

Partea a IV-a

Fenomene și stări anormale în

materia nucleară.

Tranziții de fază

Capitolul al XX-lea

Fenomene și stări anormale în materia nucleară.

Considerații generale

XX.1. Condiții experimentale pentru crearea de stări anormale în ciocniri nucleare relativiste

*Apariția unor stări și fenomene anormale în materia nucleară fierbinte și densă formată prin ciocniri nucleare relativiste poate fi legată de creșterea semnificativă a unor mărimi fizice care descriu comportarea acestei în regiunea participantă, cum ar fi: temperatura nucleară și densitatea nucleară. Având în vedere faptul că dimensiunile regiunii participante sunt determinate de geometria și energia ciocnirii este importantă stabilirea comportării fiecărei mărimi fizice de interes în funcție de parametrul de ciocnire și energia de ciocnire. Sunt eliminate astfel fluctuațiile geometrice. Prin asigurarea unor statistici mari pentru datele experimentale se vor putea elimina și fluctuațiile statistice. Eliminarea fluctuațiilor statistice și geometrice va permite evidențierea clară a **fluctuațiilor dinamice** în mărimile fizice de interes. Acest tip de fluctuații determină originea stărilor și fenomenelor anormale.*

La energii de câțiva GeV/A este posibil ca multe din gradele de libertate ale cuarcilor și gluonilor să nu fie excitate, în timp ce gradele de libertate ale barionilor și

mezonilor sunt complet excitate. La aceste energii temperaturile nucleare caracteristice la emisia diferitelor tipuri de hadroni sunt, în general, de ordinul de mărime sau sub masa de repaus a mezonului π ($m_\pi = 139.6 \text{ MeV}/c^2$) [1-6].

Densitatea barionică, la aceleași energii, se presupune a fi mai mare decât densitatea barionică normală, $\rho_0 = 0.17 \text{ Fm}^{-3}$ [3-9]. În ciocniri nucleu-nucleu la aceste energii se pot manifesta *gradele de libertate colective*. Calculul densității este legat de imaginea participanți-spectatori, în ipoteza că energia în sistemul centrului de masă al participanților este folosită pentru crearea regiunii centrale fierbinți și dense – denumită, în general, în acest curs *regiune participantă, sursă de particule* sau "fireball" ("sferă fierbinte"). Posibile stări anormale pot apare în timpul formării și expansiunii regiunii participante printre regiunile spectatoare.

Participanții, sau nucleonii participanți, se definesc, așa cum s-a arătat în partea a doua a cursului, ca nucleonii din afara sferelor Fermi de fragmentare a nucleului incident și a nucleului țintă [9-13]. *Estimarea numărului de fragmente cu sarcină care participă în ciocnire* se face pe baza unei relații de forma următoare:

$$Q = n_{ch} - 2n_{\pi^-} - (n_p^s + n_T^s) \quad . \quad (IV.1)$$

Aici, n_{ch} este multiplicitatea totală a particulelor și fragmentelor cu sarcină, n_{π^-} este multiplicitatea pionilor negativi, n_p^s este numărul de fragmente "spectator" ale nucleului incident, iar n_T^s este numărul de fragmente "spectator" ale nucleului țintă. Pentru stabilirea numărului de protoni participanți se face ipoteza că fragmentele au sarcina egală cu unitatea și se identifică mărimea Q , definită prin ecuația (IV.1), cu numărul de protoni participanți. Ipoteza este corectă dacă numărul fragmentelor cu sarcină mare este foarte mic [3,4,9-13]. În multe situații de interes se folosește numărul de nucleoni participanți. El este determinat din numărul de protoni participanți, prin următoarea relație de legătură, relație introdusă în ipoteza conservării sarcinii și a numărului de nucleoni în cele două nuclee care se ciocnesc și în regiunea lor de suprapunere [3-5]:

$$Q_N = \frac{A_p + A_T}{Z_p + Z_T} Q \quad , \quad (IV.2)$$

unde A_P este numărul de masă al nucleului incident, A_T este numărul de masă al nucleului țintă, Z_P este numărul atomic al nucleului incident, iar Z_T este numărul atomic al nucleului țintă.

Densitatea barionică, pentru diferite momente din evoluția în timp a regiunii participante, se definește printr-o relație de forma:

$$\rho(t) = \frac{Q_N}{V(t)} \quad , \quad (IV.3)$$

unde $V(t)$ este volumul regiunii participante la momentul de timp considerat. Pentru cunoașterea valorii experimentale a acestei mărimi este necesară determinarea dimensiunilor regiunii participante. Interferometria de particule identice poate oferi informații asupra caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de particule. De aceea, densitatea barionică se poate determina experimental pentru diferite momente din evoluția regiunii participante. Așa cum s-a văzut în partea a doua a cursului, aceste momente sunt determinate de particulele folosite în interferometrie.

Densitatea de energie depinde de valorile densității barionice la diferite momente din evoluția regiunii participante. Se poate scrie sub forma următoare:

$$e(\rho) = \varepsilon(\rho) = \frac{Q_N m_N}{V(t)} \quad . \quad (IV.4)$$

Pentru condiții normale valorile densității barionice și densității de energie sunt $\rho_0 = 0.17 \text{ Fm}^{-3}$, respectiv, $\varepsilon_0 = 125 \text{ MeV/Fm}^3$. Trebuie menționat faptul că *densitatea de energie în interiorul unui nucleon este mai mare decât în interiorul nucleului*. În acest caz valoarea este de circa 440 MeV/Fm^3 . Valorile anterioare pot varia ușor în funcție de valoarea parametrului r_0 folosit în estimarea razei nucleare [2,3,6,8].

Și în cazul densității de energie, ca și în cazul densității barionice, este necesară cunoașterea caracteristicilor spațio-temporale ale sursei de particule. Așa cum se menționa, cea mai folosită *metodă de determinare experimentală a caracteristicilor spațio-temporale ale unei surse de particule (regiuni participante)* este **interferometria particulelor identice** [14-17]. Metoda se bazează pe interferența intensităților atunci când sunt detectate particule identice în puncte spațio-temporale diferite (puncte de energie-impuls diferite) și a fost introdusă, inițial, în Astronomie de către Hanbury-Brown și Twiss [14]. Ei au măsurat diametrul unei stele folosind corelațiile dintre doi fotoni. Acest

tip de interferometrie se mai numește și *interferometrie de intensitate*, iar *fenomenul de corelație spațio-temporală a particulelor identice detectate emise de o sursă de particule extinsă* mai este cunoscut ca **efect Hanbury-Brown și Twiss** [15].

Interferometria de intensitate permite studiul *stărilor coerente* [16] și a fost aplicată în domeniul Fizicii particulelor elementare în diferite moduri și pentru *perechi de particule identice* numeroase [17-26]. În funcție de natura particulelor folosite se pot obține informații asupra *dimensiunilor regiunii participante la diferite momente din evoluția sa* [23-26].

Deoarece interferometria de intensitate permite studiul stărilor coerente multe eforturi se fac în prezent pentru obținerea de informații asupra *parametrului de haos din funcția de corelație* [27-29]. De aceea, aceste aspecte sunt deosebit de utile în cunoașterea stărilor și fenomenelor anormale, precum și a tranzițiilor de fază în materia nucleară.

XX.2. Tipuri de stări și fenomene anormale posibile

în materia nucleară fierbinte și densă

În ciocniri nucleu-nucleu la energii înalte se pot obține - în regiunea participantă - *temperaturi și densități nucleare înalte* [3-6]. În funcție de valorile acestora pot apărea *stări și fenomene noi* [15,23,28,29]. Gama acestor stări și fenomene este foarte largă, incluzând *producerea coerentă de particule* [3-6,12,13,15,22-24,26-29], *generarea cumulativă de particule* [30-32], *modificarea unor proprietăți fundamentale ale unor particule aflate în materia nucleară fierbinte și densă* [33-35] sau *aparitia unor tranziții de fază* care să determine noi faze ale materiei nucleare, cum ar fi: *materie de rezonanță* [36,37], *plasma de dibarioni și dicuarci* [38-41], *plasma de cuarci și gluoni* [42-44] ș.a.

XX.2.1. Mecanisme de generare multiplă de particule.

Coerență și necoerență în generarea multiplă de particule

XX.2.1.1. Considerații generale

Ciocnirile nucleare relativiste sunt caracterizate, așa cum se menționa anterior, prin evenimente cu secțiuni eficiente de interacție mari, multiplicități mari ale particulelor cu sarcină, existența unor fragmente nucleare grele și prin abundența particulelor neutre în starea finală. De aceea, stabilirea corectă a mecanismelor de generare multiplă de

particule este un pas extrem de important în cunoașterea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste [3-6,13,45-47].

Un prim aspect de interes este cel al producerii coerente sau necoerente de particule. El se regăsește în forma distribuției de multiplicitate, precum și în comportarea sursei emitente de particule. Cele două aspecte sunt legate între ele, dar și cu stări și fenomene exotice în materia nucleară fierbinte și densă. De aceea, este de interes abordarea unor aspecte referitoare la comportarea distribuției de multiplicitate, producerea cumulativă de particule și coerența sursei de particule în ciocniri nucleare relativiste.

XX.2.1.2. Distribuția de multiplicitate

Distribuția de multiplicitate este folosită intens în studiul mecanismelor de generare multiplă de particule. Această folosire intensă este determinată de faptul că *multiplicitatea*, *variabila asociată distribuției de multiplicitate*, este o mărime fizică care *poate fi stabilită fără erori experimentale mari* - mai ales în cazul detectorilor cu vizualizare - cât și posibilității *descrierii distribuției prin distribuții de probabilitate*.

Se definește distribuția de multiplicitate ca *modul de repartizare a particulelor secundare de tipuri date produse în categorii de evenimente care satisfac condiții date. Ea reflectă geometria ciocnirii*. Fiecărei distribuții îi sunt asociate *diferite tipuri de momente* care dau *informații asupra dinamicii ciocnirii* [3-5,18,44-47].

Un *avantaj* deosebit al *tratării distribuțiilor de multiplicitate* prin *distribuții de probabilitate* este acela că oferă *posibilitatea unor tratări independente de model sau a unor tratări valabile pentru clase largi de modele*. Această tratare oferă posibilitatea introducerii unor *tehnici generale pentru descrierea teoretică și fenomenologică* a unor seturi de date experimentale. Introducerea de *ipoteze specifice unor modele* impune folosirea și a altor tehnici specifice teoriei probabilităților, îndeosebi a corelațiilor [45-48].

Dintre distribuțiile de probabilitate care sunt folosite pentru descrierea distribuțiilor de multiplicitate un rol important revine distribuțiilor binomială, Poisson, Gauss și binomială negativă [49].

Pentru analizarea producerii non-coerente sau coerente de particule un rol deosebit revine *distribuției Poisson*. Această distribuție *descrie generarea total*

necorelată de particule [3,4,12,41-46]. Abaterile distribuțiilor de multiplicitate experimentale de la forma acestei distribuții sugerează unele mecanisme de producere corelată a particulelor. Această producere corelată poate fi asociată cu apariția unor stări și fenomene anormale în materia nucleară, precum și a unor tranziții de fază.

XX.2.1.3. Coerență în sursa de particule

Regiunea participantă are caracteristici spațio-temporale diferite care depind de numerele de masă ale nucleelor care se ciocnesc, de energia de ciocnire, precum și de parametrul de ciocnire. De aceea, este de așteptat ca între raza zonei fierbinți și numărul de nucleoni participanți să existe și alte conexiuni decât cele menționate anterior [3-5,9,28,29]. Acest lucru face posibilă conexiunea cu problema corelațiilor în distribuția de multiplicitate.

Metodele curente de determinare a caracteristicilor spațio-temporale ale surselor de particule sunt legate de interferometria de intensitate [14-24]. În cadrul acestei metode se construiește o funcție de corelație experimentală, dată de raportul de mai jos:

$$R(q, q_o) = \frac{N(q, q_o)}{F(q, q_o)} \quad , \quad (IV.5)$$

unde $N(q, q_o)$ este numărul real de perechi cu impuls relativ q și energie relativă q_o , iar $F(q, q_o)$ este fondul de corelații întâmplătoare. Această funcție de corelație poate fi fit-ată cu o funcție de forma următoare:

$$R_{th}(q, q_o) = 1 + \lambda e^{(-q^2 r^2 - q_o^2 \tau^2)} \quad . \quad (IV.6)$$

În această relație λ reprezintă coeficientul de corelație în sursa de particule sau parametrul de haos, r este raza sursei de particule, iar τ este timpul ei de viață. Este extrem de important să se definească o cale de legătură între parametrul de haos și mărimi fizice care să ia în considerare corelațiile din sursa de particule.

Două căi importante au fost luate în considerare în curs, anume:

- (i) legătura directă dintre parametrul de haos și coeficientul de corelație al distribuției de multiplicitate asociate unei ciocniri date, în ipoteza unei comportări de tip Poisson a acestora [28,29];
- (ii) folosirea unor modele de tip "string" (coardă), cu luarea în considerare a unor distribuții de multiplicitate convolute [27].

XX.2.1.4. Producere cumulativă de particule

Există posibilitatea ca în ciocnirile nucleu-nucleu la energii înalte să fie studiate unele fenomene care au loc în regiunea de *fragmentare limită* a acestora [51,31,32]. Această regiune este *interzisă din punct de vedere cinematic ciocnirilor independente nucleon-nucleon la energii similare*. Ea este caracterizată prin independența secțiunii eficace, în sistemul centrului de masă, de energia incidentă. *Regiunea de fragmentare limită se mai numește și regiune cumulativă, iar efectul care îi este asociat se numește efect cumulativ* [32].

Limitele cinematice ale efectului cumulativ sunt date de numărul cumulativ (numărul de cumulativitate), N_{\min}^{cum} , definit ca numărul efectiv de nucleoni implicați în producerea unei particule care are o cinematică anomală în raport cu ciocnirea nucleon-nucleon la aceeași energie cu a ciocnirii nucleu-nucleu considerate [32,38]. Cea mai cunoscută relație de definiție a numărului cumulativ este următoarea:

$$N_{\min}^{cum} = \frac{E_i - p_L^i}{m_N} \quad , \quad (IV.7)$$

unde E_i este energia particulei, iar p_L^i este impulsul longitudinal al aceleiași particule. m_N este masa nucleonului liber. Particulele pentru care este îndeplinită condiția:

$$N_{\min}^{cum} > 1 \quad , \quad (IV.8)$$

se numesc *particule cumulative*.

Alături de efectul cumulativ un alt proces important în studierea producerii multiple și "cooperative" de particule este cel al producerii de "clusteri" corelați [31].

XX.2.2. Modificarea unor proprietăți ale particulelor elementare în materia nucleară fierbinte și densă

În multe ciocniri nucleu-nucleu la energii înalte pe nucleon s-a observat creșterea producerii de particule sub energia de prag de producere corespunzătoare pentru ciocniri nucleon-nucleon la energii similare [52-56]. Pentru explicarea acestei comportări s-au propus mai multe ipoteze. Cele mai importante dintre ele sunt legate de violarea aproximației impulsului în ciocniri nucleare relativiste sau de crearea unor rezonanțe care să determine apariția unor tranziții de fază intermediare în materia nucleară [32-44].

O altă ipoteză luată în considerare este cea a modificării maselor de repaus ale particulelor generate în aceste ciocniri. Modificarea maselor de repaus poate fi

determinată de separarea dintre scala nucleară și scala hadronică [33]. Această ipoteză poate explica și comportarea unor rapoarte de producere de diferite tipuri de particule [57,58], rapoarte care au fost considerate inițial ca fiind semnale experimentale ale tranziției de fază la plasma de cuarci și gluoni [42,43].

Schimbările proprietăților particulelor elementare - în principal, ale hadronilor - în materia nucleară fierbinte și densă par să fie determinate de simetriile care le guvernează și de ruperea acestor simetrii la temperaturi și densități nucleare înalte.

Unul din modelele care ia în considerare aceste aspecte este modelul propus de Nambu și Jona-Lasinio [59,60]. Într-o abordare termodinamică, cu luarea în considerare a unui câmp scalar mediu, în lucrările [33,34,61] se propun diferite comportări ale maselor de repaus ale particulelor care sunt generate din regiunea participată a nucleelor care se ciocnesc. De interes pentru tematica acestei părți a cursului este cea în raport cu densitatea barionică a regiunii participante la emisia fiecărui tip de particulă [33,34,61,62]. De asemenea, este important să se cunoască comportarea masei de repaus a unor particule cu creșterea temperaturii nucleare. Interesează cunoașterea modurilor de comportare a maselor pionilor și a maselor kaonilor în vecinătatea temperaturii critice. O atenție deosebită a fost acordată comortării masei pionului deoarece el joacă un rol esențial în stabilirea dinamicii materiei nucleare fierbinți și dense. Acest rol este datorit masei de repaus relativ mici [35,63-65].

La o temperatură nucleară $T = 0$ se consideră că pionul este stabil din punct de vedere hadronic. Pentru temperaturi nucleare $T \neq 0$ apar procese de dezintegrare a pionului. În acest caz, în partea imaginară a funcției Green asociate pionului, apare o lărgime nenulă. Această lărgime este asimilată cu un “coeficient de atenuare”. Având în vedere faptul că această lărgime reprezintă, pentru un hadron, un parametru de ordine fenomenologic pentru o tranziție de fază este utilă studierea funcției Green a pionului la temperatura critică asociată tranziției considerate [35,63-65]. Odată cu creșterea temperaturii nucleare hadronii “se topesc”, iar lărgimile lor ar putea să devină infinite pentru $T = T_c$, unde T_c este temperatura critică a tranziției de fază respective. De aceea, nu vor mai exista maxime de rezonanță în funcția spectrală hadronică. În acest caz funcția spectrală devine o funcție “netedă” de energie, iar valoarea sa coincide cu cea dată de Cromodinamica cuantică perturbativă.

Modelul Nambu - Jona-Lasinio (NJL) actual se bazează pe o versiune a grupului de simetrie SU(3), anume grupul de simetrie SU(3) de aromă. Studiul schimbării stării $\langle q^* \rangle$ cu creșterea densității barionice, ρ , este legat de structura vidului. Având în vedere dependențele considerate anterior, o analiză atentă a acestei dependențe este extrem de utilă pentru stabilirea corectă a unor semnale experimentale ale unor stări anormale sau tranziții de fază. De aceea, în cele ce urmează se vor discuta mai pe larg cauzele și consecințele experimentale ale unei astfel de comportări.

XX.2.3. Alte semnale ale unor stări anormale în materia nucleară

Semnalelor menționate anterior trebuie să le fie adăugate alte două, cu semnificații importante pentru cunoașterea comportării materiei nucleare în diferite condiții de temperatură nucleară și densitate barionică sau de energie, precum și de dinamica mecanismelor de producere de particule în ciocniri nucleare relativiste. Ele sunt legate de *comportarea secțiunilor eficiente* [3-5,29,66] și *producerea de hipernuclee* [3,29,67] în ciocniri nucleare relativiste.

Energiile totale disponibile în sistemul centrului de masă, pentru ciocniri N-N, compatibile cu energiile pe nucleon pentru ciocniri nucleu-nucleu, sunt cuprinse, până în prezent, între 3 GeV și 100 GeV. Pentru acest domeniu de energii secțiunile eficiente totale sunt aproximativ constante și au valori în jur de 40 mb [68]. Din dependențele prezentate de "Particle Data Group" se constată contribuția mare a proceselor de tip inelastic, procese care implică pierderi de energie semnificative de către nucleonii care iau parte la ciocnire. Pentru $\sqrt{s} \in (3 \text{ GeV}, 100 \text{ GeV})$ se constată, din aceleași dependențe, că secțiunea eficientă inelastică este în jur de 30 mb . Faptul că procesele de tip inelastic au o mult mai mare contribuție la secțiunea eficientă totală decât cele de tip elastic este important pentru posibilitatea producerii de stări de densitate de energie mare în regiunea participantă specifică ciocnirilor nucleu-nucleu la energii înalte.

În acest context, având în vedere că multe rezultate experimentale din curs sunt obținute cu acest sistem de detectori, este util de subliniat faptul că separarea ciocnirilor nucleu-nucleu obținute cu ajutorul spectrometrului SKM 200 în ciocniri centrale și ciocniri inelastice se referă la parametrii de ciocnire asociați. De aceea, o mai adecvată denumire pentru modul de declanșare T(0,0) ar fi cel de mod de declanșare periferică.

Pentru ciocniri N-N la energii înalte probabilitatea de pierdere de energie prin ciocnire este mare și de aceea există o probabilitate mare de generare de particule. De asemenea, pentru diferite tipuri de procese există dependențe fenomenologice între secțiunile eficace și diferite variabile cinematice - impuls, rapiditate, ș.a. - precum și între diferite tipuri de multiplicități și energia disponibilă în sistemul centrului de masă [69,70].

Forma distribuțiilor de impuls transversal obținute în ciocniri N-N poate oferi alte informații de interes legate de comportarea secțiunilor eficace, precum și asupra altor mărimi fizice de interes. Distribuția de impuls transversal, pentru partea de impulsuri mici, are o pantă exponențială abruptă care devine, cu creșterea valorilor impulsului transversal, mai puțin abruptă. Atunci când este posibilă identificarea particulelor se introduce variabila $m_{\perp} = (m^2 + p_{\perp}^2)^{1/2}$ - numită masă transversală - iar distribuția de impuls transversal este prezentată în funcție de această variabilă. Această variabilă permite introducerea unor parametrizări ale secțiunilor eficace diferențiale invariante în termenii lui $\exp(-m_{\perp}/T)/m_{\perp}^i$; se poate obține o *comportare aproximativ universală* în raport cu m_{\perp} cunoscută ca "invariantă la scală în masa transversală".

Distribuția de impuls transversal permite separarea particulelor în două clase, anume: *particule "moi"* (particule cu $p_{\perp} < 1 \text{ GeV}/c$), respectiv, *particule "tari"* (particule cu $p_{\perp} > 1 \text{ GeV}/c$). Originea particulelor cu impulsuri transversale mai mici de $1 \text{ GeV}/c$ este determinată de procese descrise de Cromodinamica cuantică neperturbativă, în vreme ce particulele "tari" își au originea în procese descrise de Cromodinamica cuantică perturbativă. Producerea de particule "moi" se face cu o mult mai mare probabilitate decât producerea de particule "tari". *Datorită dificultăților care sunt legate de folosirea Cromodinamicii cuantice neperturbative descrierea producerii de particule "moi" se face pe baza unor modele fenomenologice, euristice sau calitative, cum ar fi: mecanismul Schwinger, Electrodinamica cuantică, preconfinare, fragmentarea clusterilor sau fragmentarea "corzilor" (string-urilor), ș.a. [69-71].*

La calcularea *energiei barionice pierdută în ciocnire* trebuie avută în vedere *legea de conservare a numărului barionic* care cere ca la o ciocnire N-N sau barion-barion, în general, trebuie să existe cel puțin doi barioni în starea finală. Este posibil ca *fiecare din cei doi barioni din starea finală* să se afle în regiuni de fragmentare distincte: unul în regiunea

de fragmentare a proiectilului, iar celălalt în regiunea de fragmentare a țintei. Ei sunt, în general, particule "leading" ("conducătoare") pentru regiunile respective.

Particula "conducătoare" ("leading") este acea particulă care transportă o fracție substanțială din energia incidentă, în sistemul centrului de masă și, de aceea, se numără printre cele mai rapide particule pe direcția înainte sau înapoi. Se poate considera, de asemenea, că particulele "leading" sunt o consecință a degradării impulsurilor din conurilor de lumină ale barionilor care se ciocnesc.

Trebuie reamintit aici faptul că în sistemul centrului de masă caracteristicile celor două regiuni de fragmentare sunt similare și pot fi exprimate în funcție de *variabila specifică conului luminos pe direcția înainte, x* . Un parametru important este *gradul de inelasticitate a ciocnirii*.

Gradul de inelasticitate al ciocnirii se definește ca raportul dintre *impulsul barionului "leading"* din conul luminos pe direcția înainte și *impulsul barionului incident "părinte"*.

Un fenomen important legat de această mărime este cel de invarianței la scală Feynman ("scaling" Feynman). El presupune *independența secțiunii eficace măsurate de energiile incidente*, ceea ce presupune că aceste secțiuni măsoară unele *proprietăți intrinsece ale particulelor detectate* în raport cu particulele "părinte". În acest mod a fost introdus conceptul de **parton** ca și constituent al hadronilor [72]. Particulele detectate își au originea în procese de interacție tare sau în procese de fragmentare directă a uneia din particulele "părinte". În regiunea pentru care x este aproape de 1 secțiunea eficace a proceselor de interacție tare depinde numai de *funcția de structură a partonului* în fasciculul de particule și de *funcția de fragmentare*. Funcția de structură este chiar distribuția de impuls, iar funcția de fragmentare descrie fragmentarea particulei "părinte" în partoni. *Existența partonilor face ca "invarianța la scală" Feynman să devină o consecință observabilă experimental.*

Estimările asupra a două mărimi sunt importante, anume: *energia cinetică medie pierdută într-o ciocnire inelastică N-N*, respectiv, *rapiditatea medie pierdută într-o astfel de ciocnire*. Aceste estimări conduc la următoarele rezultate: *barionii produși transportă aproximativ jumătate din impulsul inițial, iar pierderea de rapiditate este de aproximativ o unitate.*

În ciocniri nucleu-nucleu la energii înalte nucleonii unui nucleu suferă ciocniri multiple cu nucleonii celuilalt nucleu, ceea ce face ca pierderile de energie și de impuls incidente să fie destul de mari. Aceste pierderi pot conduce la stoparea barionilor în sistemul centrului de masă. Există, de asemenea, o corelație experimentală directă între energia barionică pierdută și multiplicitatea particulelor produse.

Toate aceste rezultate obținute în ciocniri N-N sunt foarte utile în descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste și în semnalarea unor stări și fenomene anormale sau a unor tranziții de fază în materia nucleară fierbinte și densă. Trebuie reamintit aici faptul că pentru descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste se folosește aproximația impulsului extinsă. Abaterile observate de la rezultatele pentru ciocnirile nucleon-nucleon la energii echivalente pot fi o măsură a gradului de anomalitate în materia nucleară fierbinte și densă formată prin ciocniri nucleu-nucleu la energii înalte. De aceea, această parte a cursului este consacrată discutării unor astfel de aspecte observate în ciocniri nucleare relativiste și ultrarelativiste.

Bibliografie la Capitolul al XX-lea

- [1]. S.DasGupta, A.Z.Mekjian - Phys.Rep.72(1981)131
- [2]. M.Gyulassy - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)403
- [3]. Al.Jipa - Teză de doctorat, Facultatea de Fizică, Universitatea București, 1989
- [4]. C.Beșliu, Al.Jipa - Rev.Roum.Phys.33(1988)409
- [5]. C.Beșliu, Al.Jipa - Rom.J.Phys.37(1992)1011
- [6]. Al.Jipa - J.Phys.G: Nucl.Part.Phys.22(1996)231
- [7]. H.Stöcker, W.Greiner - Phys.Rep.137(1986)277
- [8]. W.Cassing, V.Mettag, U.Mosel, K.Niita - Phys.Rep.188(1990)363
- [9]. C.Beșliu, Al.Jipa - Rom.J.Phys.38(1993)507
- [10]. A.Sandoval et al - Phys.Rev.Lett.45(1980)874
- [11]. J.Hüfner, J.Knoll - Nucl.Phys.A290(1977)460
- [12]. C.Beșliu, Al.Jipa - Il Nuovo Cimento A106(1993)317
- [13]. C.Beșliu, et al - The XXVIII-th International Conference on High Energy Physics, 25-31 July 1996, Warsaw, Poland, PA06-021 (poster)
- [14]. R.Hanbury-Brown, R.Q.Twiss - Phil.Mag.45(1954)633

- [15]. R.J.Glauber - Phys.Rev.Lett.10(1963)84
- [16]. G.Goldhaber, S.Goldhaber, W.Lee, A.Pais - Phys.Rev.120(1960)300
- [17]. G.I.Kopylov, M.J.Podgoretsky - Yad.Fiz.18(1973)656
- [18]. S.Y.Fung et al - Phys.Rev.Lett.41(1978)1592
- [19]. D.Beavis et al - Phys.Rev.C27(1983)910; Phys.Rev.C28(1983)2561
- [20].G.N.Agakishiev et al - Yad.Fiz.39(1984)543
- [21]. J.Bartke, M.Kowalski - Phys.Rev.C30(1984)1341
- [22]. J.Bartke - Phys.Lett.B174(1986)32
- [23]. C.Beşliu et al - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)353
- [24]. C.Beşliu et al - Analele Universităţii Bucureşti, Fizica XLII(1993)3
- [25]. D.Boal, C.K.Gelbke, B.K.Jennings - Rev.Mod.Phys.62(1990)553
- [26]. W.A.Zajc - Particle Production in Highly Excited Matter (Editors: H.H.Gutbrod, J.Rafelski), Plenum Press, New York, 1993, pag.435
- [27]. M.Biyajima, N.Suzuki, G.Wilk, Z.Wlodarczyk - International Conference on High Energy Physics, Warsaw, Poland, 25-31.VII.1996, poster; Phys.Lett.B369(1996)
- [28]. C.Beşliu, Maria Iosif, Al.Jipa - Analele Universităţii Bucureşti - Fizica XLV(1996)
- [29]. Al.Jipa, C.Beşliu, Maria Iosif, R.Zaharia - Il Nuovo Cimento A112(1999)179
- [30]. V.V.Burov, V.K.Lukyanov, A.I.Titov - Preprint IUCN E2-10680(1977)
- [31]. T.Fujita - Phys.Rev.Lett.39(1977)174
- [32]. A.M.Baldin - Prog.Part.Nucl.Phys.IV(1981)95
- [33]. W.Weise - "Probing the Nuclear Paradigm" - Proceedings of the International School in Heavy Ion Physics, Erice, Italy, 6-16.X.1993
- [34]. C.Beşliu, Al.Jipa, R.Zaharia - Rom.Rep.Phys.46(1994)389
- [35]. C.A.Dominguez, M.Loewe - Phys.Lett.B233(1989)201
- [36]. V.Metag - "Probing the Nuclear Paradigm" - Proceedings of the International School on Heavy Ion Physics, Erice, Italy, 6-16.X.1993
- [37]. K.D.Gross - Preprint GSI, GSI-93-40(1993)
- [38]. C.Beşliu et al -Prog.Part.Nucl.Phys.XX(1988)243
- [39]. C.Beşliu, Lucia Popa, V.Popa - Rev.Roum.Phys.37(1992)219
- [40].C.Beşliu, L.Popa, V.Popa - J.Phys.G: Nucl.Part.Phys.18(1992)807
- [41].C.Beşliu, Lucia Popa, V.Popa, V.Topor-Pop - J.Phys.G: Nucl.Part.Phys.19(1993)

- [42]. Larry McLerran - Preprint FERMILAB, FERMILAB-Conf-84/101-T(1984)
- [43]. B.Müller - Lectures Notes in Physics 225(1986)1
- [44]. Cheuk-Yin Wong - Introduction to High Energy Heavy Ion Collisions - World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1994
- [45]. B.R.Martin - Statistics for Physicists, Academic Press, New York, 1971
- [46]. P.Carruthers, C.C.Shih - Int.J.Mod.Phys.A2(1987)1447
- [47]. Al.Jipa, C.Beşliu, R.Zaharia, A.M.David - J.Phys.G: Nucl.Part.Phys.22(1996)221
- [48]. Gh.Mihoc, V.Craiu - Tratat de statistică matematică, vol.IV "Corelație și regresie liniară", Editura Academiei R.S.R., București, 1981
- [49]. M.Biyajima, G.N.Fowler, N.Suzuki, R.M.Weiner, G.Wilk - Z.Phys.C44(1989)199
- [50]. P.Bozek, M.Ploszajczak - Phys.Lett.B254(1991)502
- [51]. J.Benecke et al - Phys.Rev.188(1969)2159
- [52]. J.W.Harris et al - Phys.Rev.Lett.47(1981)229
- [53]. A.Shor et al - Phys.Rev.Lett.48(1982)1597
- [54]. P.Koch et al - Phys.Rev.C40(1989)145
- [55]. J.Julien et al - Phys.Lett.B264(1991)269
- [56]. M.Belkacem, E.Suraud, S.Ayik - Phys.Rev.C47(1993)R16
- [57]. Sa Ben-Hao et al - Phys.Rev.C48(1993)2995
- [58]. Al.Jipa, C.Beşliu, Maria Iosif, R.Zaharia - Quark Matter'96 - The XIII-th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Heidelberg, 20-24 May 1996 - poster
- [59]. Y.Nambu, G.Jona-Lasinio - Phys.Rev.122(1961)345
- [60]. T.Inagaki, T.Muta, S.D.Odintsov - Modern Physics Letters 8(1993)2117
- [61]. W.Weise - Phys.Rev.Lett.70(1993)225
- [62]. Al.Jipa - Ppreprint DOE/ER/40651-36-INT98(1998)
- [63]. C.A.Dominguez - Nucl.Phys.B(Proc.Suppl.)15(1990)225
- [64]. C.A.Dominguez, M.Loewe - Z.Phys.C49(1991)423
- [65]. C.A.Dominguez, J.C.Rojas - Z.Phys.C59(1993)63
- [66]. Al.Jipa - Analele Universității București - Fizica XL-XLI(1991-1992)41

[67]. C.Beşliu, Al.Jipa, Irina Tudoraşcu, R.Zaharia - Analele Universităţii Bucureşti – Fizica XLIII(1994)26

[68]. Particle Data Group – Phys.Rev.D45(1992)

[69]. D.H.Perkins – Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley Publishing Company Inc, Menlo Park, 1987

[70]. I.J.R.Aitchinson, A.J.G.Hey – Gauge Theories in Particle Physics – Adam Hilger and IOP Publishing Ltd, Bristol and Philadelphia, 1989

[71]. I.S.Hughes – Elementary particles – Cambridge University Press – Cambridge, 1991

[72]. R.Feynman – Phys.Rev.Lett.23(1969)1415