

Capitolul al VIII-lea

Interferometria particulelor identice

VIII.1. Noțiuni introductive asupra efectului Hanbury-Brown și Twiss

Multe din aspectele dinamice ale ciocnirilor nucleare relativiste sunt bine reflectate de diferite tipuri de *corelații*. Unele dintre corelații permit stabilirea caracteristicilor spațio-temporale ale sursei din care se emit particulele generate în interacții nucleare. Metoda poartă numele *interferometrie de intensitate* sau *interferometrie de particule identice*. Aceasta este un *fenomen de interferență a intensităților când două particule identice sunt detectate în puncte spațio-temporale sau de impuls-energie diferite* [65].

Primele experimente de acest tip au fost făcute în Astrofizică. În anul 1956 Hanbury-Brown și Twiss au măsurat diametrul unghiular al unei stele folosind corelațiile dintre doi fotoni. Metoda se mai numește și *interferometrie de intensitate*, iar *efectul de corelație spațio-temporală* sau de *corelație energie-impuls* la *detectarea particulelor identice emise dintr-o sursă extinsă* se numește *efect Hanbury-Brown - Twiss*.

Acest efect este legat de teoria stărilor coerente și *oferă posibilitatea unor legături între realizarea corelațiilor și gradul de coerență din sursă*. Corelațiile de tip Hanbury-Brown și Twiss sunt *prezente în surse haotice și absente din surse coerente*.

Începând cu anul 1960 această metodă a fost aplicată în Fizica particulelor elementare [66] și în Fizica nucleară relativistă [67]. Printre particulele folosite în interferometria de intensitate, alături de fotoni, se numără, cel mai frecvent, *pionii, kaonii și protonii*.

Așa cum s-a menționat anterior, începând cu anul 1960, această metodă a fost aplicată în Fizica particulelor elementare [66]. S-au folosit observațiile asupra distribuțiilor unghiulare ale mezonilor π în anihilări $\bar{p}-p$. S-a constatat că există abateri de la

predicțiile modelului statistico-termodinamic Fermi [68,69]. S-a propus o variantă modificată a modelului statistico-termodinamic Fermi. În această variantă s-a făcut ipoteza că rata de tranziție dintr-o stare inițială într-o stare finală dată este proporțională cu probabilitatea de a găsi N mezoni π liberi în volumul de reacție. Această probabilitate a fost exprimată în termenii unor funcții de undă simetrizate. Modelul, în această variantă, reproduce calitativ rezultatele experimentale, prevăzând faptul că raza volumului de interacție este între jumătate și trei sferturi din lungimea de undă Compton asociată. S-a observat dependența efectelor corelațiilor unghiulare de valoarea razei sursei de particule. S-a constatat faptul că, din punct de vedere cantitativ, rămân câteva discrepanțe între predicțiile modelului și rezultatele experimentale, dar nu s-a putut spune cu claritate care este natura lor. S-a considerat că acestea ar putea fi determinate de incertitudinile în datele experimentale sau de unele efecte dinamice. În absența informației asupra interacțiilor π - π și a unor explicații satisfăcătoare asupra comportării multiplicității medii a pionilor produși în procese de anihilare antiproton-proton, a fost subliniată natura preliminară a rezultatelor obținute de grupul condus de Goldhaber. S-a considerat că efectele de simetrizare discutate pot juca un rol major în analiza distribuțiilor unghiulare. De asemenea, dependența de energie a corelațiilor unghiulare a constituit un element important în validarea ulterioară a modelului.

Teoria efectului Hanbury-Brown și Twiss pentru ciocniri nucleon-nucleon, nucleon-nucleu și nucleu-nucleu la energii înalte a fost formulată pentru prima oară de oamenii de știință ruși G.I.Kopulov și M.J.Podgoretsky [67]. Din analiza dimensiunii spațiale, r , și a timpului de viață, τ , ei au dedus caracteristicile spațio-temporale ale sursei de particule. S-a pus problema gradului de coerență din sursa de particule și astfel s-a introdus așa-numitul parametru de haos sau gradul de coerență, λ . Dacă există coerență totală în sursa de particule, atunci parametrul de haos are valoarea $\lambda=1$. Dacă sursa este complet haotică, atunci parametrul de haos are valoarea $\lambda=0$.

Emisia de pioni în ciocniri nucleare relativiste se poate considera ca fiind datorată unei surse parțial haotice. Corelația de impuls a doi pioni identici detectați în coincidență poate fi tratată folosind transformata Fourier a funcției de distribuție a sursei în spațiul fazelor. Acest mod de abordare este aplicabil și altor tipuri de particule identice. Luând în considerare aceste aspecte, se poate spune că această metodă dă informații asupra

distribuției materiei în diferite momente specifice procesului de ciocnire. De aceea, ea poate fi un instrument util în studierea structurii și comportării materiei nucleare la diferite temperaturi și densități, precum și în evidențierea unor stări anormale și a unor tranziții de fază în materia nucleară fierbinte și densă.

Ulterior, metodele propuse au fost dezvoltate. S-a luat în *considerare funcția de corelație dintre particule*, adică *probabilitatea de a detecta o pereche corelată*. Multe din metodele folosite implică determinarea probabilității de a găsi doi pioni liberi în volumul de reacție, aceștia având impulsurile \vec{p}_1 și \vec{p}_2 . Alte metode propun *luarea în considerare a efectului de curgere a materiei nucleare în ciocniri nucleare*. De aici s-a trecut la *măsurarea volumului de ciocnire* folosind tehnica Hanbury-Brown și Twiss. A fost posibilă, de asemenea, *înțelegerea contribuției curgerii* la funcția de corelație. Odată cu *creșterea energiei disponibile* în sistemul centrului de masă s-a propus *folosirea unor sisteme de referință noi*. Creșterea energiei a pus problema considerării unor *surse nesferice*, precum și problema *modificărilor caracteristicilor spațio-temporale* ale sursei de particule *în raport cu direcția de observare*. În acest caz se consideră o rază a sursei observată pe o direcție perpendiculară pe direcția de mișcare a nucleelor care se ciocnesc, r_{\perp} , și o rază a aceleași surse observată pe o direcție paralelă cu direcția de mișcare a nucleelor care se ciocnesc, r_{\parallel} . Se obțin informații și asupra timpului de viață al sursei, τ , timp scurs de la crearea ei până la emisia particulelor considerate în interferometria de intensitate. De asemenea, din comportarea funcției de corelație a particulelor considerate în prezența interacțiilor cu mediul din care este formată sursa de particule se pot obține informații noi asupra caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de particule.

VIII.2. Determinarea caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de particule. Considerații teoretice

Există diferite căi de determinare a caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de particule. În cazul modelelor statistico-termodinamic de tip Fermi [68,69] și Hagedorn [70,71] se consideră un sistem închis într-un volum V ; sistemul respectă condiții periodice la capete. Pentru astfel de modele se face presupunerea că rata de anihilare în orice stare N_{π} este dată de probabilitate $P_M(\Omega)$, dată de relația:

$$P_N(\Omega) = (\Omega/V)^N, \quad (II.83)$$

unde Ω este volumul de reacție; în volumul de reacție se presupune că se produce amestecul statistic al stărilor. Mărima $P_N(\Omega)$ este considerată *probabilitatea de a găsi N pioni liberi în volumul de reacție* și este definită prin relația următoare:

$$P_N(\Omega) = \int_{\Omega} \dots \int_{\Omega} d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_N |\Phi_N|^2, \quad (II.84)$$

unde

$$\Phi_N = \frac{1}{V^{N/2}} \exp\left(i \sum_{m=1}^N \vec{p}_m \cdot \vec{r}_m\right). \quad (II.85)$$

Pentru cazul $N=2$, cu două particule identice, avînd impulsurile \vec{p}_1 și \vec{p}_2 , probabilitatea corespunzătoare, $P_2(\Omega)$, are un rol important. Folosind notația $\Psi(12)$ pentru această probabilitate relația (II.84) se poate scrie în forma următoare pentru cazul menționat:

$$\Psi(12) = \iint |\Phi^S(1,2)|^2 d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (II.86)$$

Integrarea se face după cele două variabile pe o sferă $\Omega = 4\pi\rho^3/3$, iar integrandul are următoarea expresie:

$$\Phi^S(1,2) = \frac{1}{\sqrt{2V}} \left\{ \exp[i(\vec{p}_1 \cdot \vec{r}_1 + \vec{p}_2 \cdot \vec{r}_2)] + \exp[i(\vec{p}_2 \cdot \vec{r}_1 + \vec{p}_1 \cdot \vec{r}_2)] \right\}. \quad (II.87)$$

Prin integrare se obține, pentru o sursă de formă sferică, următoarea expresie a probabilității definite de relația (II.86):

$$\Psi(12) \approx 1 + 9 \left(\frac{\cos t}{t^2} - \frac{\sin t}{t^3} \right)^2, \quad t = |\vec{p}_1 - \vec{p}_2| \rho. \quad (II.88)$$

Probabilitatea $\Psi(12)$, definită de relația (II.86), respectiv, relația (II.88), nu va mai depinde doar de mărimea volumului de interacție Ω , ci și de formă. Trebuie menționat aici faptul că probabilitatea $\Psi(12)$ pentru un model care consideră o sursă sferică, cum este cea dată de relația (II.88), diferă foarte puțin de probabilitatea $\Psi(12)$ obținută pentru cazul în care se presupune o formă gaussiană:

$$\Psi(12) = \iint |\Phi^S(1,2)|^2 \exp\left[-\frac{(r_1^2 + r_2^2)}{2\lambda}\right] d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \approx 1 + \exp(-s^2), \quad (II.89.a)$$

cu

$$s = \left| \vec{p}_1 - \vec{p}_2 \right| \lambda^{1/2} \quad . \quad (\text{II.89.b})$$

În acest caz se integrează de două ori pe întreg spațiul. Calculele se pot simplifica înainte de a se trece la evaluările numerice [66].

Descoperirea curgerii anizotropice transversale în ciocnirile nucleu-nucleu la energii relativiste (*curgerii eliptice*) a impus reevaluarea unor căi de determinare a caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de particule cu luarea în considerare a efectului de curgere hidrodinamică a materiei nucleare. Determinarea volumului de ciocnire folosind efectul Hanbury-Brown – Twiss și metodele de calcul asociate permite compararea cu rezultatele obținute prin alte metode, specifice modelelor hidrodinamice pentru ciocniri nucleare relativiste [9,11,12,22,25,31,72-77].

Analiza efectului Hanbury-Brown și Twiss permite investigarea mărimii sursei în mai multe dimensiuni [4,5,20,22,31,36,37,64-66,78-81]. Acest lucru se poate face studiind dependența funcției de corelație, pe diferite componente ale impulsului perechii de particule considerate. Pentru ciocniri nucleare relativiste cele mai folosite perechi sunt cele de pioni, kaoni și protoni. În cele mai multe situații de interes, analiza se face în sistemul de coordonate “exterior” (“long-side-out”; se consideră că “long” este direcția impulsului, “out” este direcția impulsului transversal al perechii de pioni, “side” este planul perpendicular pe direcția “out”). Sistemul “exterior” este prezentat în Fig.II.3. Asupra unor aspecte legate de alegerea sistemului de coordonate se va mai reveni în curs.

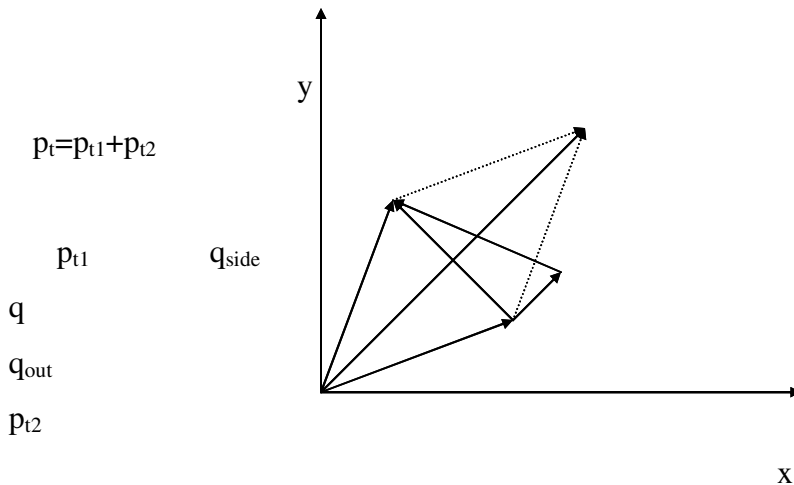


Fig.II.3. Sistemul de coordonate “exterior”

Pentru deducerea razelor efective ale sursei cu luarea în considerare a contribuției curgerii la funcția de corelație se introduce o funcție de corelație de următoarea formă:

$$C(\vec{q}, \vec{p}) = 1 + \frac{\int d^4 x_1 d^4 x_2 S\left(x_1, \frac{\vec{P}}{2}\right) S\left(x_2, \frac{\vec{P}}{2}\right) e^{-iq(x_1 - x_2)}}{\left[\int d^4 x S\left(x, \frac{\vec{P}}{2}\right)\right]^2}, \quad (II.90)$$

unde $S(x, \vec{P})$ este funcția sursei, $q = p_1 - p_2$ este 4-impulsul relativ și $P = p_1 + p_2$ este 4-impulsul total al perechii; $P = (E, \vec{P})$, p_1 și p_2 sînt 4-impulsurile particulelor considerate (în cele mai multe cazuri, pioni). Considerînd forma exactă a funcției de corelație, se pot genera corecțiile datorate geometriei sursei. Se folosește funcția de corelație din relația (II.90). Pentru considerarea corelației spațiu-impuls se presupune că funcția sursei nu este factorizată, adică:

$$S(x, \vec{P}) \neq S_s(x) S_m(\vec{P}) \quad . \quad (II.91)$$

Mărimea sursei măsurate nu este mărimea întregii surse, ci doar regiunea efectivă care emite particulele identice proprii considerate (se dă lungimea omogenității).

Pentru efectuarea calculelor necesare în formă covariantă, în unele modele, se introduce 4-viteza sursei [82-84]. În general, însă, se urmărește obținerea unor relații de calcul independente de model. De aceea, în cele mai multe cazuri de interes se lucrează cu transformări Lorentz între sisteme de referință diferite. Scopul principal este stabilirea relațiilor dintre mărimea sursei și funcția de corelație Hanbury-Brown – Twiss, funcție măsurată atunci cînd sursa este în mișcare.

Funcția de corelație este prin definiție raportul dintre densitatea invariantă biparticulă și produsul densităților invariante uniparticulă.

$$C(\vec{q}, \vec{P}) = C(\vec{q}, \vec{P}') = 1 + \frac{\int d^4 x_1' d^4 x_2' S\left(x_1', \frac{\vec{P}'}{2}\right) S\left(x_2', \frac{\vec{P}'}{2}\right) e^{-q'(x_1' - x_2')}}{\left[\int d^4 x' S\left(x', \frac{\vec{P}'}{2}\right)\right]^2}, \quad (II.92)$$

unde prin prim (') s-au notat valorile coordonatelor și ale impulsului în acest sistem [82-84].

În cadrul modelului termodinamic de “sferă fierbinte” (fireball), la fiecare parametru de ciocnire părțile care se suprapun ale nucleului proiectil și ale nucleului țintă se amestecă și toată energia este convertită într-o mișcare aleatoare. O astfel de conversie poate avea loc dacă “sfera fierbinte” (fireball-ul) pierde memoria modului în care a fost creat.

Fie cazul în care numărul de particule nu este mare, în ipoteza că în “sfera fierbinte” nu există decât nucleoni, având masa de repaus m și pioni cu masa de repaus m_π . Probabilitatea de a avea n_1 protoni, n_2 neutroni, n_3 pioni pozitivi, n_4 pioni negativi și n_5 pioni neutri este dată de o relație de forma:

$$P_{n_1 n_2 n_3 n_4 n_5} = \frac{g_{n_1 n_2 n_3 n_4 n_5}}{\sum g_{n_1 n_2 n_3 n_4 n_5}} \quad (II.93)$$

unde

$$g_{n_1 n_2 n_3 n_4 n_5} = \frac{V^N}{h^{3N} \prod_i n_i!} \int \delta \left(E - \sum_{i=1}^{N_1} \frac{p_i^2}{2m} - \sum_{i=1}^{N_2} \frac{p_i^2}{2m_\pi} \right) \times \delta \left(\sum_{i=1}^N p_i \right) \prod_{i=1}^N d^3 p_i \quad , \quad (II.94)$$

cu

$$N_1 = n_1 + n_2 \quad , \quad (II.94a)$$

$$N_2 = n_3 + n_4 + n_5 \quad , \quad (II.94b)$$

$$N = N_1 + N_2 \quad , \quad (II.94c)$$

$$E = E_{rel} - N_1 m c^2 - N_2 m_\pi c^2 \quad . \quad (II.94d)$$

Multiplicitățile n_1, n_2, n_3, n_4, n_5 trebuie să respecte legile conservării numărului barionic și sarcinii, anume:

$$n_1 + n_3 - n_4 = Q \quad , \quad (II.95a)$$

$$n_1 + n_2 = B \quad . \quad (II.95b)$$

Ecuția (II.94) este o aproximație nerelativistă. Ea poate fi aplicată pentru ciocniri de ioni cu numere de masă egale și energii în sistemul laboratorului de cel mult 800 MeV/nucleon , ceea ce corespunde la 182 MeV/nucleon în sistemul centrului de masă. Trebuie menționat faptul că, pentru astfel de ciocniri, aproximația nerelativistă este corectă pentru nucleoni. Este mai puțin corectă pentru pioni, care au o masă de repaus mult mai mică. Integrala din ecuația (II.94) poate fi evaluată formal. Generalizarea relativistă a ecuației (II.94) nu poate fi evaluată pentru un număr mare de particule.

Pentru un parametru de ciocnire dat, spectrul inclusiv pentru pioni negativi pentru un impuls relativ p , în sistemul de coordonate atașat “sferei fierbinți”, în repaus, este dat de relația de mai jos:

$$\frac{d^3 n}{d^3 p} = \sum \frac{n^4 \int \delta \left(E - \frac{p^2}{2m} - \sum_{i=1}^{N_1} \frac{p_i^2}{2m} - \sum_{i=1}^{N_2-1} \frac{p_i^2}{2m_\pi} \right) \delta \left(\vec{p} + \sum_{i=1}^{N_1} \vec{p}_i + \sum_{i=1}^{N_2-1} \vec{p}_i \right) \prod_{i=1}^N d^3 p_i}{\int \delta \left(E - \sum_{i=1}^{N_1} \frac{p_i^2}{2m} - \sum_{i=1}^{N_2} \frac{p_i^2}{2m_\pi} \right) \delta \left(\sum_{i=1}^N \vec{p}_i \right) \prod_{i=1}^N d^3 p_i} \times P_{n_1 n_2 n_3 n_4 n_5}$$

(II.96)

Fie cazul a doi protoni în sistemul de coordonate în repaus atașat “sferei fierbinți” (fireball-ului). Se face ipoteza că în “sfera fierbinte” (fireball) se află n_p protoni și n_n neutroni (cu $n_p + n_n = n$), cu energia nerelativistă E . Se consideră un experiment în care un proton care se mișcă pe direcția x cu un impuls fixat \vec{p}_1 este măsurat în coincidență cu un alt proton care se mișcă pe direcția opusă (direcție aflată la 180° față de prima), dar avînd orice mărime \vec{p}_2 . Considerăm și o altă configurație în care se măsoară protoni cu un impuls fixat \vec{p}_1 pe axa x , dar al doilea este pe direcția y (deci, la 90° față de primul). Definim raportul acestor două numere ca pe o *corelație*:

$$C = \frac{N(180^\circ)}{N(90^\circ)} \quad . \quad (II.97)$$

În acest raport, numărătorul și numitorul, sunt dați de următoarea relație:

$$N = \frac{n_p (n_p - 1) d^3 p_1 d\Omega_2}{\int \delta \left(E - \sum_{i=1}^n \varepsilon_i \right) \delta \left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_i \right) \prod_{i=1}^n d^3 p_i} \times$$

$$\times \int \delta \left(E - \frac{p_1^2}{2m} - \frac{p_2^2}{2m} - \sum_{i=3}^n \varepsilon_i \right) \delta \left(\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \sum_{i=3}^n \vec{p}_i \right) p_2^2 dp_2 \prod_{i=3}^n d^3 p_i$$

. (II.98)

Pentru prima configurație, \vec{p}_2 este în direcția dată de unghiul de 180° , iar pentru cea de a doua configurație direcția este cea dată de unghiul de 90° .

După sumarea pe parametri de ciocnire, corelația dată de ecuația (II.97) se poate scrie astfel [82-84]:

$$C = \frac{N(180^\circ)}{N(90^\circ)} = \frac{\sum N_n(b, 180^\circ) b \Delta b}{\sum N_n(b, 90^\circ) b \Delta b} \quad . \quad (II.99)$$

Luând în considerare spinii particulelor emise și detectate (fermioni sau bozoni) se pot scrie relații specifice.

În ipoteza că funcțiile de undă ale bozonilor pot fi descrise prin funcții de undă plane, amplitudinea de detecție a doi bozoni identici de la o sursă cu emisie spațio-temporală punctuală, fiecare având pozițiile și impulsurile (\vec{x}_1, \vec{p}_1) , respectiv, (\vec{x}_2, \vec{p}_2) , se poate scrie în forma următoare:

$$A_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[e^{i\vec{p}_1(\vec{r}_1 - \vec{x}_1)} e^{i\vec{p}_2(\vec{r}_2 - \vec{x}_2)} + e^{i\vec{p}_1(\vec{r}_1 - \vec{x}_2)} e^{i\vec{p}_2(\vec{r}_2 - \vec{x}_1)} \right] \quad , \quad (II.100)$$

unde \vec{r}_1 , respectiv, \vec{r}_2 sunt punctele detecției pentru particulele de impulsuri \vec{p}_1 și, respectiv, \vec{p}_2 . Probabilitatea de detecție a unei perechi de bozoni este dată de integrala pătratului amplitudinii, anume:

$$P_{12} = \int d^4x_1 \int d^4x_2 |A_{12}|^2 \rho(\vec{x}_1) \rho(\vec{x}_2) \quad , \quad (II.101)$$

unde $\rho(\vec{x})$ este distribuția spațio-temporală a bozonilor în sursă. Integrarea se face pe toată distribuția bozonilor în sursă. Dacă distribuțiile spațio-temporale sînt independente de impuls, integrala se separă și se reduce la:

$$P_{12} = 1 + \left| \rho(\vec{q}) \right|^2 \equiv C_2^{ideal}(\vec{q}) \quad , \quad (II.102)$$

unde \vec{q} este 4-impulsul $(q_0, \vec{p}_2 - \vec{p}_1)$ și C_2^{ideal} este funcția de corelație.

Aceasta este interpretarea "tradițională" a funcției de corelație. Ea permite determinarea caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de particule.

VIII.3. Determinarea experimentală a caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de particule

Determinarea experimentală a funcției de corelație care intervine în relația (II.102) ridică o serie de probleme. Pentru rezolvarea lor s-au propus diferite metode. Două dintre ele sunt mai des folosite, în situații comune.

Una dintre metodele folosite în obținerea funcției de corelație din date și rezultate experimentale implică construirea unui raport de forma următoare:

$$R_{\text{exp}}(q, q_0) = \frac{N(q, q_0)}{F(q, q_0)}, \quad (\text{II.103})$$

unde $N(q, q_0)$ este numărul de particule cu impuls relativ q și energie relativă q_0 , iar $F(q, q_0)$ este fondul în absența corelațiilor statistice, în acord cu natura particulelor (bozoni sau fermioni).

Dependența funcției de corelație de impulsul relativ indică existența unui maximum. Lățimea și înălțimea acestui maxim sînt raportate la dimensiunea sursei (extinderea spațială a sursei) și timpul de viață pentru sursa de particule. Existența acestui maxim este în acord cu ipoteza interacțiilor particulelor în starea finală.

A doua metodă de determinare experimentală a caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de particule folosește, pentru obținerea funcției de corelație, valorile experimentale pentru următoarele mărimi: secțiunea eficace diferențială pentru producerea a două particule, secțiunea eficace diferențială pentru producerea unei particule, secțiunea eficace totală - toate pentru energia la care are loc ciocnirea nucleu-nucleu considerată - și momentele distribuțiilor de multiplicitate ale particulelor implicate:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_1 dp_2} = \frac{1}{\sigma_T} \frac{\langle n^2 \rangle}{\langle n \rangle^2} \frac{d\sigma}{dp_1} \frac{d\sigma}{dp_2} (1 + R_{\text{exp}}) \quad . \quad (\text{II.104})$$

În ecuația de mai sus R_{exp} reprezintă funcția de corelație experimentală care trebuie determinată.

Pentru a descrie caracteristicile spațio-temporale ale sursei de particule, pot fi folosite forme diferite ale distribuției spațio-temporale $\rho(\vec{x})$ a bozonilor din sursă, inclusă în ecuația (II.102). De exemplu, dacă emisia de particule este uniformă și se consideră că se face de la suprafața unei sfere de rază R , atunci funcția de corelație poate fi scrisă sub forma următoare:

$$C(q, q_0) = 1 + \lambda \exp\left[-\frac{1}{4}(qR)^2 - (q_0\tau)^2\right] \quad . \quad (\text{II.105})$$

Aici λ este un parametru care consideră interferența efectivă dintre particule. El se mai numește *parametru de haos* sau *grad (parametru) de coerență*. Parametrul depinde de gradul de coerență din sursă, de configurația sursei de particule și de corelațiile dinamice specifice posibile.

Pentru o funcție de distribuție Gauss în sursa de particule, funcția de corelație poate fi scrisă astfel:

$$C_G(q, q_0) = 1 + \lambda \exp \left[-\frac{(qR)^2}{2} - \frac{(q_0\tau)^2}{2} \right] . \quad (II.106)$$

La sfârșitul capitolului anterior se arăta că nucleonii participanți pot ajuta la determinarea extinderii spațiale a sursei de particule. În plus, s-a arătat că numărul de nucleoni participanți, Q_N , este legat de posibilele corelații în generarea de particule. Compararea rezultatelor obținute pe cele două căi – luarea în considerare a relației de legătură clasică dintre raza unui nucleu și numărul de nucleoni participanți, respectiv, interferometria de particule identice – poate oferi informații dinamice importante.

Pentru două din etapele evoluției regiunii participante – anume emisia de pioni și încetarea interacțiilor dintre regiuni – dimensiunile regiunii participante se pot estima cu ajutorul relațiilor de mai jos:

$$r_\pi = r_{o\pi} Q_N^{1/3} \quad , \quad (II.107)$$

$$r_f = r_0 Q_N^{1/3} \quad . \quad (II.108)$$

Aceste relații de legătură între dimensiunea sursei de particule (regiunii participante) și numărul total de nucleoni participanți pot fi verificate folosind interferometria de particule identice.

Metoda interferometriei pionice a fost folosită pentru descrierea caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de particule pentru ciocniri centrale O-Pb la 4.5 A GeV/c [3-5,34]. A fost folosită o funcție de corelație pentru care s-a considerat o funcție de distribuție în sursă de formă gaussiană, anume:

$$\rho(r, t) \propto \exp \left[-\frac{r^2}{r_0^2} - \frac{t^2}{\tau^2} \right] \quad . \quad (II.109)$$

Au fost considerate 12028 perechi de *pioni negativi*. Primele calcule au fost facute fixând parametrul de haos la valoarea $\lambda=1$. Așa cum s-a menționat anterior, această valoare corespunde unei surse de particule care emite *haotic* sau *total necorelat*. Au fost făcute și calcule în care parametrul de haos a fost considerat parametru liber. *Rezultatele experimentale obținute, pentru diferitele situații considerate, sunt incluse în Tabelul*

II.15. Ele sunt în acord cu rezultatele experimentale obținute la alte energii (Tabelul II.16).

r_o [Fm]	λ	ct_o [Fm]	χ^2/NGL	Obs.
3.68 ± 0.29	1	6.94 ± 1.29	1.12	$\lambda = \text{fixat}$
3.68 ± 0.29	0.77 ± 0.26	6.63 ± 0.55	1.14	$ct_o = \text{fixat}$
4.29 ± 0.23	0.30 ± 0.28	6.80	0.92	$ct_o = \text{fixat}$ Date sumate p_e q_o (ec.(II.106))

Tabelul II.15. Caracteristicile spațio-temporale ale sursei la emisia de pioni în ciocniri centrale O-Pb la 4.5 A GeV/c (T(2,0))

$A_P - A_T$	E [A GeV]	$r_{\pi\pi}$ [Fm]	Ref.
Ar + BaI ₂	1.8	3.05 ± 1.10	[85]
Ar + Pb ₃ O ₄	1.8	3.30 ± 0.93	[85]
Ar + Pb ₃ O ₄ central	1.8	3.98 ± 0.78	[85]
Ar + KCl	2.1	3.12 ± 0.33	[86]
Ar + KCl	1.5	4.93 ± 0.44	[87]
Ar + KCl central	1.2	3.80 ± 0.50	[88]
d + Ta	3.4	2.20 ± 0.50	[89]
He + Ta	3.4	2.90 ± 0.40	[89]
C + Ta	3.4	3.40 ± 0.30	[89]
C + C	3.4	2.75 ± 0.76	[90]
C + C central	3.4	3.76 ± 0.88	[90]

Tabelul II.16. Rezultate experimentale asupra dimensiunilor surselor de particule obținute prin interferometrie pionică

Rezultatele experimentale incluse în Tabelul II.15 par să indice un anumit grad de coerență în sursa de particule. Trebuie subliniat aici un fapt de interes pentru studiile de dinamica ciocnirilor nucleare relativiste, anume: parametrul de corelație determinat prin a treia cale de calcul este în acord cu valoarea coeficientului de corelație care rezultă din fit-rea distribuției de multiplicitate a pionilor negativi – obținuți în această reacție – cu o funcție putere (0.32 ± 0.07).

Compararea directă a rezultatelor experimentale obținute în diferite experimente pentru caracteristicile spațio-temporale ale sursei de particule nu este posibilă datorită folosirii unor aranjamente experimentale diferite, a unor direcții de observare diferite și a unor distribuții spațio-temporale în sursă diferite.

Analiza rezultatelor experimentale incluse în cele două tabele indică, totuși, unele trăsături comune. Cea mai importantă este aceea că dimensiunile spațiale ale surselor de particule, la emisia pionilor, sunt determinate, în principal, de dimensiunile nucleului incident. Alți factori importanți care determină dimensiunile sursei pionice sunt geometria ciocnirii (centralitate și asimetria ei) și energia nucleului incident. Pentru ciocniri asimetrice, în principal, un rol revine și dimensiunii nucleului țintă.

$A_P - A_T$	p_T [MeV/c]	T [MeV]	$\langle Q_{exp} \rangle$	$\langle Q_N \rangle$	r_π [Fm]	ρ [Fm ⁻³]
He-Li	241±3	69.0±2.0	2.0±0.5	4.0±1.0	1.80	0.163± 0.041
He-C	238±4	71.0±3.0	2.9±0.3	5.8±0.6	2.11	0.149± 0.015
He-Ne	230±5	76.0±3.3	3.6±0.3	7.2±0.6	2.12	0.183± 0.015
He-Cu	227±6	78.0±4.0	5.7±0.5	12.5±1.1	2.72	0.149± 0.013

<i>He-Pb</i>	204 ± 4	94.0 ± 3.0	9.9 ± 1.0	24.9 ± 2.5	3.06	0.208 ± 0.021
<i>C - C</i>	236 ± 6	72.2 ± 3.8	4.2 ± 0.4	8.4 ± 0.4	2.60	0.113 ± 0.005
<i>C - Cu</i>	220 ± 4	82.8 ± 2.7	9.0 ± 0.8	19.6 ± 1.7	3.05	0.165 ± 0.014
<i>Ne-Ne</i>	225 ± 9	79.4 ± 4.7	7.9 ± 0.7	15.8 ± 1.4	3.09	0.127 ± 0.011
<i>Ne-Zr</i>	195 ± 5	100.8 ± 3.8	12.3 ± 0.4	27.3 ± 0.9	3.62	0.138 ± 0.005
<i>O -Ne</i>	229 ± 9	76.7 ± 5.9	6.1 ± 0.7	12.2 ± 1.4	2.86	0.123 ± 0.014
<i>O Pb</i>	190 ± 8	104.8 ± 6.3	19.0 ± 0.9	47.3 ± 2.2	4.23	0.149 ± 0.007

Table II.17 Caracteristicile principale ale pionilor negativi produși în diferite ciocniri inelastice (periferice) nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c

$A_P - A_T$	p_T [MeV/c]	T [MeV]	$\langle Q_{exp} \rangle$	$\langle Q_N \rangle$	r_π [Fm]	ρ [Fm ⁻³]
<i>He-Li</i>	198 ± 3	98.6 ± 2.4	2.8 ± 0.3	5.6 ± 0.6	1.50	0.396 ± 0.04 2
<i>He-C</i>	195 ± 5	100.5 ± 3.7	4.7 ± 0.2	9.4 ± 0.4	1.78	0.398 ± 0.01 7
<i>He-Ne</i>	189 ± 5	105.6 ± 4.0	6.1 ± 0.8	12.2 ± 1.6	1.93	0.405 ± 0.05 3
<i>He-Cu</i>	186 ± 6	107.6 ± 4.9	8.2 ± 0.5	18.0 ± 1.1	2.20	0.403 ± 0.02 4
<i>He-Pb</i>	167 ± 4	123.6 ± 3.7	14.7 ± 1.2	37.1 ± 3.0	2.82	0.399 ± 0.03 2
<i>C - C</i>	194 ± 6	101.7 ± 4.6	7.8 ± 0.3	15.6 ± 0.6	2.10	0.402 ± 0.01 5
<i>C - Cu</i>	181 ± 4	112.3 ± 3.3	19.7 ± 1.0	42.8 ± 2.2	2.94	0.402 ± 0.02 1

<i>Ne-Ne</i>	185 ± 9	108.9 ± 7.3	9.8 ± 0.7	19.6 ± 1.4	2.28	0.395 ± 0.02 8
<i>Ne-Zr</i>	160 ± 5	130.4 ± 4.6	26.2 ± 2.1	58.2 ± 4.7	3.27	0.395 ± 0.03 2
<i>O-Ne</i>	188 ± 9	106.3 ± 7.2	9.6 ± 0.3	19.2 ± 0.6	2.25	0.399 ± 0.01 3
<i>O-Pb</i>	156 ± 8	134.3 ± 7.7	39.6 ± 0.5	98.6 ± 1.2	3.89	0.401 ± 0.00 5

Tabelul II.18. Caracteristicile principale ale pionilor negativi produși în diferite ciocniri centrale (T(2,0)) nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c

În Tabelele II.17 și II.18 sunt incluse câteva mărimi fizice de interes în stabilirea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste. Se remarcă faptul că razele regiunii participante (sursei de particule) la emisia de pioni determinate pe baza relației (II.107) și a unor relații similare sunt în acord cu rezultatele obținute prin interferometrie pionică. Toate rezultatele experimentale obținute pentru mărimile fizice cu semnificație dinamică justifică ipoteza posibilității modelării fenomenologice a dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste.

VIII.4. Căi de corelare a informațiilor asupra caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de particule obținute prin metode diferite

S-a menționat anterior faptul că nu este posibilă compararea directă a rezultatelor experimentale pentru caracteristicile spațio-temporale ale sursei de particule obținute în diferite experimente datorită folosirii unor aranjamente experimentale diferite, a unor direcții de observare diferite și a unor distribuții spațio-temporale în sursă diferite.

De aceea, s-au încercat diferite metode de “uniformizare” a modului de prezentare a dimensiunilor surselor de particule (regiunilor participante). Cea mai cunoscută este cea propusă de J.Bartke și M.Kowalski, în lucrările [78,79].

Metoda propusă se bazează pe faptul că interferometria de particule identice (numită și interferometrie de intensitate sau efectul Hanbury-Brown și Twiss) măsoară

separația medie dintre sursele de emisie, $\langle \Delta r \rangle$, și timpul de viață, τ . Dimensiunile regiunii de emisie pot fi determinate o dată ce a fost specificată distribuția spațială în sursă. Ea s-a aplicat pentru bosoni identici. În acest caz, așa cum s-a mai arătat, formalismul teoretic definește o funcție de corelație, $C(q,p)$, care dă rata de emisie pentru două particule cu impulsuri relative q și impulsul total p , comparativ cu cazul necorelat. Corelațiile pionilor pot fi descrise satisfăcător doar de statistica cuantică, corecția coulombiană și influența interacțiilor din starea finală fiind, în general, relativ mici la energii de ordinul GeV-i pe nucleon. În acest caz, funcția $C(q,p)-1$ este proporțională cu pătratul transformatei Fourier a distribuției spațio-temporale a sursei de particule. Pentru surse distribuite uniform peste suprafața unei sfere de rază R , funcția de corelație poate fi scrisă sub forma:

$$C(q, p) = 1 + \lambda \frac{I^2(q_t R)}{[1 + (q_0 \tau)^2]} \quad , \quad (\text{II.110})$$

unde

$$I(x) = \frac{2J_1(x)}{x} \quad ,$$

cu J_1 funcția Bessel de primul ordin.

Aici, $q_t = \left| \vec{q} - (\vec{q} \cdot \vec{n}) \cdot \vec{n} \right|$ este modulul proiecției diferenței impulsurilor $\vec{q} = \vec{p}_i - \vec{p}_k$ pe planul perpendicular pe vectorul sumă a impulsurilor pionilor $\vec{n} = \frac{(\vec{p}_i + \vec{p}_k)}{|\vec{p}_i + \vec{p}_k|}$, iar

$q_0 = |E_i - E_k|$ reprezintă diferența de energie a celor doi pioni. Pentru valori mai mici ale produșilor $(q_t R)$ și $(q_0 \tau)$, funcția de corelație poate fi aproximată cu o expresie mai simplă, de tipul celei date de ecuația (II.105):

$$C(q, p) = 1 + \lambda \exp \left[-\frac{1}{4} (q_t R)^2 - (q_0 \tau)^2 \right]$$

Așa cum s-a prezentat anterior, funcția de corelație experimentală se poate determina ca fiind ca raportul distribuției perechilor de pioni cu sarcini identice și distribuția fondului. Dimensiunile spațio-temporale R și τ sînt apoi determinate printr-o procedură de fit-are.

Diverși autori folosesc distribuții spațiale diferite pentru sursele care emit particule, cum ar fi: suprafața unei sfere, distribuții Gauss de forme diferite [78-90]. De aceea, valorile publicate ale razei nu pot fi întotdeauna comparate direct între ele. În acest context, Bartke și Kowalski au propus folosirea razei pătratică medii [78,79]. Ei au “corectat” unele din valorile publicate ale razei sursei de particule. Rezultatele experimentale inițiale și cele “corectate” sunt incluse în Tabelul II.19.

Ciocnirea	E [A GeV]	Valoarea publicată a razei [Fm]	Raza pătratică medie [Fm]	Ref.
Ar + BaI ₂	1.8	3.05 ± 1.10	3.74 ± 1.35	[85]
Ar + Pb ₃ O ₄	1.8	3.30 ± 0.93	4.04 ± 1.14	[85]
Ar + Pb ₃ O ₄ central	1.8	3.98 ± 0.78	4.87 ± 0.96	[85]
Ar + KCl	2.1	3.12 ± 0.33	3.82 ± 0.40	[86]
Ar + KCl	1.5	4.93 ± 0.44	6.04 ± 0.54	[87]
Ar + KCl central	1.2	3.80 ± 0.50	4.65 ± 0.61	[88]
d + Ta	3.4	2.20 ± 0.50	2.20 ± 0.50	[89]
He + Ta	3.4	2.90 ± 0.40	2.90 ± 0.40	[89]
C + Ta	3.4	3.40 ± 0.30	3.40 ± 0.30	[89]
C + C	3.4	2.75 ± 0.76	2.75 ± 0.76	[90]
C + C central	3.4	3.76 ± 0.88	3.76 ± 0.88	[90]

Tabelul II.19. Valori experimentale și valori “corectate” ale razelor surselor pionice în câteva ciocniri nucleare relativiste

În raport cu tipul de distribuție spațială pentru sursa care emite particule (pioni, în acest caz) au fost folosiți factori de conversie diferiți. Astfel, pentru distribuția gaussiană

tipică, $\exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right)$, factorul de conversie al razei pătratice medii este $\sqrt{\frac{3}{2}}$. În cazul în care forma gaussiană folosită este $\exp\left(-\frac{r^2}{2R^2}\right)$, factorul de conversie al razei pătratice medii $\sqrt{3}$. Dacă determinarea dimensiunilor sursei s-a făcut în ipoteza că există o distribuire uniformă pe suprafața unei sfere de rază R , atunci factorul de conversie este 1.0.

Metoda propusă nu înlătură însă fluctuațiile și dificultățile observate inițial pentru compararea razelor surselor pionice.

VIII.5. Luarea în considerare a direcției de observare în
determinarea caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de
particule

Printre caracteristicile comportării razei sursei de particule la emisia de pioni se numără și dependența de energia nucleului incident și de direcția de observare. De aceea, inițial, pentru ciocniri periferice și, ulterior, pentru ciocniri centrale, s-a pus problema luării în considerare a deformării prin contracție Lorentz a nucleului incident. În acest mod a devenit posibilă considerarea unor surse nesferice, care să ia în considerare direcția de observare a acestora [82-84].

Primele rezultate experimentale au fost obținute cu ajutorul spectrometrului JANUS de la LBL, în ciocniri inelastice $Fe + Fe \rightarrow 2\pi + X$ la $1.7 A GeV$ [91].

În acest caz, funcția de corelație folosită are forma următoare:

$$C_{\text{exp}}(q_{\perp}, q_{\parallel}, q_0) = 1 + \lambda \exp\left[-\frac{q_{\perp}^2 R_{\perp}^2}{2} - \frac{q_{\parallel}^2 R_{\parallel}^2}{2} - \frac{q_0^2 \tau^2}{2}\right], \quad (II.111)$$

unde r_{\perp} este raza sursei pionice observată pe o direcție perpendiculară pe direcția de mișcare a nucleelor care se ciocnesc, r_{\parallel} este raza aceleiași surse observată pe o direcție paralelă cu direcția de mișcare a nucleelor care se ciocnesc, iar τ este timpul de viață al sursei pînă la emisia pionilor.

Măsurătorile au fost efectuate pentru două direcții de observare care corespund unor intervale unghiulare și de impuls bine definite, în sistemul centrului de masă, anume: (a) $\theta_{\parallel}(SCM) \in (0^{\circ}, 32^{\circ})$, $\theta_{\perp}(SCM) \in (91^{\circ}, 106^{\circ})$, (b) $p_{\parallel}(SCM) \in (100, 400) MeV/c$ și $p_{\perp}(SCM) \in (100, 600) MeV/c$. Au fost considerate și unele corecții legate de efecte coulombiene și efecte Gamow, determinate de interacțiunile în starea finală între pioni. Rezultatele experimentale diferă pentru cele două situații. În cazul în care nu s-au introdus corecții s-au obținut următoarele rezultate:

$$r_{\perp} = 5.6 \pm 0.6 Fm, r_{\parallel} = 2.2_{-1.6}^{+0.8} Fm, \lambda = 0.77 \pm 0.07, \tau = 4.2 \pm 1.1 Fm/c.$$

La introducerea corecțiilor, singura modificare semnificativă statistic s-a observat pentru raza “transversală”. Rezultatele obținute sunt următoarele:

$$r_{\perp} = 4.6 \pm 0.2 Fm, r_{\parallel} = 1.5_{-1.5}^{+0.7} Fm, \lambda = 0.78 \pm 0.04, \tau = 3.8 \pm 0.7 Fm/c.$$

Acest tip de analiză a devenit tot mai frecvent odată cu creșterea energiei de accelerare, în cea de a doua perioadă a etapei sistemelor de accelerare [65,82-84].

Trebuie subliniat faptul că pentru diferite procese care pot avea loc în regiunea participantă forma și durata de contact dintre regiunea participantă și regiunea/regiunile spectatoare sunt mărimi extrem de importante. Despre unele procese, cum ar fi cele de termalizare și de curgere hidrodinamică a materiei nucleare fierbinți și dense, se va discuta în părțile următoare ale cursului.

VIII.6. Alte căi de determinare a caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de particule

Obținerea unor rezultate corecte în interferometria de intensitate implică, în cele mai multe situații de interes, o alegere adecvată a coordonatelor. În acest sens, anterior, a fost prezentat sistemul de coordonate „exterior”. În analize tridimensionale, pentru funcții de corelație experimentale, se poate alege și alte sisteme de coordonate. Unul dintre ele include următoarele trei axe: o componentă a impulsului diferențial pe direcția impulsului (Q_{T_0}), o componentă pe direcția impulsului (Q_L) și o componentă perpendiculară pe aceasta (Q_{T_s}).

Fie acest sistem de coordonate. Se face ipoteza suplimentară că distribuția spațială a sursei de particule este descrisă de o distribuție gaussiană simetrică dată de relația de mai jos:

$$\rho(\vec{x}) \propto e^{-\frac{|\vec{x}|^2}{2R^2} - \frac{|t|^2}{2\tau^2}}, \quad (II.112)$$

unde R și τ sînt lărgimea spațială și, respectiv, lărgimea temporală

În aceste ipoteze funcția de corelație se poate scrie astfel:

$$C(Q_{T_0}, Q_{T_S}, Q_L) = A \left[1 + \lambda \exp(-Q_{T_0}^2 R_{T_0}^2 - Q_{T_S}^2 R_{T_S}^2 - Q_L^2 R_L^2) \right] \quad , \quad (II.113)$$

unde parametrul fenomenologic λ este haoticitatea (parametrul de haos) și are valoarea 1 în cazul ideal.

Experimental, probabilitatea de a detecta o pereche corelată, adică funcția de corelație, se determină folosind următorul raport:

$$C_2^{\text{exp}}(\vec{q}) = \frac{A(\vec{q})}{B(\vec{q})} \quad . \quad (II.114)$$

În relația de mai sus $A(\vec{q})$ este “distribuția reală” și reprezintă distribuția a două particule în funcție de impulsul lor relativ, iar $B(\vec{q})$ este “distribuția de fond” și este o distribuție tipică de două particule, construită din amestecul aleator de la toate evenimentele conținute în $A(\vec{q})$.

Sunt necesare câteva corecții la ecuația anterioară, înainte extragerii informației dorite asupra unor mărimi dinamice din funcția de corelație. În mod ideal, distribuția $B(\vec{q})$ ar trebui să fie formată din perechi complet necorelate. Experimental, însă, dacă eșantionul/mostra de perechi de particule ales/aleasă pentru a construi „distribuția de fond” conține corelații, atunci o corelație reziduală va apare în evenimentele obținute prin amestecarea perechilor. Din cauza folosirii ipotezei că particulele nu interacționează în starea finală (ipoteză implicită prin folosirea funcțiilor de stare sub formă de unde plane), nici o stare finală și nici o interacție coulombiană nu trebuie luate în considerare [82-84].

Funcția de corelație pentru doi bozoni identici poate fi scrisă și în forma următoare:

$$C_2(q, q_0) = 1 + |\rho(q, q_0)|^2 \quad , \quad (II.115)$$

unde $q = |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|$ este impulsul relativ 3-dimensional, $q_0 = |E_1 - E_2|$, iar $\rho(q, q_0)$ este transformata Fourier a funcției de distribuție spațială pentru sursa care emite particulele (de obicei se consideră pioni).

Sunt necesare unele ipoteze asupra formei distribuției. Dacă se folosește o formă gaussiană pentru distribuția spațială și temporală, atunci distribuția $\rho(q, q_0)$ poate fi parametrizată astfel, luând în considerare deformarea Lorentz la energii relativiste și direcția de observare:

$$\rho(r_{\perp}, r_{\parallel}, t) = \alpha \exp\left(-\frac{r_{\perp}^2}{R_{\perp}^2} - \frac{r_{\parallel}^2}{R_{\parallel}^2} - \frac{t^2}{\tau^2}\right) \quad . \quad (II.116)$$

Aici, R_{\perp} și R_{\parallel} se referă la direcțiile perpendiculară, respectiv, paralelă în raport cu orientarea fascicului incident, iar α este o constantă de normare.

În ipoteza că $R_{\perp} = R_{\parallel}$ (sursă sferică), relația de mai sus se poate scrie astfel:

$$\rho(r, t) = \alpha \exp\left(-\frac{r^2}{R^2} - \frac{t^2}{\tau^2}\right) \quad . \quad (II.117)$$

Cu această formă pentru $\rho(r, t)$ se regăsește relația folosită în subcapitolele anterioare, anume:

$$C_2(q, q_0) = 1 + \exp\left(-\frac{q^2 R^2}{2} - \frac{q_0^2 \tau^2}{2}\right) \quad . \quad (II.118)$$

Expresia de mai sus ia în considerare aproximarea valorilor celor două variabile, q și q_0 , și faptul că ambele tind la zero, așa cum se aștepta, de altfel, pentru bozoni identici.

Introducerea parametrului de haos, λ , sugerată de către Deutschmann și colaboratorii săi [82-84], a permis obținerea unor fit-uri mai bune pentru datele experimentale. El multiplică exponențiala în funcția de corelație definită mai sus. Funcția de corelație se poate scrie astfel:

$$C_2(q, q_0) = 1 + \lambda \exp\left(-\frac{q^2 R^2}{2} - \frac{q_0^2 \tau^2}{2}\right) \quad . \quad (II.119)$$

Luând în considerare sistemul de coordonate ales se poate scrie și următoarea formă a relației anterioare:

$$C_2(q, q_0) = 1 + \lambda \exp\left(-\frac{q^2 R^2}{2} - \frac{q_0^2 \tau^2}{2}\right) \quad . \quad (II.120)$$

În acest caz nu mai este necesară ipoteza sursei de formă sferică.

O serie de corecții sistematice trebuie avute în vedere. Unele țin de caracteristicile specifice detectorilor folosiți (de exemplu, eficacitatea de detecție pentru tipul de particulă folosit la interferometrie).

Altă categorie de corecții este cea care încearcă luarea în considerare, totuși, a efectelor datorate repulsiei coulombiene reciproce dintre particulele identice în perechile corelate. Pentru interacția coulombiană repulsivă între două particule identice se poate folosi, cu deosebire pentru pioni, factorul Gamow, definit astfel:

$$G(\eta) = \frac{2\pi\eta}{e^{2\pi\eta} - 1} \quad , \quad (II.121)$$

$$\text{unde } \eta = \frac{m_\pi \alpha}{\sqrt{q^2 - q_0^2}} .$$

Aplicarea corecțiilor se face înainte de fit-area funcției de corelație experimentale. Corecția dată de factorul Gamow are un efect substanțial asupra parametrului de corelație (haos) λ și un efect relativ mic asupra razei [65,82-84].

Sunt și alte aspecte importante de luat în considerare pentru a obține un acord cât mai bun între datele experimentale și funcția de distribuție aleasă. Una dintre cele mai interesante este cea a interacțiilor cu mediul nuclear din interiorul sursei emitente a particulelor folosite în interferometria intensitate. Acest aspect va fi tratat în cadrul cursului de *Stări anormale și tranziții de fază în materia nucleară (anul V INPE Masterat)*.

VIII.7. Interferometria de intensitate pentru particule cu straniețate

Pentru studierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste și ultrarelativiste este importantă cunoșterii evoluției temporale a sursei de particule (regiunii participante). Interferometria de intensitate poate oferi informații în acest sens dacă se poate aplica, pentru același experiment, pentru mai multe tipuri de particule. În același timp, căutarea unor stări anormale și tranziții de fază în materia nucleară fierbinte și densă creată în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc, ar putea fi mai eficientă dacă

aranjamentul experimental permite detectarea de particule cu straniețe cu o statistică a datelor experimentale suficientă pentru aplicarea interferometriei de particule identice. Cele mai folosite particule pentru astfel de studii sunt kaonii. Ca și pionii, cele mai folosite particule în interferometria de particule identice, kaonii sunt bozoni. De aceea, astfel de studii mai sunt cunoscute ca studii de *corelații Bose-Einstein*. Din aceste motive, bazele fizice ale folosirii interferometriei de particule identice pentru astfel de particule sunt legate de simetrizarea funcției de undă pentru bozoni identici, cu luarea în considerare a statisticii Bose-Einstein.

Pentru a obține funcția de corelație, $C_2(q)$, distribuția determinată (măsurată) experimental, $A(q)$, este împărțită la distribuția fondului, $B(q)$. Aceasta din urmă conține efectele spațiului fazelor de două corpuri. În mod ideal, distribuția rezultată, care depinde de impulsul relativ al particulelor perechii considerate, poate fi legată de transformata Fourier, $\tilde{\rho}(q)$, a distribuției sursei, $\rho(r)$, adică:

$$C_2^{\text{exp}}(q) \equiv \frac{A(q)}{B(q)} = 1 + |\tilde{\rho}(q)|^2 \quad . \quad (II.122)$$

Una din formele funcției folosite pentru fit-area funcției de corelație experimentale – mai ales pentru interferometrie de kaoni pozitivi – este o funcție de corelație unidimensională, de forma:

$$C_2(Q) = \frac{A(Q)}{B(Q)} = N \left[1 + \lambda e^{-Q^2 R_0^2} \right] \quad . \quad (II.123)$$

În această relație se folosește cuadri-impulsul relativ, invariant Lorentz, de forma:

$$Q \equiv \sqrt{-q \cdot q} \ ,$$

unde q este diferența de cuadri-impulsuri pentru particulele considerate, iar N este un factor de normare care rezultă din faptul că distribuția de fond, $B(Q)$, este construită cu număr de perechi mai semnificativ statistic decât distribuția experimentală, $A(Q)$. λ este un factor fenomenologic inclus pentru a lua în considerare efectele interacțiilor din starea finală care pot reduce mărimea corelației. Distribuția de fond, $B(Q)$, se construiește, ca și în celelalte cazuri, prin formarea alaeatoare a perechilor, rezultate din amestecarea informației specifice evenimentelor avute la dispoziție.

Două corecții trebuie aplicate raportului $A(Q)/B(Q)$, obținut experimental. O primă corecție este legată de repulsia coulombiană dintre particule cu același tip de

sarcină. Această corecție se aplică folosind factorul Gamow, introdus anterior (relația (II.121)). O a doua corecție este legată de dependența de cuadri-impulsul relativ Q . Această corecție are un caracter mai puțin general decât cea referitoare la repulsia coulombiană și trebuie să ia în considerare explicit structura aranjamentului experimental folosit, caracteristicile specifice ale detectorilor incluși în aranjament și detalii de identificare a particulelor și de reconstrucție a traiectoriilor acestora.

Corelațiile Bose-Einstein au fost intens folosite pentru a studia mărimea sursei pentru particule emise dintr-o mare varietate de reacții [65,82-84]. Marea majoritate a acestor studii au folosit rezultate experimentale pentru pioni, cu deosebire în prima perioadă a etapei sistemelor de acceleratori.

Intrarea în funcțiune a Sincrotronului cu Gradient Alternant (AGS) de la BNL a permis obținerea unui număr semnificativ statistic de kaoni și s-a putut trece la interferometrie kaonică.

Pentru ciocniri centrale la $14.6 A GeV/c$ ale ionilor de ^{28}Si pe ținte de Au și Al , s-a făcut o analiză sistematică de interferometrie pionică [65,80-84]. Au fost folosiți atât pioni pozitivi, cât și pioni negativi. Pentru cazul interferometriei de pioni pozitivi ($\pi^+ - \pi^+$) s-a folosit pentru fit-are o distribuție bidimensională, calculată în sistemul de coordonate al sursei, având forma următoare:

$$C_2(\vec{q}, q_0) = N \left[1 + \lambda \exp\left(-|\vec{q}|^2 R^2 - q_0^2 \tau^2\right) \right] \quad (II.124)$$

Rezultatele obținute prin interferometrie pionică la aceste energii confirmă observația anterioară, anume: raza sursei de particule (regiunii participante) la emisia de pioni este comparabilă cu raza nucleului incident (în acest caz, nucleul de Si).

Aceste studii s-au extins, pentru aceleași ciocniri, și asupra kaonilor emiși. La analizarea corelațiilor Bose-Einstein dintre perechi de kaoni s-a avut în vedere faptul că secțiunea eficace a kaonilor, cu deosebire a kaonilor pozitivi (K^+) în materia nucleară este semnificativ mai mică decât aceea pentru pioni. De aceea kaonii pot „vedea” o mărime diferită a sursei de particule. De asemenea, s-a luat în considerare faptul că în ciocniri nucleare relativiste la aceste energii producerea de kaoni este semnificativ mai mare și ar putea fi asociată unor mecanisme de producere exotice. S-a avut în vedere și faptul că

funcția de corelație pentru kaoni poate fi mai puțin sensibilă decât cea a pionilor la contribuția datorată dezintegrărilor unor rezonanțe.

Rezultatele experimentale obținute pentru ciocniri $Si + Au$ la $14.6 A GeV/c$ au permis stabilirea următoarelor valori ale razei sursei de particule la emisia kaonilor, respectiv, la emisia pionilor: $r_o(K) = 2.35 \pm 0.27 Fm$, $r_o(\pi) = 4.67 \pm 0.33 Fm$ [65,80-84]. Se confirmă, de asemenea, și modificarea parametrului de haos în evoluția regiunii centrale, fierbinți și dense. Dacă în etapele de început sursa este mai haotică, pe parcursul evoluției sale ea tinde să devină mai puțin haotică prin emisia succesivă a diferite tipuri de particule: astfel, $\lambda(K) = 0.74 \pm 0.14$, $\lambda(\pi) = 0.53 \pm 0.07$. Totuși, la energia considerată, scăderea nu este dramatică.

Determinarea razei sursei de particule s-a făcut și folosind sistemul de coordonate al sursei. Folosind ecuația (II.124), cu restricția explicită $R=\tau$, s-au obținut următoarele valori ale razei și parametrului de haos la emisia de kaoni, respectiv, pioni: $R = \tau = 1.85 \pm 0.21 Fm$, $\lambda = 0.71 \pm 0.13$, respectiv, $R = \tau = 2.76 \pm 0.24$, $\lambda = 0.56 \pm 0.07$. Metoda de „uniformizare” conduce la următoarele valori: $3.20 \pm 0.36 Fm$, respectiv, $4.78 \pm 0.42 Fm$.

Aceste valori (care nu implică nici o modificare pentru efectele Lorentz), sînt în acord cu cele anterioare. Prin ambele metode raza determinată pentru kaoni este mai mică decât cea determinată pentru pioni. Folosirea metodei de „uniformizare” nu modifică această concluzie. Acest rezultat confirmă evoluția sursei de particule de la etapa inițială, de compresie maximă și haoticitate maximă, la etape ulterioare în care presiunea scade prin expansiunea regiunii participante, iar temperatura sistemului scade prin emisia succesivă de diferite tipuri de particule și interacții multiple în sursă. Evoluția are loc până la încetarea contactului dintre regiuni și încetarea interacțiilor în starea finală. În sprijinul acestei comportări vin și rezultatele experimentale obținute prin interferometrie protonică în ciocniri inelastice $Ar + KCl$ la $1.8 A GeV$ [86-88]. S-a obținut o rază a sursei de particule la emisia de protoni de $2.4 - 2.8 Fm$, mai mică decât cea a sursei la emisia de pioni, în aceeași ciocnire, în jur de $4.00 Fm$. [86-88]. Se observă că emisia de protoni este anterioară celei de pioni. Rezultatele experimentale confirmă nu numai ideea de evoluție în timp a sursei care emite particule, dar și scala de temperaturi obținută din spectrele de impuls. [65, 82-84].

VIII.8. Interferometria de intensitate în ciocniri nucleare
ultrarelativiste

După intrarea în funcțiune a sistemelor de acceleratori de la BNL (AGS) și CERN (SPS) s-a considerat că s-a făcut trecerea de la ciocniri nucleare relativiste la ciocniri nucleare ultrarelativiste. Și în interferometria de intensitate s-a ridicat problema introducerii de forme noi pentru funcția de corelație, pentru a putea lua corect în considerare deformarea Lorentz și necesitatea de a lucra numai cu invarianți relativști.

S-a avut în vedere faptul că interferometria de intensitate studiază faptul că bozoni identici emiși de o sursă haotică extinsă, cu dimensiunea spațială (raza) R , arată o corelație în impulsul relativ q într-o categorie de evenimente pentru care este îndeplinită condiția: $q \leq \hbar/R$. Această corelație este convențional exprimată în termenii funcției de corelație, definită ca raportul dintre distribuția măsurată, dependentă de impulsul relativ, $A(q)$, și distribuția fondului, $B(q)$, care conține spațiul fazelor de două corpuri, în absența corelațiilor determinate de statistica Bose-Einstein.

Inițial, și pentru ciocniri nucleare ultrarelativiste s-a folosit o funcție de corelație de tipul celei date de relația (II.122), anume:

$$C_2(q) \equiv \frac{A(q)}{B(q)} = 1 + \lambda |\tilde{\rho}(q)|^2,$$

unde $\tilde{\rho}(q)$ este transformata Fourier a distribuției spațiale în sursa de particule, $\rho(r)$.

Ulterior, s-au considerat alte forme. Ele au fost legate de folosirea quadri-vectorului energie-impuls. Printre formele folosite pentru construirea funcției de corelație se numără cele trei proiecții diferite ale quadri-impulsului relativ $q \equiv p_1 - p_2$, anume: quadri-impulsul relativ invariant Lorentz, $Q \equiv \sqrt{-q \cdot q}$, diferențele dintre impulsurile tridimensionale și energiile particulelor din perechea considerată, $|\vec{q}| \equiv |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|$, $q \equiv |E_1 - E_2|$, precum și componentele longitudinală și transversală ale impulsului relativ \vec{q} - determinate în raport cu direcția - q_L și, respectiv, q_T .

Funcțiile de corelație corectate pentru procese similare celor descrise anterior pot fi fit-ate cu diferite forme funcționale. Proiecțiile bidimensionale se pot fit-a cu funcții de forma ($\hbar = c = 1$):

$$C_2(\vec{q}, q_0) = N \left[1 + \lambda \exp\left(-|\vec{q}|^2 R^2 - q_0^2 \tau^2\right) \right] \quad , \quad (II.125)$$

$$C_2(q_L, q_T) = N \left[1 + \lambda \exp\left(-q_L^2 R_L^2 - q_T^2 R_T^2\right) \right] \quad . \quad (II.126)$$

Dacă se folosesc distribuții care depind de cuadri-impulsul relativ invariant Lorentz,

$Q \equiv \sqrt{-q \cdot q}$ alte două forme sunt considerate, anume:

$$C_2(Q) = N \left[1 + \lambda \exp\left(-Q^2 R_{inv}^2\right) \right] \quad , \quad (II.127)$$

$$C_2(Q) = N \left[1 + \lambda \exp\left(-2QR_{inv}\right) \right] \quad . \quad (II.128)$$

Parametrul N din relațiile de mai sus este o constantă de normare; valoarea lui este determinată de numărul de evenimente alese pentru distribuția de fond, $B(q)$. Parametrii R_{inv} , R , R_L , R_T se numesc, în mod curent, “raze”.

Funcțiile de corelație definite prin relațiile de mai sus au fost folosite pentru detreminarea caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de particule formate în diferite ciocniri nucleare ultrarelativiste [31,65,80-95].

Printre ciocnirile pentru care s-au aplicat aceste metode se numără ciocnirile $Si+Au$ și $Si+Al$ la $14.5 A GeV/c$, precum și ciocnirile $Si+Pb$ și $Pb+Pb$ la $200 A GeV/c$. Câteva rezultate experimentale deosebite au fost obținute prin interferometrie pionică și interferometrie kaonică pentru aceste ciocniri. Printre ele se numără și unul deosebit de semnificativ pentru cunoașterea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste și ultrarelativiste și în analiza tranzițiilor de fază care pot avea loc în materia nucleară fierbinte și densă creată în astfel de ciocniri. Este vorba despre faptul că în ciocniri $Si + Au$ și $Si + Pb$ la $14.5 A GeV/c$, respectiv, $200 A GeV/c$, ciocniri care au aproximativ același număr total de nucleoni participanți, raza sferei pionice este practic aceeași în ambele ciocniri (4.45 ± 0.44 Fm, respectiv, 4.50 ± 0.31 Fm), dar parametrul de haos scade de la 0.60 ± 0.08 , în ciocniri $Si + Au$ la $14.5 A GeV/c$, la 0.46 ± 0.04 , în ciocniri $Si + Pb$ la $200 A GeV/c$. Această scădere, semnificativă statistic, ar putea indica creșterea gradului de coerență în sursa de particule și, prin aceasta, creșterea probabilității de realizare a unor tranziții de fază în materia nucleară fierbinte și densă creată prin astfel de ciocniri, cu ar fi

cele la plasma de cuarci, la plasma de dicuarci sau plasma de cuarci și gluoni [31,33,48,96-102]. Rezultate experimentale interesante au fost obținute și prin interferometrie protonică [103] și interferometrie kaonică [104] în ciocniri $Pb+Pb$ la $158 A GeV$, în acord cu cele obținute prin interferometrie pionică [105]. Sunt disponibile primele rezultate experimentale obținute prin interferometrie pionică în experimente la Collider-ul de Ioni Grei Relativiști (RHIC) de la BNL [106].

Metodele și rezultatele experimentale prezentate în acest capitol al cursului oferă un suport necesar abordării unor probleme extrem de interesante. Alături de informațiile despre caracteristicile spațio-temporale ale sursei de particule, evoluția temporală a acesteia și conexiuni cu semnalele unor tranziții de fază pot fi abordate și alte probleme legate de structura internă a sursei de particule și gradul de coerență în sursa de particule. Ambele aspecte sunt strans legate de existența tranzițiilor de fază în materia nucleară fierbinte și densă formată prin astfel de ciocniri. Pașii făcuți până în prezent pe această cale folosind concepte legate de distribuții Poisson și celule elementare de emisie [107-109] sau cele bazate pe distribuția de probabilitate de spațiu gol sunt încurajatoare [110,111]. Unele din aceste probleme vor fi abordate la cursul de ***Stări anormale și tranziții de fază în materia nucleară*** (anul V INPE Masterat).