

## ***Capitolul al XVIII-lea***

### ***Modelul fenomenologic geometric***

#### ***XVIII.1. Bazele experimentale și fenomenologice ale modelului***

De-a lungul părții a doua a cursului s-au discutat o serie de aspecte legate de comportarea rezultatelor experimentale referitoare la unele mărimi fizice cu semnificație dinamică (secțiuni eficace, multiplicități, participanți, spectre de energie și impuls, caracteristici spațio-temporale ale sursei de particule ș.a.). De fiecare dată s-a subliniat modul în care ele reflectă geometria ciocnirii – determinată de parametrul de ciocnire și de gradul de simetrie dintre nucleele care se ciocnesc. Rezultatele experimentale pentru ciocnirile nucleu-nucleu de la energii de câteva sute de GeV/nucleon la energii de sute de GeV/nucleon reflectă imaginea participanți-spectatori. Pornind de la faptul că, la energii relativiste, lungimea de undă asociată unui nucleon din nucleul incident este mult mai mică decât distanța internucleonică medie în nucleul țintă, iar drumul liber mediu al nucleonilor din nucleul incident în nucleul țintă este mai mic decât raza acestuia, descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste are la bază ipoteza că nucleele care se ciocnesc pot fi considerate ca niște “nori” de nucleoni individuali care se propagă unul prin celălalt, iar în regiunea de suprapunere a celor două nuclee care se ciocnesc se produc interacții tari secvențiale nucleon-nucleon. Regiunea de suprapunere a celor două nuclee care se ciocnesc se numește regiune participantă, iar regiunea/regiunile nesuprapusă/nesuprapuse se numește/numesc regiune/regiuni spectatoare. De ipotezele

privind forma regiunii de suprapunere depind multe din informațiile dinamice care se pot obține.

Analiza comportării rezultatelor experimentale obținute în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c a permis să se considere următoarea imagine a desfășurării ciocnirii [3,4,7,11,27-29,36,37,85]: în regiunea de suprapunere a celor două nuclee care se ciocnesc apare o regiune fierbinte; această regiune “curge” printre regiunile spectatoare, periferice, mult mai reci. Regiunile spectatoare pot să frâneze mișcarea regiunii participante și să permită o expansiune “privilegiată” pe anumite direcții permise de geometria ciocnirii. Totodată, ele pot absorbi unele particule generate din regiunea fierbinte. Pentru descrierea multor fenomene este important să se ia în considerare ceea ce se întâmplă la regiunea de contact dintre cele două feluri de regiuni în timpul “curgerii”.

Pentru a estima unele mărimi fizice de interes, se fac unele ipoteze simplificatoare legate, în principal, de geometria ciocnirii. Printre cele mai importante sunt următoarele:

- (i) nucleonii sunt sfere de rază  $r_0$ , iar nucleele sunt sfere de rază  $R = r_0 A^{1/3}$ ;
- (ii) inițial, în nucleul țintă se crează o zonă sferică; volumul acestei zone depinde de parametrul de impact  $b$  și de energia fasciculului;
- (iii) zona sferică evoluează într-o sferă fierbinte de volum egal cu volumul zonei sferice;
- (iv) raportul  $\frac{A_P + A_T}{Z_P + Z_T}$  rămâne constant și în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc.

Cu ajutorul ipotezelor de mai sus se pot calcula raza regiunii de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc (raza regiunii fierbinți),  $r$ , numărul total de nucleoni participanți,  $Q_N$ , și numărul de protoni participanți,  $Q$ . Relațiile care se obțin sunt următoarele:

$$r = \frac{c(\gamma)}{2} h^{1/3} (3r_1^2 + 3r_2^2 + h^2)^{1/3} \quad (III.157)$$

$$Q_N = \frac{h(3r_1^2 + 3r_2^2 + h^2)}{8r_0^3} \quad (III.158)$$

$$Q = Q_N \frac{Z_P + Z_T}{A_P + A_T} \quad (III.159)$$

unde  $r_{1,2}^2 = \left| R_T^2 - (b \mp R_P)^2 \right|$ ,  $h=2R_P$ , cu  $R_P$  și  $R_T$  raza nucleului incident, respectiv, raza nucleului țintă;  $c(\gamma)$  este o cantitate care depinde de factorul Lorentz și de momentul din evoluția regiunii fierbinți. Pentru trei momente importante în descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste, anume: *crearea sferei fierbinți, emisia pionilor, respectiv, încetarea contactului dintre regiunea participantă și regiunile spectatoare*, valorile mărimii  $c(\gamma)$  sunt:  $\gamma^1$ ,  $\gamma^{2/3}$ , respectiv, 1. La introducerea acestor valori s-a avut în vedere, așa cum s-a menționat, contracția Lorentz și energia pe nucleon a fasciculului incident, precum și natura proceselor care au loc. În cazul formării sferei fierbinți s-a avut în vedere faptul că procesele se produc în întregul volum al regiunii participante. Emisia de pioni este considerată un proces de suprafață și, în baza ipotezelor fundamentale și ipotezelor de calcul, s-a ajuns la forma  $\gamma^{2/3}$ . La încetarea contactului dintre regiuni se poate considera că tipul scurs a fost suficient de lung pentru ca expansiunea să conducă la situarea particulelor din sfera fierbinte la distanțe suficient de mari între ele astfel încât să aibă loc încetarea interacțiilor tari și dispariția contracției Lorentz inițiale. De aceea, valoarea mărimii  $c(\gamma)$  se consideră egală cu 1.

După crearea, sfera fierbinte “curge” un anumit timp – determinat de energia fasciculului incident și dimensiunea nucleelor care se ciocnesc – între regiunile spectatoare, cu care este în interacție în timpul “curgerii”. De aceea, poate fi folosită următoarea presupunere: *numărul de nucleoni din sfera fierbinte se schimbă foarte lent*. În acest caz, estimarea densității nucleare, la diferite momente ale evoluției acestei sfere, poate fi făcută folosind următoarea relație:

$$\rho_t = \frac{Q_N}{V_{sf}^t} \quad (III.160)$$

cu  $V_{sf}^t$  volumul sferei fierbinți la momentul  $t$ . Ca momente importante din evoluția sferei fierbinți trebuie considerate: *crearea sferei fierbinți, emisia pionilor, încetarea contactului dintre regiunea participantă și regiunile spectatoare*.

În timpul procesului de suprapunere a celor două nuclee care se ciocnesc are loc *compresia și încălzirea materiei nucleare din regiunea de suprapunere*.

Estimarea *coeficientului de compresibilitate*,  $K$ , respectiv, estimarea *vâscozității*,  $\eta$ , la momentul creerii sferei fierbinți se poate face cu ajutorul relațiilor de mai jos:

$$K_i = \frac{\gamma W_N Q_N \rho_i}{\epsilon_0} \quad , \quad (III.161)$$

$$\eta = \frac{(A_P + A_T) W_N^0}{\gamma Q_N W_N} \cdot \frac{v_i}{v_{sf}} \quad . \quad (III.162)$$

În relațiile de mai sus  $W_N$  este energiei de repaus a nucleonului liber,  $\epsilon_0$  este densitatea de energie a materiei nucleare în starea fundamentală ( $\epsilon_0 = 125 \text{ MeV/Fm}^3$ ),  $W_N^0$  este energia de repaus a nucleonului legat,  $v_i$  este viteza inițială a sferei fierbinți, iar  $v_{sf}$  este viteza de curgere a sferei fierbinți (ambele viteze sunt considerate în sistemul laboratorului). Factorul Lorentz,  $\gamma$ , în sistemul centrului de masă este dat de relația următoare:

$$\gamma^2 = 1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{E_{cin}}{AM_N} \quad , \quad (III.163)$$

cu  $\frac{E_{cin}}{A}$  energia cinetică pe nucleon în sistemul laboratorului și  $M_N$  masa de repaus a nucleonului.

Pentru estimarea coeficientului de vâscozitate este necesară cunoașterea ecuației de stare a materiei nucleare. Se consideră o ecuație de stare are forma:

$$W(\rho, T) = W_N^0 + E_T + E_C \quad , \quad (III.164)$$

unde  $E_T$  și  $E_C$  sunt *energia termică pe barion*, respectiv, *energia de compresie pe barion*. Relațiile de definiție uzuale pentru cele două energii sunt următoarele:

$$E_C = \frac{K_i (\rho - \rho_0)^2}{18 \rho_0^2} \quad , \quad (III.165)$$

$$E_T = \gamma \bar{\epsilon} \quad , \quad (III.166)$$

cu  $\bar{\epsilon} = f\left(\frac{T}{m}\right)T$ , unde  $T$  este temperatura de emisie a particulelor cu masă de repaus  $m$ . O

expresie des folosită pentru funcția  $f\left(\frac{T}{m}\right)$  este următoarea:

$$f\left(\frac{T}{m}\right) = \frac{3}{2} + \frac{15}{8} \cdot \frac{T}{m} - \frac{15}{8} \cdot \left(\frac{T}{m}\right)^2 + \frac{135}{128} \cdot \left(\frac{T}{m}\right)^3 \quad . \quad (III.167)$$

Pentru calcularea presiunii  $p$  și vitezelor sferei fierbinți, la momentul inițial,  $v_i$ , și în timpul curgerii,  $v_{sf}$ , mărimi care permit estimarea vâscozității, se poate folosi ecuația Rankine-Hugoniot, precum și ecuațiile de continuitate pentru densitatea de energie și densitatea de flux. Ecuația Rankine-Hugoniot are următoarea formă:

$$W^2 - W_0^2 + p \left( \frac{W}{\rho} - \frac{W_0}{\rho_0} \right) = 0 \quad . \quad (III.168)$$

Pentru vitezele sferei fierbinți la momentul inițial și în timpul curgerii se obțin următoarele expresii:

$$\frac{v_i}{c} = \left[ \frac{(W\rho - W_0\rho_0)(W_0\rho_0 - p)}{pW\rho} \right]^{\frac{1}{2}} \quad , \quad (III.169)$$

$$\frac{v_{sf}}{c} = \left[ \frac{p(W\rho - W_0\rho_0)}{W(p + W_0\rho_0)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad . \quad (III.170)$$

Folosind relațiile anterioare se poate estima vâscozitatea materiei nucleare.

Trebuie menționat faptul că, mai târziu, s-a propus introducerea în ecuația de stare a unui termen suplimentar care să ia în considerare curegerea hidrodinamică a materiei nucleare. Acest termen s-a numit termen de curgere [27,140].

Modelul fenomenologic geometric propus permite și estimarea secțiunilor eficace inelastice pentru ciocniri asimetrice.

S-a arătat în partea a doua a cursului că secțiunile eficace inelastice pot fi descrise cu următoarea relație geometrică:

$$\sigma_{in}^{(1)} = \pi r_0^2 \left( A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - \delta \right)^2 \quad , \quad (III.171)$$

unde  $\delta$  este un parametru de corecție care se referă la “moliciunea” (transparența) suprafețelor nucleelor care se ciocnesc. Această moliciune este o consecință a proprietății de saturație a forțelor nucleare.

Pentru secțiuni eficace inelastice, în ciocniri nesimetrice, în cadrul modelului, este presupusă următoarea relație:

$$\sigma_{in}^{(2)} = \pi r_0^2 \left\{ A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - \left[ \frac{(A_P + A_T)}{(A_T - A_P)} \right]^{1/3} \right\}^2 \quad (III.172)$$

Din analiza rezultatelor experimentale se poate conchide că nucleele care se ciocnesc la energii mari interacționează în mod eficient într-o rază  $r = r_o(A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - \delta)$ .

Așa cum s-a arătat în capitolul consacrat secțiunilor eficace din partea a II-a a cursului valorile parametrilor  $r_o$  și  $\delta$  variază de la experiment la experiment. Din fit-urile la rezultatele experimentale obținute în unele ciocniri nucleu-nucleu la  $4.5 A \text{ GeV}/c$  făcute pînă în prezent s-au obținut următoarele valori ale celor doi parametri:  $r_o=1.25Fm$ ,  $\delta=0.65$  [3,4,7,36,37,85].

### XVIII.2. Compararea calculelor de model cu rezultatele experimentale

Pentru confirmarea descrierii fenomenologice făcute, folosind modul în care geometria ciocnirii este reflectată de datele și rezultatele experimentale, și validarea ipotezelor făcute este necesară compararea calculelor și predicțiilor modelului cu rezultatele experimentale.

O mărime fundamentală pentru validarea modelului fenomenologic geometric este numărul de participanți. Folosind relațiile (III.158) și (III.159) s-au calculat numerele totale de nucleoni participanți și de protoni participanți pentru 11 ciocniri nucleu-nucleu la  $4.5 A \text{ GeV}/c$ . Calculele au fost comparate cu rezultatele experimentale obținute pentru aceleași ciocniri. Acordul dintre calcule și rezultatele experimentale este bun [3,4,7,29,36,37,85,98,179]. În plus, se obțin rezultate mult mai bune decât în cazul în care s-ar folosi metoda considerată anterior pentru estimarea numărului de nucleoni participanți pornind de la numărul de protoni participanți determinați experimental [1,2]. Așa cum s-a menționat în partea a doua a cursului (Capitolul al VII-lea), în literatura de specialitate a timpului se folosea pentru estimarea numărului de nucleoni participanți, în ciocniri simetrice, o relație de forma:

$$Q_N^{est} = Q \quad , \quad (III.173)$$

iar pentru ciocniri asimetrice o relație de forma:

$$Q_N^{est} = 2.5Q \quad . \quad (III.174)$$

***În Tabelul III.2. sunt incluse valorile experimentale, valorile calculate pe baza relațiilor (III.158) și (III.159), precum și estimările pe baza relațiilor (III.173) și***

(III.174) pentru trei ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c, pentru grade de centralitate diferite. Din analiza valorilor incluse în tabel se constată că există un acord bun între valorile experimentale și cele calculate, pentru toate gradele de centralitate a ciocnirii (determinate de modurile de declanșare a camerei cu streamer, notate prin  $T(\theta_{ch}, \theta_n)$ ). Un argument convingător suplimentar este oferit și de introducerea în tabel a rezultatelor calculelor de model pentru nucleoni participanți folosind atât valoarea experimentală, cât și valoarea calculată a numărului de protoni participanți. Se constată, de asemenea, că pentru ciocniri simetrice și cuasisimetrice estimările pe baza relației (III.173) dau rezultate similare cu cele obținute pe baza calculelor de model, în timp ce pentru ciocniri nesimetrice se obține o concordanță bună cu calculele de model folosind estimările pe baza relației (III.174). Pentru ciocniri care au raportul dintre suma numerelor de masă la suma numerelor atomice cuprins între 2 și 2.5 calculele de model dau rezultate între cele două estimări extreme și în acord cu rezultatele experimentale. Toate aceste observații justifică introducerea ipotezei (iv) a modelului fenomenologic geometric. Prin aceasta se individualizează fiecare ciocnire și se obțin rezultate mai apropiate de realitatea fizică.

$A_P-A_T$	$T(\theta_{ch}, \theta_n)$	$Q_{exp}$	$Q_c$	$Q_N^{est}$ rel.(III.17 3)	$Q_N^{est}$ rel.(III.17 4)	$Q_N^{c-exp}$	$Q_N^c$
O-Ne	T(2,0)	9.58±0.2 4	9.85	19.16±0.4 8	23.95±0.6 0	19.16±0.4 8	19.70
	T(5,0)	9.72±0.3 2	9.90	19.44±0.6 4	24.30±0.8 0	19.44±0.6 4	19.80
	T(14,0)	9.86±0.3 6	9.92	19.72±0.7 2	24.65±0.9 0	19.72±0.7 2	19.84
C-Cu	T(2,0)	19.70±0. 91	20.0 0	39.40±1.8 2	49.25±2.2 8	42.75±1.9 7	43.43
	T(5,0)	22.10±1. 10	21.4 0	44.20±2.2 0	55.20±2.7 5	47.80±2.3 9	46.20

	$T(14,0)$	$22.60 \pm 1.30$	22.5 0	$45.20 \pm 2.60$	$56.50 \pm 3.25$	$48.90 \pm 2.82$	48.20
<i>O-Pb</i>	$T(2,0)$	$39.51 \pm 0.44$	36.8 0	$79.02 \pm 0.88$	$98.78 \pm 1.10$	$98.33 \pm 2.82$	91.60
	$T(5,0)$	$47.60 \pm 2.30$	45.7 0	$95.20 \pm 4.60$	$119.00 \pm 5.75$	$118.50 \pm 5.73$	113.70
	$T(14,0)$	$50.90 \pm 2.70$	50.1 0	$101.80 \pm 5.40$	$127.20 \pm 6.75$	$126.70 \pm 6.72$	124.70

Tabelul III.2. Valorile experimentale, estimate și calculate ale numărului mediu de protoni participanți și ale numărului total mediu de nucleoni participanți în diferite ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c cu diverse grade de centralitate.

**Rezultate similare au fost obținute și pentru alte ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c, în modul de declanșare  $T(2,0)$  al camerei cu streamer a spectrometrului SKM 200 de la IUCN Dubna (Tabelul III.3).**

**Datorită acordului bun dintre rezultatele experimentale și calculele de model se poate trece la compararea calculelor de model cu rezultatele experimentale referitoare la alte mărimi fizice de interes. Cum în studierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste și a proprietăților materie nucleare înalt excitată este importantă cunoașterea densității barionice**

$A_P-A_T$	$Q_{exp}$	$Q_c$	$Q_N^{est}$ rel.(III.17 3)	$Q_N^{est}$ rel.(III.17 4)	$Q_N^{c-exp}$	$Q_N^c$
<i>He-C</i>	$4.7 \pm 0.2$	4.6	$9.4 \pm 0.4$	$11.8 \pm 0.5$	$9.4 \pm 0.4$	9.3
<i>He-Al</i>	$5.8 \pm 0.6$	7.0	$11.6 \pm 1.2$	$14.5 \pm 1.5$	$12.0 \pm 1.3$	14.6
<i>He-Cu</i>	$8.2 \pm 0.5$	10.1	$16.4 \pm 1.0$	$20.5 \pm 1.3$	$18.0 \pm 1.1$	22.1
<i>He-Pb</i>	$14.70 \pm 1.2$	14.5	$29.4 \pm 2.4$	$36.8 \pm 3.0$	$37.1 \pm 3.0$	36.6



<i>C-C</i>	$7.80 \pm 0.3$	6.2	$15.6 \pm 0.6$	$19.5 \pm 0.8$	$15.6 \pm 0.6$	12.4
<i>C-Ne</i>	$10.1 \pm 0.5$	9.7	$20.2 \pm 1.0$	$25.3 \pm 1.3$	$20.2 \pm 1.0$	19.4
<i>C-Zr</i>	$22.0 \pm 0.9$	21.2	$44.0 \pm 1.8$	$55.0 \pm 2.3$	$49.3 \pm 2.0$	47.7
<i>C-Pb</i>	$34.8 \pm 1.3$	33.8	$69.6 \pm 2.6$	$87.0 \pm 3.3$	$87.0 \pm 3.3$	84.4

Tabelul III.3. Valorile experimentale, estimate și calculate ale numărului mediu de protoni participanți și ale numărului total mediu de nucleoni participanți în diferite ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c, pentru modul de declanșare T(2,0)

și de energie a materiei nucleare este importantă determinarea caracteristicilor spațio-temporale ale sferei fierbinți – care este sursa de particule principală în ciocniri nucleare relativiste – și determinarea densității barionice la diferite momente din evoluția sferei fierbinți, conform relației (III.160). În mod similar se poate determina densitatea de energie, pentru aceleași momente, anume:

$$\varepsilon_t = \frac{Q_N W_N}{V_{sf}^t} \quad . \quad (III.175)$$

Pentru determinarea razei sursei de particule, în cadrul modelului fenomenologic geometric, se folosește relația (III.157). Valorile obținute pot fi comparate cu cele obținute prin interferometrie de particule identice [180-182]. Dacă acordul dintre cele două metode este bun se poate considera că valorile obținute pentru densitățile barionice și de energie reflectă corect dinamica ciocnirii.

În Tabelul III.4 sunt prezentate valorile obținute, pe baza calculelor de model, pentru raza sferei fierbinți și densitatea barionică în trei momente din evoluția acesteia, anume: *crearea sferei fierbinți, emisia pionilor, respectiv, încetarea contactului dintre regiunea participantă și regiunile spectatoare*. Calculele au fost făcute pentru 11 ciocniri centrale nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c, în modul de declanșare T(2,0) a camerei cu streamer a spectrometrului SKM 200 de la IUCN Dubna [3,4,7,34,36,37], cu luarea în considerare a valorilor corespunzătoare ale mărimii  $c(\gamma)$  pentru aceste momente.

$A_P-A_T$	$r_l$ [Fm] ]	$\rho_i^{exp}$ [Fm <sup>-3</sup> ]	$\rho_i^c$ [Fm <sup>-3</sup> ]	$r_\pi^{exp}$ [Fm] ]	$r_\pi^c$ [Fm] ]	$\rho_\pi^{exp}$ [Fm <sup>-3</sup> ]	$\rho_\pi^c$ [Fm <sup>-3</sup> ]	$r_f^{exp}$ [Fm] ]	$r_f^c$ [Fm] ]	$\rho_f^{exp}$ [Fm <sup>-3</sup> ]	$\rho_f^c$ [Fm <sup>-3</sup> ]
<i>O-Ne</i>	1.91	0.656	0.675	2.25	2.27	0.401	0.402	3.21	3.24	0.13 8	0.138
<i>O-Pb</i>	3.18	0.729	0.680	3.89	3.80	0.399	0.398	5.54	5.41	0.13 8	0.138
<i>He-C</i>	1.48	0.692	0.685	1.78	1.77	0.398	0.400	2.53	2.52	0.13 9	0.139
<i>He-Al</i>	1.72	0.563	0.685	1.93	2.06	0.398	0.399	2.75	2.93	0.13 8	0.138
<i>He-Cu</i>	1.98	0.553	0.680	2.20	2.36	0.403	0.401	3.14	3.36	0.13 9	0.139
<i>He-Pb</i>	2.34	0.617	0.682	2.81	2.79	0.399	0.402	4.00	3.98	0.13 8	0.139
<i>C-C</i>	1.62	0.876	0.696	2.10	1.95	0.402	0.399	2.99	2.78	0.13 9	0.138
<i>C-Ne</i>	1.87	0.737	0.708	2.29	2.26	0.401	0.401	3.27	3.22	0.13 8	0.139
<i>C-Cu</i>	2.48	0.669	0.680	2.94	2.96	0.402	0.400	4.19	4.21	0.13 9	0.139
<i>C-Zr</i>	2.55	0.710	0.687	3.09	3.05	0.399	0.401	4.40	4.35	0.13 8	0.138
<i>C-Pb</i>	3.10	0.697	0.676	3.73	3.69	0.400	0.401	5.32	5.26	0.13 8	0.138

Tabelul III.4. Valorile razei sferei fierbinți și densității barionice în trei momente din evoluția regiunii participante - crearea sferei fierbinți (i), emisia pionilor ( $\pi$ ) și încetarea contactului dintre regiunea participantă și regiunile spectatoare (f) – pentru diferite ciocniri centrale nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c, într-un mod de declanșare T(2,0)

*Trebuie menționat faptul că în tabelul anterior s-a notat ca valoare experimentală valoarea obținută pornind de la valoarea experimentală a numărului mediu de protoni participanți, iar ca valoare calculată valoarea obținută folosind relațiile (III.157)-(III.159) date de către modelul fenomenologic geometric.*

*Din analiza valorilor incluse în Tabelul III.4 se constată că razele cresc – pentru un nucleu incident dat – cu creșterea numărului de masă al nucleului țintă. Pentru o ciocnire dată, raza sferei fierbinți crește de la momentul inițial al formării la momentul încetării contactului dintre regiuni. Densitatea barionică – dar și densitatea nucleară și densitatea de energie – în regiunea participantă scade cu creșterea razei sferei fierbinți. Pentru un anumit moment din evoluția sferei fierbinți - crearea sferei fierbinți (i), emisia pionilor ( $\pi$ ) sau încetarea contactului dintre regiunea participantă și regiunile spectatoare (f) – densitatea barionică, densitatea nucleară și densitatea de energie sunt constante pentru toate ciocnirile. Această comportare sugerează o dependență puternică de energia nucleului incident.*

*Se observă, de asemenea, faptul că densitatea barionică la momentul formării sferei fierbinți – la fel ca și celelalte două tipuri de densități considerate – este cea mai sensibilă la fluctuațiile unor mărimi fizice care intervin în calcule (acest lucru este mai evident pentru valorile experimentale). Diferențele cele mai mari între valorile experimentale și calculate se constată pentru ciocniri centrale simetrice și cuasisimetrice. Aceste diferențe s-ar putea datora faptului că numărul de nucleoni din regiunea participantă scade mai rapid datorită absenței interacțiilor semnificative cu regiunea/regiunile spectatoare, ceea ce determină o expansiune mult mai rapidă a sferei fierbinți și scade mult – până la anulare – probabilitatea de absorbție a particulelor emise din regiunea participantă de către regiunile spectatoare.*

*Este de remarcat, de asemenea, faptul că valorile medii sunt practic egale pentru valorile experimentale și valorile calculate, pentru toate cele trei momente considerate din evoluția regiunii participante. Astfel, pentru momentul formării se obțin următoarele valori medii:  $\langle \rho_i^{\text{exp}} \rangle = 0.682 \pm 0.089 \text{ Fm}^{-3}$ ,  $\langle \rho_i^{\text{c}} \rangle = 0.682 \pm 0.010 \text{ Fm}^{-3}$ . Dacă se raportează la densitatea barionică a materie nucleare în stare fundamentală,  $\rho_0 = 0.170 \text{ Fm}^{-3}$ , se obține:  $\langle \rho_i \rangle = 4\rho_0$ . Dacă se consideră momentul emisiei pionilor valorile medii obținute sunt egale:  $\langle \rho_\pi^{\text{exp}} \rangle = 0.400 \pm 0.001 \text{ Fm}^{-3}$ ,  $\langle \rho_\pi^{\text{c}} \rangle = 0.400 \pm 0.001 \text{ Fm}^{-3}$ . Prin*

raportarea la densitatea barionică a materiei nucleare în stare fundamentală se obține următorul rezultat:  $\langle \rho_\pi \rangle = 2.35 \rho_0$ . Pentru momentul încetării contactului dintre cele două tipuri de regiuni rezultatele obținute sunt identice, anume:  $\langle \rho_f^{\text{exp}} \rangle = 0.138 \pm 0.001 \text{ Fm}^{-3}$ ,  $\langle \rho_\pi^c \rangle = 0.138 \pm 0.001 \text{ Fm}^{-3}$ . Ele corespund unei densități relative  $\langle \rho_f \rangle = 0.81 \rho_0$ .

Densitatea la momentul încetării contactului dintre cele două regiuni poate fi asociată cu densitatea de “îngheț” (“freeze-out”) sau cu densitatea de “rupere” (“break-up”). Aceste densități se întâlnesc în modelele termodinamice și modelele hidrodinamice.

Trebuie făcute, totuși, unele precizări, anume:

(a) în cazul acestor modele se presupune, din considerente teoretice, o anumită densitate de “îngheț”; în cazul modelului fenomenologic geometric densitatea la momentul încetării contactului dintre regiuni se poate calcula din mărimi determinate experimental;

(b) valorile relative ale densității de “îngheț” și ale densității de “rupere” sunt cuprinse, pentru energii de ordinul a câțiva GeV/nucleon, între  $0.50 \rho_0$  și  $0.80 \rho_0$ ;

(c) este posibil să existe o dependență a acestei densități de energia fasciculului incident;

(d) există posibilitatea existenței unor interacții de distanță lungă care între cele două tipuri de regiuni care să se manifeste și după încetarea contactului direct dintre regiuni.

La discutarea interferometriei de particule identice (capitolul al VIII-lea, partea a II-a) s-a subliniat faptul că este dificilă compararea directă a valorilor razei sursei datorită folosirii unor distribuții spațiale diferite cu care se fit-ează funcția de corelație experimentală în diversele experimente considerate. Pentru descrierea sursei de particule pot fi folosite diferite funcții de distribuție. Spre exemplu, dacă emisia de particule este uniformă de la suprafața unei sfere de rază  $R$ , atunci funcția de corelație poate fi descrisă prin expresia de mai jos:

$$C(q, q_0) = 1 + \lambda \exp \left[ -\frac{1}{4} (qR)^2 - (q_0 \tau)^2 \right] \quad (\text{III.176})$$

Aici  $\lambda$  este un parametru care consideră interferența efectivă dintre particule. Parametrul depinde de gradul de coerență, de configurația sursei de particule și de corelațiile dinamice specifice posibile. Se numește și parametru de haos. Pentru o funcție de distribuție Gauss în sursa de particule, funcția de corelație poate fi scrisă astfel:

$$C_G(q, q_0) = 1 + \lambda \exp \left[ -\frac{(qR)^2}{2} - \frac{(q_0\tau)^2}{2} \right] \quad (III.177)$$

Pentru ciocnirile nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c s-a considerat forma de tip Gauss dată de relația (III.177). Ea oferă posibilitatea de a stabili caracteristicile spațio-temporale ale sursei de particule în toate cele trei etape ale ciocnirii: crearea zonei fierbinți ( $r_i$ ), emisia de pioni ( $r_\pi$ ) și încetarea interacțiilor dintre regiunea participantă și regiunea spectatoare ( $r_f$ ).

S-a folosit interferometria de intensitate pentru determinarea dimensiunilor regiunii participante la emisia de pioni în câteva ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c [3,4.7,183,184]. Pentru ciocniri centrale O-Pb s-au considerat peste 12 000 de perechi de pioni negativi. Valorile obținute pentru raza regiunii participante, timpul de viață și parametrul de haos sunt:  $r_{\pi\pi} = 3.68 \pm 0.29 \text{ Fm}$ ,  $\tau = 6.63 \pm 0.55 \text{ Fm}/c$ ,  $\lambda = 0.77 \pm 0.26$ .

Valoarea razei regiunii participante la emisia de pioni este într-un acord bun cu valorile obținute cu ajutorul modelului fenomenologic geometric, anume:  $r_\pi^{exp} = 3.89 \text{ Fm}$ , respectiv,  $r_\pi^c = 3.80 \text{ Fm}$ . Acorduri bune au fost obținute și pentru ciocniri He-A<sub>T</sub> și C-A<sub>T</sub> la aceeași energie [184]. Rezultatele obținute măresc încrederea în modelul considerat.

Ținând seama de faptul că numărul de nucleoni participanți,  $Q_N$ , este legat de posibilele corelații în generarea de particule și luând în considerare relația de legătură clasică dintre raza unui nucleu și numărul de nucleoni din nucleu se pot determina dimensiunile regiunii participante pentru două din momentele din evoluția regiunii participante, anume: emisia de pioni și încetarea interacțiilor. Relațiile propuse sunt de forma următoare [179]:

$$r_\pi = r_{o\pi} Q_N^{1/3} \quad , \quad (III.178)$$

$$r_f = r_0 Q_N^{1/3} \quad . \quad (III.179)$$

Și în acest caz se obțin acorduri bune între calculele de model și rezultatele experimentale.

În faza inițială, de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc, apare compresia materie nucleare. Coeficienții de compresibilitate calculați pe baza relației (III.161), pentru 11 ciocniri centrale nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c sunt incluși în Tabelul III.5.

$A_P-A_T$	$Q_N^{exp}$	$K_i^{exp} [MeV]$
He-C	9.4	82.3
He-Al	12.0	105.2
He-Cu	18.0	157.5
He-Pb	37.1	324.7
C-C	15.6	136.5
C-Ne	20.2	176.8
C-Cu	42.8	374.2
C-Zr	49.3	431.5
C-Pb	87.0	761.4
O-Ne	19.2	167.7
O-Pb	98.3	860.6

*Tabelul III.5. Valorile experimentale ale coeficientului de compresibilitate*

Din analiza valorilor coeficienților de compresibilitate pentru ciocnirile considerate, cu grade de asimetrie diferite, se constată faptul că valorile acestuia cresc semnificativ cu creșterea numărului de masă al nucleului țintă. Pentru un nucleu țintă dat coeficientul de compresibilitate crește cu creșterea numărului de masă al nucleului incident. Această creștere este dată, aproximativ, de raportul suprafețelor.

Mărimile determinate permit estimarea din mărimi determinate experimental a ecuației de stare a materie nucleare pentru ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c. În Tabelul III.6 sunt incluse rezultatele calculelor bazate pe relațiile (III.162)-(III.170) folosind valori experimentale pentru mărimile fizice care intervin. Calculele sunt efectuate pentru cele 11 ciocniri centrale considerate anterior.

Se constată faptul că energia de compresie este mult mai dependentă de raportul dintre numerele de masă ale nucleelor care se ciocnesc decât energia termică. De asemenea, energia totală pe nucleon este aproximativ egală cu energia totală pe nucleon în sistemul centrului de masă ( $\gamma m_N = 1604 \text{ MeV/nucleon}$ ). Rezultatele obținute pentru coeficientul de vâscozitate indică dependența de raportul dintre masele nucleelor care se ciocnesc. De asemenea, ele reflectă importanța fenomenelor și proceselor fizice care au loc la suprafața de contact dintre regiunea participantă și regiunea/regiunile spectatoare pentru descrierea

corectă a dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste. Valorile obținute sunt în acord cu cele stabilite prin alte metode pentru ciocniri nucleu-nucleu la energii cuprinse între 0.4 A GeV și 15 A GeV [3,4,7,34,36,37].

$A_P-A_T$	$E_C$ [MeV/A]	$E_T$ [MeV/A]	$W(\rho,T)$ [MeV/A]	$P[\text{MeV}/\text{Fm}^3]$	$v_i/c$	$v_{sf}/c$	$v_i/v_{sf}$	$\eta$
O-Pb	483.2	503.1	1917.4	1057.1	0.99	0.87	1.13	1.49
O-Ne	94.2	412.7	1438.1	357.2	0.91	0.76	1.19	1.30
He-C	46.2	384.1	1361.5	283.6	0.88	0.73	1.20	1.19
He-Al	59.1	428.2	1418.5	337.6	0.90	0.75	1.19	1.77
He-Cu	88.5	439.1	1458.8	378.4	0.92	0.77	1.10	2.61
He-Pb	182.4	446.0	1559.5	491.6	0.94	0.80	1.17	3.87
C – C	76.7	373.0	1380.8	301.6	0.89	0.74	1.20	1.07
C- Ne	99.3	410.8	1441.3	360.4	0.91	0.76	1.19	1.13
C-Cu	210.2	457.8	1599.2	540.8	0.95	0.81	1.17	1.20
C-Zr	242.4	473.9	1647.4	604.6	0.96	0.82	1.16	1.40
C-Pb	427.8	503.1	1862.0	949.3	0.98	0.87	1.13	1.65

Tabelul III.6.

Modelul prevede formarea nucleelor ușoare prin interacțiile care au loc la suprafața de contact dintre regiunea participantă și regiunea/regiunile spectatoare. Majoritatea particulele elementare – kaoni de diferite tipuri, hiperoni, rezonanțe barionice și mezonice etc. – sunt produse în interiorul regiunii participante. Această ipoteză este în acord cu ratele de producere experimentale pentru astfel de particule. Este de presupus că mecanismele de formare și ratele de producere sunt afectate de pierderile de energie în regiunea participantă, absorbțiile în regiunile spectatoare ș.a.

Modelul permite studierea unor tranziții de fază precum cele la faza de vapori-lichid, materie de rezonanță, plasmă hadronică și plasmă de dicuarci.

În forma sa inițială modelul nu putea descrie decât ciocnirile nucleu-nucleu la energii până la 15 A GeV. O variantă a modelului a fost adaptată pentru descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare la sisteme de accelerare de tip “collider” [185]. Rezultatele obținute sunt în acord cu rezultatele experimentale și cu calculele bazate pe diferite coduri de simulare. *În pofida unor dificultăți legate de domeniile energetice de aplicabilitate și de*

*imposibilitatea deducerii unor mărimi obținute experimental, modelul fenomenologic geometric dă o descriere generală corectă a dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste.*