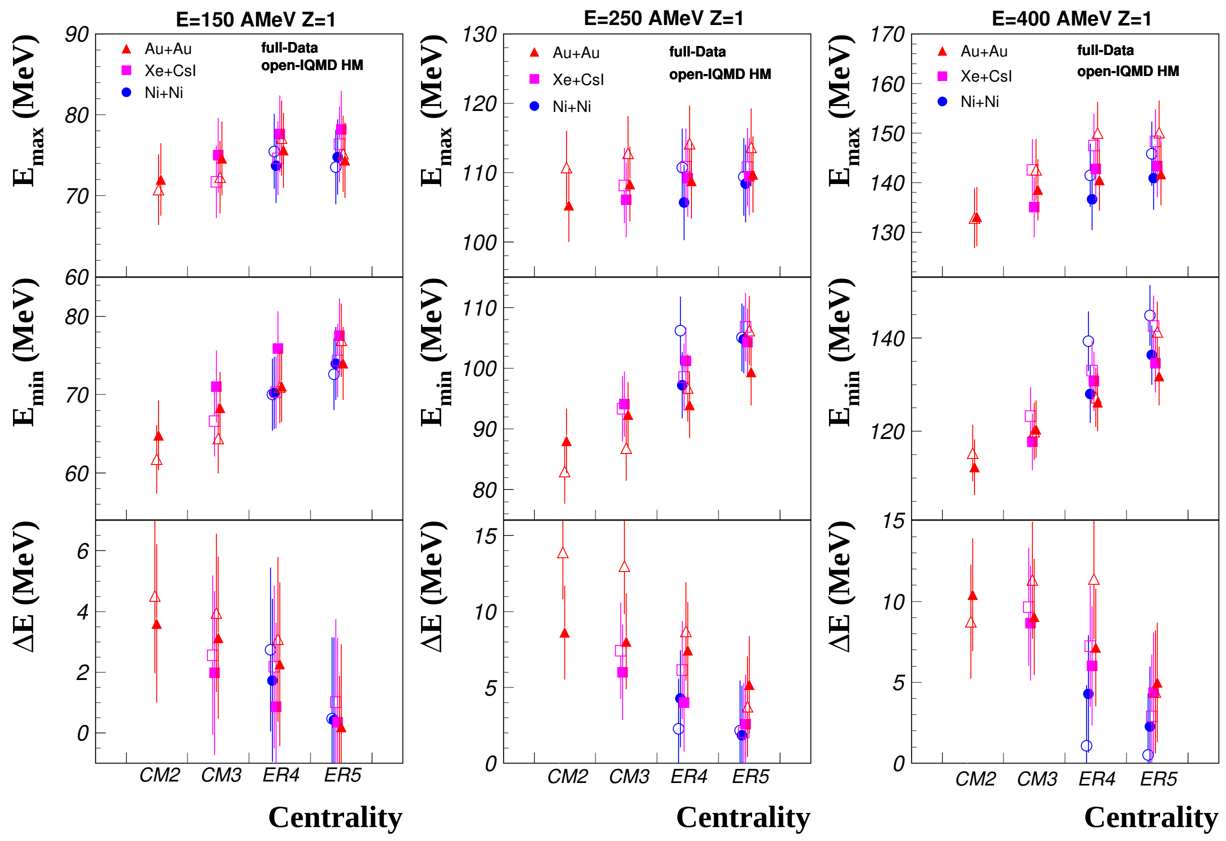


Figura 5.25.: *Dependenţa valorilor E_{max}, E_{min} şi ΔE de centralitate pentru particulele cu Z=1, pentru cele trei sisteme la energiile de 150, 250 şi 400 A·MeV.*

dependenţă mai pronunţată decât datele experimentale, mai ales pentru ΔE, fenomen similar celui văzut în studiul rapoartelor de "squeeze-out".

Fig. 5.25 prezintă şi dependenţa valorilor E_{max} şi E_{min} ($E_{max} = E_0 + \Delta E$, $E_{min} = E_0 - \Delta E$) de centralitate pentru cele trei sisteme. Modelul (simbolurile goale) reproduce satisfăcător datele experimentale, este totuşi surprinzător faptul că E_{max} are o foarte slabă depenţă de centralitate şi sistem, fiind departe de dependenţa similară pentru particulele cu Z=2 (Fig. 4.45, Capitolul 4, Secţiunea 4.3).

6. Concluzii şi perspective

În această lucrare am prezentat un studiu sistematic al datelor experimentale privitor la fenomenele colective în ciocnirile Au+Au, Xe+CsI şi Ni+Ni la energii între 90 şi 400 A·MeV (pentru energia de 400 A·MeV sistemul Ru+Ru a fost de asemenea studiat).

Pentru ciocnirile centrale au fost studiate expansiunea radială, forma sursei şi formarea fragmentelor complexe. Expansiunea radială a fost studiată analizând valorile medii ale energiilor cinetice în sistemul centrului de masă pentru două domenii ale unghiului polar. Graţie acoperirii geometrice complete, a fost posibilă evidenţierea de diferenţe pentru domeniul unghiurilor polare transverse faţă de domeniul 25-45° studiat în Faza I a detectorului FOPI, datorită transparenţei evidenţiată pentru sistemele mai uşoare.

Pentru ciocnirile semicentrale au fost studiate curgerea laterală în planul de reacţie şi energia de balanţă, distribuţiile azimutale (emisia preferenţială înafara planului de reacţie şi energia de tranziţie), precum şi expansiunea materiei participante în prezenţa materiei spectatoare.

Fenomenul de curgere laterală a fost investigat ca funcţie de tipul particulei şi centralitate. Acolo unde a fost posibil, rezultatele au fost comparate cu altele similare raportate în literatură, gasindu-se o concordanţă foarte bună. Au fost obţinute rezultate noi privitor la dependenţa de sistem a fenomenului, încercându-se explicarea acestora prin scalări propuse în literatură. S-a găsit că aceste scalări nu pot explica sistematic datele experimentale analizate în prezenta lucrare. Studiul funcţie de energia incidentă ne-a permis extragerea *energiei de balanţă* (ca funcţie de centralitate), obţinându-se rezultate noi sau confirmând unele deja existente.

Fenomenul de emisie înafara planului de reacţie a fost studiat ca funcţie de masa particulei, momentul transvers, centralitate şi energia incidentă pentru toate sistemele amintite. Dependenţa de sistem a fenomenului este prezentă pentru particule mai grele. La energiile mai mici s-a pus în evidenţă tranziţia spre o emisie preferenţială în planul de reacţie, studiindu-se *energia de tranziţie* ca funcţie de momentul transvers, şi centralitate pentru particulele cu M=1–7 din reacţia Au+Au. Pentru sistemele Xe+CsI şi Ni+Ni energia de tranziţie s-a obţinut pentru particulele uşoare deoarece extrapolarea la energii mai mici de 150 A·MeV nu a fost posibilă pentru particule mai grele (M>2).

Expansiunea materiei participante în ciocniri semicentrale a fost studiată ca funcţie de centralitate, energia incidentă şi sistem. Posibilitatea de a varia dimensiunile zonei participante şi a celei spectatoare a dus la obţinerea unor rezultate noi, care ne-au permis evidenţierea rolului umbririi produse de materia spectatoare, precum şi a formei materiei participante în expansiune.

Compararea datelor experimentale cu modelul RFM s-a făcut referitor la expansiunea radială şi formarea fragmentelor complexe. Pentru energia de 250 A·MeV acest model reproduce foarte bine datele experimentale şi ne permite înţelegerea dinamicii producerii fragmentelor complexe.

Comparaţia cu modelul IQMD s-a făcut pentru toate fenomenele prezentate mai sus. Pentru prezenta analiză s-a pus accent pe compararea datelor experimentale cu modelul IQMD mai ales ca funcţie de energie, centralitate şi sistem. Sub toate aceste aspecte modelul IQMD reproduce datele experimentale pentru ecuaţia de stare HM, însă doar calitativ, iar la energiile mai mici de 150 A·MeV s-au constatat chiar discrepanţe majore. Dat fiind că acordul cu datele experimentale pentru “Hard EoS”+MDI este relativ consistent (în sensul că este rezonabil pentru toate fenomenele studiate), iar alte parametrizări se îndepărtează de valorile experimentale, concluzia este că HM este varianta cea mai potrivită pentru reproducerea datelor experimentale.

O atenţia specială a fost acordată dispozitivului experimental, precum şi calibrării datelor experimentale (mai ales privitor la CDC). Compararea sistematică a rezultatelor de curgere laterală şi de “squeeze-out” a fost posibilă prin aplicarea unei metode noi de corecţie a datelor pentru imprecizia în determinarea planului de reacţie.

Rezultatele prezentate pun în evidenţă necesitatea de a avea măsurători cât mai complete, pentru a avea o descriere experimentală care să permită înţelegerea fenomenelor complexe produse în ciocnirile ionilor grei la aceste energii. Din punct de vedere experimental este evidentă necesitatea detectorilor 4π, iar corelaţiile dintre diverse observabile, ca şi comparaţia cu modele sunt de asemenea necesare pentru a permite o înţelegere cât mai completă şi extragerea unor mărimi ce caracterizează aceste fenomene (ecuaţia de stare a materiei nucleare, secţiuni ”in-medium”, dimensiuni spaţiale şi scale de timp ale proceselor). Valorile acestor mărimi pot să depindă de masa sistemului (de fapt a nucleonilor implicaţi în zona participantă şi în cea spectatoare), de dinamica expansiunii, de efectele coulombiene sau ale momentului unghiular.

Prezenta analiză a evidenţiat clar necesitatea măsurării particulelor grele, dat fiind că nucleonii provin într-o proporţie foarte mare din procese de preechilibru şi secvenţiale.

Deşi un model simplu [23] sau chiar imagini intuitive pot furniza o descriere realistă a fenomenului de expansiune, bogăţia datelor experimentale va stimula aplicarea unor modele care să plece de la principiile fundamentale ale mecanicii cuantice.

Cât priveşte modelele existente (şi este vorba aici de modelul QMD), este evidentă necesitatea unei statistici foarte bune, care să permită compararea cu datele experimentale a fragmentelor grele.

Extinderea unei asemenea analize pentru un interval energetic mai larg (în particular, la energiile AGS (11.7 GeV/n) există predicţii teoretice că emisia este din nou preferenţial în planul de reacţie, de data aceasta ca efect a presiunii dezvoltată în prima fază a reacţiei [200]) şi pentru sisteme de alte dimensiuni sau care să prezinte o variaţie sensibilă a izospinului (date deja măsurate de colaborarea FOPI şi în curs de analiză) poate să aducă noi constrângeri experimentale. De asemenea, studiul sistemelor asimetrice poate de asemenea să reveleze detalii importante asupra fenomenelor colective.

Noi sisteme de detecţie, aflate în prezent în construcţie, vor permite extinderea măsurătorilor complete la energii mai mici pentru sisteme grele precum Au+Au, ce vor aduce date noi asupra regimului de tranziţie de la fenomene esenţialmente binare la cele în care materia nucleară este puternic comprimată şi încălzită.

A. Anexe

A.1. Formula Bethe-Bloch

Pentru proiectarea şi calibrarea detectorilor este necesară cunoaşterea pierderilor de energie a particulelor încărcate în diverse medii. Pierderea de energie pe unitate de parcurs este dată de formula Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left[ln\frac{2m_e c^2\gamma^2\beta^2 W_{max}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z}\right] \tag{A.1}$$

unde:

N_A = 6.022$\times$10^{23}mol^{-1} – numărul lui Avogadro
$m_e c^2 \approx$ 0.511 MeV – masa de repaos a electronului
$r_e \approx$ 2.818 fm – raza clasică a electronului
I – potenţialul mediu de excitaţie
Z – numărul atomic al materialului absorbant
A – numărul de masă al materialului absorbant
ρ – densitatea materialului absorbant
z – sarcina particulei incidente
$\beta = v/c$ viteza particulei incidente
$\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$
δ – corecţia de densitate
C – corecţia de pături
W_{max} – energia maximă transferată într-o singură ciocnire

Pentru o prezentare generală a subiectului, vezi Ref. [102].

A.2. Cinematică relativistă

Pentru ciocnirea a două particule de mase m_1 şi m_2, energia totală în centrul de masă poate fi exprimată în forma invariantă Lorentz:

$$E_{cm} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 + (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2E_1E_2(1 - \beta_1\beta_2\cos\theta)} \tag{A.2}$$

în care θ este unghiul de incidenţă a celor două particule.

În sistemul de referinţă în care particula de masă m_2 este în repaos (ţintă), avem:

$$E_{cm} = \sqrt{m_1^2 + 2E_b m_2 + m_2^2} \tag{A.3}$$

unde E_b este energia totală a particulei de masă m_1 (fascicul): $E_b = \sqrt{p_b^2 + m_1^2}$.

Viteza în laborator a centrului de masă este:

$$\beta_{CM} = \mathbf{p}_{lab}/(E_b + m_2) \tag{A.4}$$

iar impulsul în centrul de masă este:

$$p_{cm} = p_b \frac{m_2}{E_{cm}} \tag{A.5}$$

Rapiditatea centrului de masă este, pentru sisteme simetrice, jumătate din rapiditatea proiectilului, ceea ce face ca zona participanţilor să fie numită generic “zona mid-rapidităţii”. Pentru proiectil (p) şi ţintă (t) avem relaţiile:

$$y_b^{cm} = y_b - y_{CM} = y_b/2, \qquad y_b^{(0)} = y_b^{cm}/y_b^{cm} = 1 \tag{A.6}$$

$$y_t^{cm} = y_t - y_{CM} = -y_b/2, \qquad y_t^{(0)} = y_t^{cm}/y_b^{cm} = -1 \tag{A.7}$$

Energia şi impulsul unei particule pot fi scrise ca funcţie de rapiditate:

$$E = m_T \cosh y, \qquad p_z = m_T \sinh y, \qquad m_T = \sqrt{m^2 + p_x^2 + p_y^2} \tag{A.8}$$

A.3. Corecţia datorită impreciziei planului de reacţie

Datorită faptului că în experiment planul de reacţie este necunoscut, iar calcularea acestuia este afectată de erori, este necesară o corecţie a mărimilor care se determină referitor la planul de reacţie, care să ţină seama de erorile acestuia. Distribuţiile azimutale (faţă de planul de reacţie real) normate sunt exprimate ca serii Fourier:

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{1}{2\pi}\left(1 + 2\sum_{n\geq 1} c_n \cos n\phi\right) \tag{A.9}$$

în care $c_n = \langle \cos n\phi \rangle$. De obicei, sumarea este trunchiată la ordinul 2 (ordinul 1 fiind asociat emisiei în planul de reacţie, iar ordinul 2 emisiei înafara planului de reacţie).

Presupunând că planul de reacţie calculat diferă de cel real cu $\Delta\phi$ (ce are o anumită distribuţie pentru o clasă de evenimente), unghiul azimutal măsurat va fi $\psi = \phi - \Delta\phi$, iar coeficientul Fourier experimental (dedus din fitul distribuţiei experimentale) va fi:

$$\langle \cos n\psi \rangle = \langle \cos n\phi \rangle \langle \cos n\Delta\phi \rangle \tag{A.10}$$

Problema se reduce deci la estimarea factorul de corecţie $\langle \cos n\Delta\phi \rangle$ pentru a avea coeficienţii Fourier reali.

Metoda standard folosită până acum a fost propusă de Danielewicz şi Odyniec [109] şi consideră că $\Delta\phi$ este jumătatea diferenţei unghiurilor azimutale ce caracterizează cele două plane de reacţie determinate pentru două subevenimente rezultate din împărţirea aleatoare a numărului de particule dintr-un eveniment – Φ_{12}, vezi Capitolul 4, Secţiunea 4.1.

Recent, o noua metodă a fost propusă de Ollitrault [110]. Plecând de la ipoteza că fluctuaţiile planului de reacţie determinat experimental sunt izotrope şi gaussiene, factorul de corecţie are o expresie analitică:

$$\langle \cos n\Delta\phi \rangle = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\chi \mathrm{e}^{-\chi^2/2}\left[I_{\frac{n-1}{2}}\left(\frac{\chi^2}{2}\right) + I_{\frac{n+1}{2}}\left(\frac{\chi^2}{2}\right)\right] \tag{A.11}$$

în care I_k sunt funcţiile Bessel modificate de ordin k.

Variaţia $\langle \cos n\Delta\phi \rangle$ ca funcţie de χ este reprezentată în Figura A.1 (Fig. 3 din Ref. [110]), pentru n=1,2. χ este un parametru ce poate fi obţinut din fitul distribuţiei unghiului relativ dintre planele de reacţie determinate cu cele două sub-evenimente, $\Delta\phi_R = |\Delta\phi_I - \Delta\phi_{II}|$:

$$\frac{dN}{d\Delta\phi_R} = \frac{\mathrm{e}^{-\chi^2/2}}{2}\left\{\frac{2}{\pi}(1+\chi^2/2) + z[I_0(z) + \mathbf{L}_0(z)] + \chi^2/2[I_1(z) + \mathbf{L}_1(z)]\right\} \tag{A.12}$$

distribuţie normată la unu pentru intervalul 0–π, iar $z = \chi^2/2\cos\Delta\phi_R$.
$\mathbf{L}_0$ şi $\mathbf{L}_1$ sunt funcţiile Struve modificate, reprezentate în Figura A.2 folosind

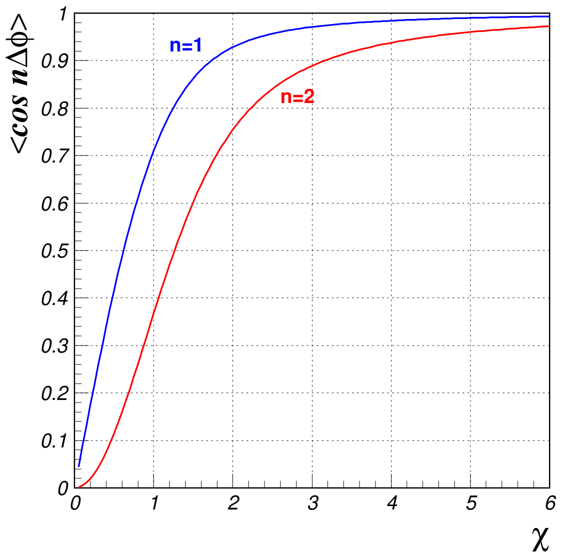


Figura A.1.: *Dependenţa corecţiei de χ.*

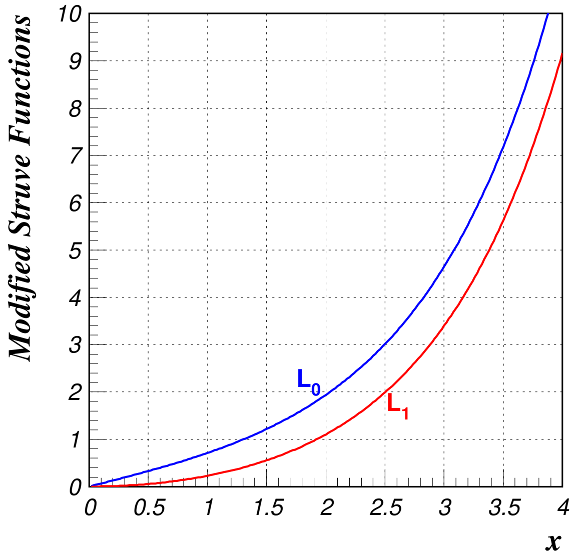


Figura A.2.: *Funcţiile Struve modificate.*

reprezentarea integrală [199]:

$$\mathbf{L}_\nu(x) = \frac{2(x/2)^\nu}{\sqrt{\pi}\Gamma(\nu+\frac{1}{2})} \int_0^{\pi/2} \sinh(x\cos\theta)\sin^{2\nu}\theta d\theta \tag{A.13}$$

Un exemplu de fit cu formula A.12 este prezentat în Fig. 5.9, Capitolul 5, Secţiunea 5.2.

De asemenea, parametrul χ mai poate fi obţinut din măsurarea mediei cosinusului unghiului $\Delta\phi_R$ (vezi Fig. 5.9):

$$\langle\cos\Delta\phi_R\rangle = \frac{\pi}{8}\chi^2 \mathrm{e}^{-\chi^2/2}\left[I_0\left(\chi^2/4\right) + I_1\left(\chi^2/4\right)\right]^2 \tag{A.14}$$

Cele două moduri de a obţine χ dau, bineînţeles, acelaşi rezultat, pentru simplitate utilizându-se vaoarea lui $\langle\cos\Delta\phi_R\rangle$.

Din combinarea ecuaţiilor A.11 şi A.14, rezultă corecţia pentru o valoare dată a lui $\langle\cos\Delta\phi_R\rangle$, dependenţă reprezentată în Fig. 4.4, Capitolul 4, Secţiunea 4.1.

Lista figurilor

Lista tabelelor

Bibliografie

[1] H.A. Bethe et al., *Nucl. Phys.* A **324**, 487 (1979)

[2] M. Petrovici et al., *Z. Phys.* A **354**, 12 (1996)

[3] G. F. Chapline et al., *Phys. Rev.* D **8**, 4302 (1973)

[4] W. Scheid et al., *Phys. Rev. Lett.* **32**, 741 (1974)

[5] J.P. Bondorf et al., *Nucl. Phys.* A **296**, 320 (1978)

[6] H. Stöcker et al., *Phys. Rev. Lett.* **44**, 725 (1980)

[7] R. Stock, *Phys. Rep.* **135**, 259 (1986)

[8] H. H. Gutbrod et al., *Rep. on Progr. in Phys.* **52**, 1267 (1989)

[9] M. Demoulins et al., *Phys. Lett.* B **241**, 476 (1990)

[10] R.E. Renfordt et al., *Phys. Rev. Lett.* **53**, 763 (1984)

[11] H.A. Gustafsson et al., *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1590 (1984)

[12] J.J. Molitoris and H. Stöcker, *Phys. Lett.* B **162**, 47 (1985)

[13] G.M. Welke et al., *Phys. Rev.* C **38**, 2101 (1988)

[14] J. Ritman, FOPI Collaboration, *Z. Phys.* A **352**, 355 (1995)

[15] N. Herrmann, FOPI Collaboration, *Nucl. Phys.* A **610**, 49c (1996)

[16] D. Pelte, FOPI Collaboration, *Z. Phys.* A **357**, 215 (1997), *ibid*, **359**, 55 (1997)

[17] C.M. Ko and G.Q. Li, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **22**, 1673 (1996)

[18] J. Harris and B. Müller, *hep-ph/9602235* (1996)

[19] A. Gobbi, FOPI Collaboration, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* A **324**, 156 (1993)

[20] J.P. Alard, FOPI Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 889 (1992)

[21] N. Herrmann, FOPI Collaboration, *Nucl. Phys.* A **553**, 739c (1993)

[22] S.C. Jeong, FOPI Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3468 (1994)

[23] M. Petrovici, FOPI Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 5001 (1995)

[24] J. Ritman, FOPI Collaboration, *Nucl. Phys.* B (Proc. Suppl.) **44**, 708 (1995)

[25] FOPI Collaboration, *GSI Nachrichten* **1** / 1997, pag. 6

[26] B.M. Waldhauser et al., *Phys. Rev.* C **38**, 1003 (1988)

[27] E. Baron et al., *Phys. Rev. Lett.* **55**, 126 (1985)

[28] J.P. Blaizot et al., *Nucl. Phys.* A **265**, 315 (1976)

[29] M. Brack et al., *Phys. Rep.* **123**, 275 (1985)

[30] G. Sauer et al., *Nucl. Phys.* A **264**, 221 (1976)

[31] B. Friedman and V.R. Pandharipande, *Nucl. Phys.* A **361**, 502 (1981)

[32] G.Q. Li and R. Machleidt, *Phys. Rev.* C **48**, 1702 (1993)

[33] E. Suraud, *Ann. Phys. Fr.* **21**, 461 (1996)

[34] L. Csernai, *Introduction to Relativistic Heavy Ion Collisions*, John Wiley & Sons, New York, 1994

[35] S. Das Gupta and A.Z. Mekjian, *Phys. Rep.* **72**, 131 (1981)

[36] W. Reisdorf and H.G. Ritter, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sc.* **47**, 663 (1997)

[37] D.R. Bowman et al., *Phys. Rev.* C **46**, 1834 (1992)

[38] A. Schüttauf et al., *Nucl. Phys.* A **607**, 457 (1996)

[39] J. Pochodzalla et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1040 (1995)

[40] Y-G. Ma, et al., *Phys. Lett.* B **390**, 41 (1997)

[41] J. Péter et al., Ref. [188], pag. 108

[42] L. Moretto and Wozniak, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sc.* **43**, 379 (1993)

[43] W. Trautmann, *nucl-ex/9611002* (1996)

[44] K.G.R. Doss et al., *Mod. Phys. Lett.* **A3**, 849 (1988)

[45] W.R. Leo, *Techniques for Particle and Nuclear Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin, 1987

[46] R. Stock, in: Heavy Ion Collisions, ed R. Bock (North-Holland, Amsterdam, New York, Oxford, 1979) vol. I, p. 607

[47] A. Baden et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **203**, 189 (1982)

[48] G. Charpak and F. Sauli, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sc.* **34**, 285 (1984)

[49] J. P. Alard et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* A **261**, 379 (1987)

[50] D. Drain et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* A **281**, 528 (1989)

[51] R. T. De Souza et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* A **295**, 109 (1990)

[52] J. Pouthas et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* A **357**, 418 (1995)

[53] S. Nagamiya, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sc.* **34**, 155 (1984)

[54] K.-H. Kampert, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **15**, 691 (1989)

[55] A. Pagano, *ibid.* Ref. [188], pag.129

[56] J. Schukraft, *ibid.* Ref. [188], pag.398

[57] J.W. Negele, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 912 (1982)

[58] J. Cugnon et al., *Nucl. Phys.* A **620**, 475 (1997)

[59] H. Stöcker and W. Greiner, *Phys. Rep.* **137**, 277 (1986)

[60] R. B. Clare and D. Strottman, *Phys. Rep.* **141**, 177 (1986)

[61] W. Schmidt et al, *Phys. Rev.* C **47**, 2782 (1993)

[62] M. I. Sobel et al., *Nucl. Phys.* A **251**, 502 (1975)

[63] P.J. Siemens et al., *Phys. Rev. Lett.* **42**, 880 (1979)

[64] B. Schürmann et al., *Phys. Rep.* **147**, 1 (1987)

[65] C. Grégoire et al., *Nucl. Phys.* A **465**, 317 (1987)

[66] G. Bertsch and S. Das Gupta, *Phys. Rep.* **160**, 233 (1988)

[67] W. Cassing et al.,*Phys. Rep.* **188**, 363 (1990)

[68] B. Blättel et al., *Rep. on Progr. in Phys.* **56**, 1 (1993)

[69] A. Bonasera et al., *Phys. Rep.* **243**, 1 (1994)

[70] C. Fuchs and H.H. Wolter, *Nucl. Phys.* A **589**, 732 (1995)

[71] P. Danielewicz et al., *Nucl. Phys.* A **533**, 112 (1991)

[72] P. Danielewicz and Q. Pan, *Phys. Rev.* C **46**, 2002 (1992)

[73] P. Danielewicz, *Phys. Rev.* C **51**, 716 (1995)

[74] J. Aichelin and H. Stöcker, *Phys. Lett.* B **176**, 14 (1986)

[75] C. Hartnack et al., *Nucl. Phys.* A **495**, 303c (1989)

[76] J. Aichelin, *Phys. Rep.* **202**, 233 (1991)

[77] G. Peilert et al., *Rep. on Progr. in Phys.* **57**, 533 (1994)

[78] C. Hartnack et al., *Rapport Interne* SUBATECH 96-13 (1996)

[79] H. Feldmeier, *Nucl. Phys.* A **515**, 147 (1990)

[80] A. Ono et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2898 (1992)

[81] H. Feldmeier and J. Schnack, *GSI Preprint* **97-16** (1997)

[82] G. Fai et al., *Comput. Phys. Comm.* **42**, 385 (1986)

[83] J. Randrup et al., *Comput. Phys. Comm.* **77**, 153 (1993)

[84] D. Hahn and H. Stöcker, *Nucl. Phys.* A **476**, 718 (1988)

[85] D. H. E. Gross, *Rep. on Progr. in Phys.* **53**, 605 (1990)

[86] J.P. Bondorf et al., *Phys. Rep.* **257**, 133 (1995)

[87] K. Sneppen and L. Vinet, *Nucl. Phys.* A **480**, 342 (1988)

[88] B. Heide and H.W.Barz, *Phys. Lett.* B **337**, 53 (1994)

[89] B. Heide and H.W.Barz, *Nucl. Phys.* A **588**, 918 (1995)

[90] J. Konopka et al., Hirschegg ’94, pag. 218

[91] S.F. Biaggi, *Nucl. Instr. and Meth.* A **283**, 716 (1989) and *http://consult.cern.ch/writeups/garfield/main.html*

[92] D. Schüll, *private communication*

[93] D. G. Kassel and H. Kowalski, *Nucl. Instr. and Meth.* **185**, 235 (1981)

[94] J. Poitou, *Nucl. Instr. and Meth.* **217**, 373 (1983)

[95] R. Frühwirth, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* A **262**, 444 (1987)

[96] Y. Noguchi and A. Ono, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* A **253**, 27 (1986)

[97] M. Hansroul et al., *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.* A **270**, 498 (1988)

[98] M. Gyulassy and M. Harlander *Comput. Phys. Comm.* **66**, 31 (1991)

[99] C. Pinkenburg, *PhD Thesis*, Univ. of Frankfurt, 1995

[100] D. Best, *PhD Thesis*, Univ. of Heidelberg, 1996

[101] N. Herrmann, *private communication*

[102] S.P. Ahlen, *Rev. Mod. Phys.* **52**, 121 (1980)

[103] PAW - Physics Analysis Workstation, *CERN Program Library* Q121, 1995

[104] KUIP - Kit for a User Interface Package, *CERN Program Library* I101, 1993

[105] HBOOK - Statistical Analysis and Histogramming, *CERN Program Library* Y250, 1993

[106] HPLOT - User's Guide, *CERN Program Library* Y251, 1993

[107] HIGZ - High level Interface to Graphics and Zebra, *CERN Program Library* Q120, 1993

[108] The ZEBRA System, *CERN Program Library* Q100, Q101, 1995

[109] P. Danielewicz and G. Odyniec, *Phys. Lett.* B **157**, 146 (1985)

[110] J.-Y. Ollitrault, *nucl-ex/9711003* (1997)

[111] C. Roy, FOPI Collaboration, *Z. Phys.* A **358**, 73 (1997)

[112] H.W. Barz et al., *Nucl. Phys.* A **531**, 453 (1991)

[113] W. Bauer et al., *Phys. Rev.* C **47**, R1838 (1993)

[114] D. Heuer et al., *Phys. Rev.* C **50**, 1943 (1994)

[115] W.C. Hsi et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3367 (1994)

[116] M.A. Lisa et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2662 (1995)

[117] R. Kotte, FOPI Collaboration, *Phys. Rev.* C **51**, 2686 (1995)

[118] G. Poggi, FOPI Collaboration, *Nucl. Phys.* A **586**, 755 (1995)

[119] R. Pak et al., *Phys. Rev.* C **54**, 1681 (1996)

[120] S.C. Jeong et al., *Nucl. Phys.* A **604**, 208 (1996)

[121] N. Marie et al., *Phys. Lett.* B **391**, 15 (1997)

[122] B. Borderie, Preprint IPN Orsay (1997)

[123] J. Konopka et al., Bormio '95, pag. 336

[124] R. Donagelo and S.R. Souza, *Phys. Rev.* C **52**, 326 (1995)

[125] Z. Xianghua and G.Lingxiao, *Z. Phys.* A **354**, 317 (1996)

[126] R. Bougault et al., *Nouvelles du GANIL, No. 58, June 1996*

[127] C.J. Pethick and D.G. Ravenhall, *Nucl. Phys.* A **471**, 19c (1987)

[128] C. Dorso and J. Randrup, *Phys. Lett.* B **301**, 328 (1993)

[129] J. Randrup, *Nucl. Phys.* A **574**, 133c (1994)

[130] J.P. Bondorf et al., *Phys. Lett.* B **359**, 261 (1995)

[131] P.-B. Gossiaux et al., *Phys. Rev.* C **51**, 3357 (1995)

[132] R.K. Puri et al., *Phys. Rev.* C **54**, R28 (1996)

[133] A. Ohnishi and J. Randrup, *Phys. Lett.* B **394**, 260 (1997)

[134] L.P. Csernai and J. Kapusta, *Phys. Rep.* **131**, 223 (1986)

[135] K.G.R. Doss et al., *Phys. Rev. Lett.* **57**, 302 (1986)

[136] D. Beavis et al., *Phys. Rev.* C **33**, 1113 (1986)

[137] J. Gosset et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1251 (1989)

[138] W.M. Zhang et al., *Phys. Rev.* C **42**, R491 (1990)

[139] J. Gosset et al., *Phys. Lett.* B **247**, 233 (1990)

[140] T. Wienold, FOPI Collaboration, *Preprint* GSI-94-74 (1994)

[141] V. Ramillien, FOPI Collaboration, *Nucl. Phys.* A **587**, 802 (1995)

[142] M.D. Partlan et al.(EOS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2100 (1996)

[143] C. Pinkenburg, FOPI Collaboration, *Acta Phys. Pol.* B **27**, 243 (1996)

[144] M.J. Huang et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3739 (1996)

[145] P. Crochet, *PhD Thesis*, Univ. de Strasbourg, CRN 96-09

[146] W. Reisdorf, FOPI Collaboration, *Nucl. Phys.* A **612**, 493 (1997)

[147] R. Pak et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1022 (1997)

[148] J. Chance et al.(EOS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2535 (1997)

[149] P. Crochet, FOPI Collaboration, *Nucl. Phys.* A **624**, 725 (1997)

[150] A. Gobbi, FOPI Collaboration, *Nucl. Phys.* A **583**, 499c (1995)

[151] A. Bonasera et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 630 (1987)

[152] G.F. Bertsch et al., *Phys. Lett.* B **189**, 384 (1987)

[153] A. Lang et al., *Z. Phys.* A **340**, 287 (1991)

[154] J. Jaenicke et al., *Nucl. Phys.* A **536**, 201 (1992)

[155] A. Ono et al., *Phys. Rev.* C **48**, 2946 (1993)

[156] A. Insolia et al., *Phys. Lett.* B **334**, 12 (1994)

[157] G.Q. Li et al., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 235 (1995)

[158] C. Fuchs et al., *Phys. Lett.* B **381**, 23 (1996)

[159] G. Wolschin et al., *Nucl. Phys.* A **316**, 146 (1979)

[160] W.U. Schröder CRIS – 1^{st} *Catania Relativistic Ion Studies*, ed. S. Costa et al., World Scientific, 1996, pag. 118

[161] D. Krofcheck et al., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2028 (1989)

[162] C. A. Ogilvie et al., *Phys. Rev.* C **42**, R10 (1990)

[163] G.D. Westfall et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1986 (1993)

[164] D. Krofcheck et al., *Phys. Rev.* C **46**, 1916 (1992)

[165] R. Pak et al., *Phys. Rev.* C **53**, R1469 (1996)

[166] R. Pak et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1026 (1997)

[167] H.M. Xu, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2769 (1991)

[168] V. de la Mota et al., *Phys. Rev.* C **46**, 677 (1992)

[169] D. Klakow et al., *Phys. Rev.* C **48**, 1982 (1993)

[170] B.A Li, *Phys. Rev.* C **48**, 2415 (1993)

[171] H. Zhou et al., *Phys. Lett.* B **318**, 19 (1993)

[172] S. Soff et al., *Phys. Rev.* C **51**, 3256 (1995)

[173] H.H. Gutbrod et al., *Phys. Lett.* B **216**, 267 (1989)

[174] H.H. Gutbrod et al., *Phys. Rev.* C **42**, 640 (1990)

[175] S. Wang et al., *Phys. Rev.* C **44**, 1091 (1991)

[176] L.B. Venema et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 835 (1993)

[177] Y. Leifels et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 963 (1993)

[178] M. Elasaar et al., *Phys. Rev.* C **49**, R10 (1994)

[179] L. Bravina et al., *Phys. Rev.* C **50**, 2161 (1994)

[180] R. Popescu et al., *Phys. Lett.* B **331**, 285 (1994)

[181] D. Lambrecht et al., *Z. Phys.* A **350**, 115 (1994)

[182] W.K. Wilson et al., *Phys. Rev.* C **51**, 3136 (1995)

[183] A. Buţă, M. Petrovici et al., GSI Rep. 95-1 (1995) 57

[184] A. Buţă et al., *Nucl. Phys.* A **584**, 397 (1995)

[185] D. Brill et al., *Z. Phys.* A **355**, 61 (1996)

[186] M.B. Tsang et al., *Phys. Rev.* C **53**, 1959 (1996)

[187] S. Wang et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3911 (1996)

[188] A. Andronic, FOPI Collaboration, *Proc. of International Research Workshop on Heavy Ion Physics at Low, Intermediate and Relativistic Energies using 4π Detectors*, ed. M. Petrovici et al., World Scientific, 1997, pag. 209

[189] M. Petrovici, FOPI Collaboration, *ibid.*, pag. 216

[190] N. Bastid, FOPI Collaboration, *Nucl. Phys.* A **622**, 573 (1997)

[191] P. Crochet, FOPI Collaboration, *Nucl. Phys.* A **627**, 522 (1997)

[192] S.M. Kiselev, *Phys. Lett.* B **265**, 229 (1991)

[193] C. Hartnack et al., *Phys. Lett.* B **336**, 131 (1994)

[194] C. Hartnack et al., *Mod. Phys. Lett.* **9**, 1151 (1994)

[195] S.M. Kiselev, *Nucl. Phys.* A **579**, 643 (1994)

[196] S. Bass et al., *Z. Phys.* A **352**, 171 (1995)

[197] G.Q. Li et al., *Phys. Lett.* B **381**, 17 (1996)

[198] C. Kuhn, FOPI Collaboration, *Phys. Rev.* C **48**, 1232 (1993)

[199] Abramowitz and Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*

[200] H. Sorge, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2309 (1997)

Mulţumiri

- Conducătorului de doctorat, Dr. M. Petrovici, pentru răbdarea şi spiritul pedagogic manifestate în cursul anilor şi mai ales pentru motivaţia, îndrumarea şi sprijinul real acordate în toate etapele elaborării acestei lucrări. De asemenea, pentru atmosfera colegială, în care munca e, de cele mai multe ori, şi o plăcere.

- Membrilor grupului DRACULA: Dr. I. Berceanu, Dr. A. Buţă, M. Duma, Dr. I.C. Legrand, D. Moisă, A. Pop, Dr. V. Simion, G. Stoicea pentru ajutorul şi climatul de care am beneficiat din momentul în care am devenit colegi.

- Dr. N. Herrmann pentru îndrumarea colegială cu care m-a onorat permanent, Dr. K. D. Hildenbrand, Dr. A. Gobbi, Dr. W. Reisdorf, Dr. Y. Leifels, Dr. P. Crochet, Dr. J. Ritman, Dr. Ch. Pinkenburg pentru nenumăratele discuţii legate de aspectele tehnice şi cele de fizică din această lucrare şi pentru tot sprijinul acordat în perioadele petrecute la GSI.

- Prof. Dr. D. Pelte pentru multele discuţii şi sugestiile din ele, precum şi pentru ospitalitatea de la Heidelberg.

- Colegilor de birou de la GSI: A. Devismes, K. Wisniewski, R. Kutsche, T. Kress, pentru întrebări şi pentru atmosferă.

- Pentru contribuţii mai mult sau mai puţin directe, tuturor membrilor
  Colaborării FOPI: J. P. Alard, A. Amouroux, Z. Basrak, N. Bastid, I.M. Belyaev, L. Berger, D. Best, J. Biegansky, S. Boussange, A. Buţă, R. Caplar, N. Cindro, J.P. Coffin, P. Crochet, R. Dona, P. Dupieux, M. Dzelalija, J. Erö, M. Eskef, P.Fintz, Z. Fodor, L. Fraysse, A. Genoux – Lubain, A. Gobbi, G. Goebels, E. Häfele, N. Herrmann, K.D. Hildenbrand, S. Hölbling, B. Hong, A. Houari, F. Jundt, J. Kécskemeti, M. Kirejczyk, Y. Korchangin, M. Korolija, R. Kotte, C. Kuhn, Y. Leifels, I. Legrand, A. Lebedev, V. Manko, H. Merlitz, G. Mgebrishvili, J. Mösner, S. Mohren, D. Moisă, W. Neubert, D. Pelte, M. Petrovici, C. Pinkenburg, P. Pras, F. Rami, V. Ramillien, J. Ritman, C. Roy, D. Schüll, Z. Seres, B. Sikora, V. Simion, K. Siwek – Wilczynska, S. Smolyankin, U. Sodan, M. Trzaska, M.A. Vasiliev, G.S. Wang, P. Wagner, T. Wienold, K. Wisniewski, D. Wohlfarth, A.V. Zhilin

- Tuturor prietenilor şi colegilor care m-au ajutat şi înţeles, dar şi celor care nu m-au înţeles.

- Părinţilor mei, pentru ajutorul permanent pe care mi l-au dat şi soţiei mele, pentru înţelegerea şi ajutorul manifestate în cursul atâtor ani grei.
  Această lucrare le este dedicată.