

Capitolul al XXV-lea

Tranziții de fază în materia nucleară

XXV.1. Considerații termodinamice asupra tranzițiilor de fază

Starea de echilibru a unei substanțe este descrisă de diferiți parametri termodinamici. Această stare de echilibru corespunde fie unei singure stări omogene fie la două sau mai multe stări omogene aflate în contact [1,2]. Stările respective corespund unor faze distincte ale substanței/materiei. Ea poate fi caracterizată prin diferiți parametri termodinamici. Ei definesc condițiile în care două faze sunt în echilibru.

Condiția de bază pentru obținerea echilibrului între două faze este aceea ca temperaturile celor două faze să fie egale. Deci:

$$T(1) = T(2) \quad , \quad (IV.42)$$

unde T(i), cu i = 1,2, sunt temperaturile în cele două faze. Egalitatea temperaturilor evită existența unor gradienti și asigură omogenitatea substanței.

O altă condiție este legată de necesitatea exercitării unor forțe egale și de sensuri contrare pe suprafața de contact dintre cele două faze. Această condiție impune - în ambele faze - egalitatea presiunilor:

$$P(1) = P(2) \quad , \quad (IV.43)$$

cu P(i), i = 1,2, presiunile în cele două faze.

Pentru obținerea omogenității celor două faze aflate în echilibru este necesară asigurarea egalității potențialelor chimice corespunzătoare, anume:

$$\mu(1) = \mu(2) \quad . \quad (IV.44)$$

Cele trei mărimi termodinamice considerate se pot exprima unul în funcție de celelalte, ceea ce indică faptul că echilibrul fazelor nu poate avea loc pentru valori arbitrare ale celor trei mărimi considerate. De exemplu, dacă potențialul chimic se exprimă în funcție de temperatură și presiune, anume:

$$\mu_1(P,T) = \mu_2(P,T) \quad , \quad (IV.45)$$

cunoașterea temperaturii de echilibru, T , implică determinarea completă a presiunii de echilibru, P . *Reprezentarea grafică a uneia din aceste mărimi în funcție de cealaltă - de exemplu, temperatura în funcție de presiune - permite obținerea curbei de echilibru a fazelor (diagramei de fază). Punctele care se află de o parte și de alta a curbei de echilibru reprezintă stările omogene, iar punctele de pe curba de echilibru indică valorile parametrilor termodinamici pentru care este posibil echilibrul.*

Este de remarcat faptul că folosirea altor mărimi termodinamice în diagrama de fază - de exemplu, temperatură și volum - poate conduce la ocuparea unor părți din plan de către stările în care cele două faze coexistă. În cazul mărimilor considerate, temperatură și volum, această comportare este determinată de faptul că volumele corespunzătoare celor două faze sunt diferite.

Din punct de vedere termodinamic nu sunt permise mai mult de trei faze în echilibru. În acest caz condițiile de echilibru se scriu astfel:

$$T(1) = T(2) = T(3) \quad , \quad (IV.46)$$

$$P(1) = P(2) = P(3) \quad , \quad (IV.47)$$

$$\mu(1) = \mu(2) = \mu(3) \quad . \quad (IV.48)$$

Pe baza relației (IV.45) se poate scrie următoarea relație pentru echilibrul celor trei faze:

$$\mu_1(T,P) = \mu_2(T,P) = \mu_3(T,P) \quad . \quad (IV.49)$$

Se obțin astfel valori bine determinate ale temperaturii și presiunii. Ele determină pe diagrama de fază așa-numitul punct triplu. Punctul triplu reprezintă starea în care coexistă simultan cele trei faze și se află la intersecția curbelor de echilibru dintre perechile de faze implicate, anume: (1,2), (1,3) și (2,3).

Tranziția de fază reprezintă trecerea dintr-o fază în alta și are loc cu emisie sau absorbție de energie. În funcție de condiții pot avea loc diferite tipuri de tranziții de fază.

O problemă de interes este cea a punctului critic. Prin punct critic se înțelege punctul în care se termină curba de echilibru într-o diagramă de fază. El dă valorile critice pentru cele două mărimi folosite pentru obținerea diagramei de fază. Cele mai des folosite mărimi sunt temperatura și presiunea, iar valorile corespunzătoare dau temperatura și densitatea critică.

Este important de subliniat faptul că pentru valori mai mari decât cele critice nu mai există faze diferite, iar în punctul critic este posibil să aibă loc o trecere continuă și, astfel, nu se mai produce separarea dintre cele două faze. De aceea, este posibilă ocolirea punctului critic fără trecerea peste curba de echilibru. Totodată, pentru punctul critic nu se mai pot identifica stările specifice fiecărei faze.

În ceea ce privește tranzițiile de fază este de remarcat existența a două tipuri de tranziții de fază, și anume:

(i) tranziții de fază de speța I - ele sunt tranziții în care fazele pot coexista la echilibru în punctul de tranziție (critic); de asemenea, există diferențe cantitative între faze;

(ii) tranziții de fază de speța a II-a - aceste tranziții se caracterizează prin absența punctului critic, ceea ce implică faptul că în acest caz curba de echilibru merge la infinit sau se termină la intersecția cu curba de echilibru a altei faze.

În căutarea unor tranziții de fază în materia nucleară aflată în diferite condiții de temperatură și presiune trebuie să se aibă în vedere aceste considerații termodinamice, iar analiza rezultatelor experimentale trebuie să conducă la valorile critice specifice, precum și la stabilirea speței/tipului tranziției de fază în funcție de ecuațiile de stare implicate. De aceea, în cele ce urmează se vor considera câteva tranziții de fază specifice materiei nucleare în funcție de două mărimi fizice importante, anume: temperatura nucleară și densitatea nucleară.

XXV.2. Tipuri de tranziții de fază în materia nucleară

Conceptul de materie nucleară a fost introdus de către Brueckner, Bethe ș.a [3-5]. Se face ipoteza că nucleul poate fi considerat ca un sistem infinit de nucleoni care interacționează prin schimb de pioni virtuali - cunoscute de schimb ale interacției tari. Acesată stare reprezintă materia nucleară în stare fundamentală. Este de remarcat faptul

că, datorită necesității de a se obține rezultate finite în calculul mărimilor care caracterizează sistemul, nu se iau în considerare efectele interacțiilor coulombiene dintre nucleoni.

Una dintre mărimile definitorii pentru caracterizarea stării sistemului este în acest caz **densitatea materiei nucleare**. În ipoteza unor nucleoni constituienți ai sistemului de formă sferică se poate estima valoarea acestei mărimi. Valoarea acceptată în prezent pentru densitatea barionică a materiei nucleare în starea fundamentală este de 0.17 Fm^{-3} [6].

Pentru calcularea unor mărimi fizice definitorii pentru materia nucleară se fac și alte ipoteze simplificatoare, cum ar fi:

echivalența tuturor pozițiilor nucleonilor,

folosirea funcțiilor de undă plane pentru descrierea stării nucleonilor ș.a.

Ceea ce interesează în cadrul acestei părți a cursului este modul de comportare și fenomenele de interes care intervin atunci când materia nucleară este adusă - în urma unor procese de interacție - la diferite densități și temperaturi. Într-o astfel de diagramă de fază (Fig.IV.13) se pot distinge mai multe faze posibile [6-9].

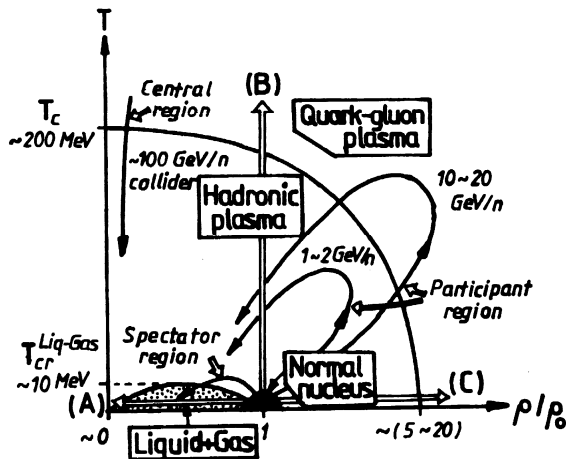


Fig.IV.13. Diagrama de fază pentru tranziții de fază în ciocniri nucleare relativiste

Ceea ce este interesant de subliniat este faptul că se acceptă apariția simultană a două tipuri majore de stări:

materie structurată;

comportări colective datorate absenței structurii.

Tranzițiile de fază care sunt posibil să aibă loc în materia nucleară aflată în diferite condiții de temperatură și densitate sunt:

- a. Tranziția de fază lichid-vapori (evaporarea nucleară) [10].
- b. Tranziția de fază la stări nucleare condensate (condensarea pionică, de exemplu) [11].
- c. Tranziția de fază la plasma hadronică. [12-15].
- d. Tranziția de fază la plasma de cuarci și gluoni [16-18].

Este de subliniat faptul că în cadrul tranzițiilor de tip c sunt incluse, în general, mai multe procese. Printre acestea se numără pionizarea și materia de rezonanță [8,9,19,20].

În cazul în care temperatura nu crește mult ($T < 20$ MeV) nu sunt îndeplinite condiții pentru o hadronizare semnificativă în materia nucleară creată în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. Se presupune că la aceste temperaturi ($T < 20$ MeV), în condițiile unor densități sub densitatea materiei nucleare în starea fundamentală (densitatea nucleară normală), pot apărea comportări tipice pentru o materie în care interacții atractive de distanță lungă coexistă cu interacții repulsive de distanță scurtă. Acest tip de comportare caracterizează un gaz Van der Waals și de aceea se consideră că poate avea loc o **tranziție de fază lichid nuclear-vapori**. Valorile critice ale acestei tranziții par să fie următoarele: $\rho_{cr} = 0.4\rho_0$, $T_{cr} = 18$ MeV [6,7,12,14]. Faza de lichid și cea de gaz pot coexista pentru o densitate determinată, atât timp cât temperatura este mai mică decât temperatura critică.

Condiții pentru realizarea unei astfel de faze pot să apară în ciocniri nucleu-nucleu la energii mari, în etapele finale ale ciocnirii, atunci când interacțiile dintre regiunea participantă și regiunea participantă încetează și are loc o răcire adiabatică a sistemului format [6,7,12,14]. Pentru temperaturi mai mari decât temperatura critică separarea dintre cele două faze nu mai există și se poate observa o stare care este presupusă ca fiind o fază de fluid.

Din punct de vedere experimental observarea acestei tranziții de fază ar putea fi legată de schimbări substanțiale în distribuțiile de masă ale fragmentelor ușoare și medii. De asemenea, urmărirea comportării sistemului format după încetarea tuturor interacțiilor dintre regiunea participantă și regiunea spectatoare ar putea să permită obținerea de informații experimentale asupra acestei faze. Printre comportările de interes se numără

efectele dimensiunii finite a sistemului, scalele de timp și corelațiile din sistem [12,14,17-21].

Cea de a doua clasă de tranziții de fază considerate este cea referitoare la apariția unor izomeri de densitate în materia nucleară la densități $\rho = (3-5)\rho_0$ [11]. Ideea este veche de cincizeci de ani și aparține lui Feenberg și Primakoff [22].

Crearea acestor izomeri de densitate poate fi legată de restaurarea simetriei chirale pentru stările anormale care pot apărea la densitățile specificate datorită interacțiilor în câmpuri mezonice scalare neliniare. În cazul restabilirii simetriei chirale nucleonii își pierd masa, iar energia de legătură poate deveni extrem de mare; de aceea, energia de compresie atinge valori de sute de MeV/nucleon.

Un alt mecanism posibil, care poate determina valori foarte mari în energia de compresie, este cel de excitare colectivă a modurilor de spin-izospin de frecvență zero în materia nucleară. Mecanismul poartă numele de **condensare pionică**, deoarece aceste moduri păstrează numerele cuantice ale pionilor [11,23].

Existența izomerilor de densitate poate fi studiată pornind și de la studiul materiei nucleare normale. În condițiile în care modelarea propusă reușește să descrie această materie se pot introduce ipoteze suplimentare care să ia în considerare apariția stărilor anormale. Este important de arătat faptul că unele stări anormale pot fi legate de introducerea rezonanțelor Δ . Pe de o parte, introducerea acestor rezonanțe poate determina valorile foarte mari ale energiei de compresie, iar prin valoarea mare a constantei de cuplaj a acestui tip de rezonanță stările specifice anormale pot fi ocupate de rezonanțe și nu de nucleoni. Pe de altă parte există posibilitatea considerării unui mecanism de introducere a rezonanțelor Δ pentru densități similare, dar temperaturi mai mari. În acest caz apare o formă nouă de materie, numită **materie de rezonanță** [8,9,19,20,24].

Introducerea diferitelor tipuri de rezonanțe, cu deosebire a celor cu moduri de dezintegrare mezonice, precum și deschiderea unor canale de interacție care să conducă la apariția unor fenomene de pionizare va determina - pentru temperaturi mai mari de 50 MeV și densități cuprinse între 3 și 5 densități nucleare normale - apariția unei faze bogate în nucleoni și pioni, în special, cărora li se adaugă alte tipuri de particule

elementare, fază cunoscută sub numele de **plasmă hadronică** sau **gaz hadronic** [6,7,12-17].

Această stare implică foarte multe fenomene, iar descrierea lor corectă va permite realizarea de progrese importante în cunoașterea condițiilor pentru tranziția la faza de **plasmă de cuarci și gluoni** [6-8,12,16-18,25,26].

Trebuie arătat că între faza de plasmă hadronică și faza de plasmă de cuarci și gluoni pot să apară - în afară de materia de rezonanță - diferite stări intermediare, cum ar fi: plasma de dibarioni și plasma de dicuarci [26-28]. O altă stare de interes care ar putea să facă extrem de dificilă separarea dintre diferite faze ar putea fi cea legată de existența unor picături de plasmă de cuarci și gluoni în materia nucleară fierbinte și densă [29,30], asemănătoare cu cele din stele [30].

Un alt aspect important care trebuie să fie luat în considerare în acest context este acela al similarității proceselor care au loc în ciocnirile nucleu-nucleu la energii mari și foarte mari cu cele care au avut loc la formarea Universului, în timpul și după ce a avut loc “Marea Explozie Primordială” (“Big Bang”) [31,32]. Găsirea unor semnale experimentale de încredere asupra tranzițiilor de fază în ciocniri nucleare relativiste și ultrarelativiste va face posibilă o mai completă și profundă cunoaștere a proceselor care au avut loc la crearea Universului [33].

XXV.3. Materia de rezonanță

XXV.3.1. Considerații generale. Definiții

Una din stăriile de mare interes în cunoașterea structurii materiei nucleare, aflată în diferite condiții de temperatură și densitate, este *materia de rezonanță* [9,19,20,24].

Definirea acestei tranziții de fază este legată, totodată, de problema comportării unor particule elementare și rezonanțe în mediul nuclear. De interes pentru studiul acestei forme de existență a materiei nucleare este studiul dependenței masei unei particule sau rezonanțe de densitatea și de temperatură mediului nuclear.

Noțiunea de rezonanță este legată de descoperirea unor stări excitate ale nucleonilor de către Fermi și colaboratorii săi în perioada 1952-1956. Prima dintre acestea a fost rezonanța $\Delta(1232)$ și venea să confirme structura internă a nucleonului,

anume: (a) existența norului de pioni [34], (b) structura de cuarci și gluoni [35] - ceva mai târziu.

Fiind un sistem compus și nucleonul poate fi excitat pe diferite stări energetice superioare, stări care sunt caracterizate prin masă (m), spin (J), paritate (P) și izospin (I).

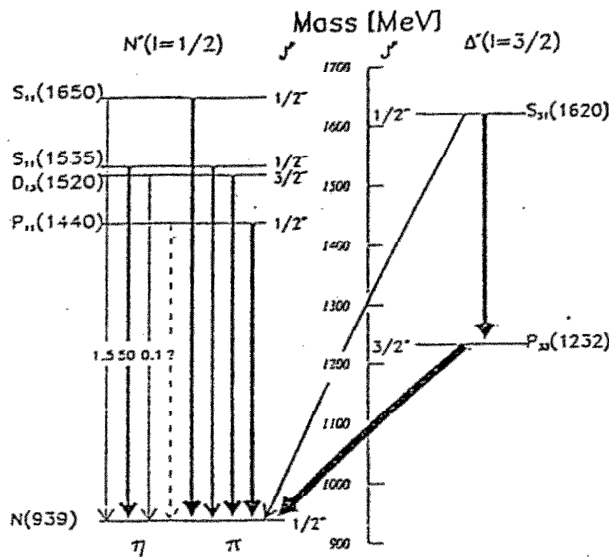


Fig.IV.14. Principalele stări excitate ale nucleonului.

Proprietăți și moduri de dezintegrare

În Fig.IV.14. sunt prezentate principalele stări excitate ale nucleonului cu indicarea proprietăților de bază, precum și a modurilor de dezintegrare specifice. În general, stările excitate ale nucleonului se dezintegrează, prin interacții tari, într-un nucleon în stare fundamentală și unul sau mai mulți mezoni. Timpul de viață al unei astfel de stări excitate este de ordinul timpului nuclear, ceea ce face ca lărgimea naturală să fie de ordinul a 100 MeV. Datorită lărgimii mari ele au fost denumite rezonanțe. Prin extensie, *materia de rezonanță reprezintă o formă de materie nucleară mult "îmbogățită" în astfel de rezonanțe și presupune faptul că mulți dintre pioni, precum și unii dintre nucleoni au fost generați prin dezintegrarea acestor rezonanțe.* Dacă procesele de generare a acestor stări excitate în ciocniri nucleon-nucleon, precum și cele de dezintegrare pentru astfel de ciocniri sunt bine studiate - atât teoretic, cât și experimental [36,37] - în cazul ciocnirilor nucleu-nucleu apar o serie de fenomene noi, de interes

deosebit, ceea ce face ca aproximația impulsului să nu mai fie totdeauna valabilă. Dintre rezonanțele nucleonice un rol deosebit în studiul materiei de rezonanță revine rezonanței $\Delta(1232)$.

În cazul ciocnirilor nucleare relativiste și ultrarelativiste materia nucleară fierbinte și densă formată poate să determine următoarele procese:

(i) prin dezintegrarea $\Delta \rightarrow N\pi$ se pot obține nucleoni care să găsească starea finală ocupată; în acest caz respectiva dezintegrare este interzisă, în acord cu principiul de excluziune a lui Pauli; (ii) datorită nucleonilor din mediul nuclear în care se află rezonanța se poate produce dezintegrarea acesteia pe calea următoare: $\Delta N \rightarrow NN$.

Cele două canale de dezintegrare considerate au acțiuni contrare, și anume: procesele de dezintegrare de tip (i) determină o scădere a lărgimii naturale a rezonanței Δ în mediul nuclear, iar cele de tip (ii) provoacă o creștere a acesteia. Pentru densități ale materiei nucleare apropiate de cea normală cele două procese se contrabalansează. Acest lucru este evidențiat și de procesele de fotoabsorbție. Este de remarcat faptul că prezența mediului nuclear determină scăderea energiei incidente pe nucleon pentru care pot apărea pioni proveniți din dezintegrarea Δ . Deci, există o probabilitate de producere sub energia de prag a unor rezonanțe Δ [38].

Se definește materia de rezonanță ca fiind acea stare a materiei nucleare aflate la temperaturi și densități peste valorile considerate normale care este mult îmbogățită în rezonanțe barionice care se dezintegrează tare [9].

XXV.3.2. Evidențierea experimentală a materiei de rezonanță

Modul de formare și evoluția zonei centrale fierbinți și dense formate în regiunea de suprapunere a celor două nuclee care se ciocnesc se pot determina din analiza naturii și proprietăților sistemelor nucleare detectate în starea finală, luând în considerare diferite aspecte termodinamice și hidrodinamice [5-9,39].

Pentru obținerea de informații asupra diferitelor momente din evoluția zonei centrale - de la crearea sa până la "îngheț" ("freeze-out") - s-au propus diferite metode. Ele se pot grupa în două clase mari, anume:

studiul spectrelor nucleonilor și fragmentelor emise în ciocnirea considerată;
determinări ale caracteristicilor cinematice ale particulelor create în urma procesului de interacție și care nu existau în starea inițială (pioni, kaoni, antiprotoni, hiperoni ș.a.) [40].

Ambele clase de metode prezintă avantaje și dezavantaje. În cazul metodelor de tip (a), luând în considerare trăsăturile specifice ale ciocnirilor nucleare relativiste, există avantajul unor statistici bune de date experimentale care permit analize generale satisfăcătoare ale rezultatelor experimentale, în timp ce metodele de tip (b) prezintă avantajul că particulele considerate sunt produse certe ale procesului de interacție dintre cele două nuclee care se ciocnesc. Dezavantajele sunt determinate, în cazul clasei de metode de tip (a), de dificultățile corectei separări dintre nucleonii participanți și nucleonii spectatori [41,42], iar în cazul clasei de metode de tip (b) de imposibilitatea obținerii, în marea majoritate a situațiilor, de statistici suficiente.

În cazul metodelor de tip (b) trebuie avute în vedere atât statisticile mici ale particulelor de interes, cât și multiplicitățile mari ale nucleonilor și fragmentelor în starea finală, pentru fiecare eveniment. De asemenea, de mare interes este analiza spectrelor de masă efectivă pentru identificarea diferitelor tipuri de particule, cu sarcină sau neutre.

În producerea materiei de rezonanță în ciocniri nucleare relativiste un rol important revine celei mai joase stări excitate a nucleonului, anume rezonanța $\Delta(1232)$, datorită probabilității mari de formare chiar la energii în jur de 1 A GeV. Prezența acestei rezonanțe poate determina creșterea multiplicității pionilor, în principal a celor cu impulsuri mici. Acest lucru se datorește canalului principal de dezintegrare a rezonanței $\Delta(1232)$, anume: $\Delta \rightarrow N\pi$. Analize interesante asupra producerii de pioni prin acest mecanism au fost făcute atât pentru ciocniri nucleon-nucleon cât și pentru ciocniri nucleu-nucleu la energii intermediare și mari [8,9,19,20,24,34,43-45]. Ponderea rezonanței Δ se poate estima cunoscând unele din mărimile cinematice importante - distribuții de multiplicitate, distribuții de impuls (total, transversal și longitudinal), distribuții de rapiditate, distribuții unghiulare ș.a. - cu luarea în considerare a drumului liber mediu al pionilor în sursa care emite particule, λ_π , și a probabilității de transmisie, anume:

$$T = \exp(-\langle R \rangle / \lambda_\pi) \quad , \quad (IV.50)$$

cu $\langle R \rangle$ distanța medie de la punctul de creare a pionului până la ieșirea din sursa de particule.

Posibilitatea separării pionilor proveniți din diferite procese permite stabilirea temperaturii sursei de particule la diferite momente [46-48,25]. Cele mai folosite

distribuții pentru determinarea temperaturii sursei de particule sunt distribuțiile de impuls transversal, datorită invarianței în cele două sisteme de referință importante: sistemul laboratorului (SL) și sistemul centrului de masă (SCM). Aceste distribuții experimentale sunt fit-ate cu diferite tipuri de distribuții teoretice, dintre care distribuția Boltzmann și distribuția Maxwell sunt cele mai folosite [25,46,47].

Din rezultatele experimentale obținute se constată că, pentru o energie dată, diferitele tipuri de particule pot fi emise la temperaturi diferite ale sursei de particule, deci la momente diferite din evoluția regiunii centrale, participante, fierbinți și dense.

Trebuie subliniat faptul că impulsul transversal crește, la energii sub 1 A GeV, cu creșterea energiei nucleului incident, iar pentru energii peste 1 A GeV acesta tinde spre valori de saturație, situate în jur de 220-250 MeV/c [9,14,19,20,24,47].

În timp ce impulsul transversal tinde spre valori de saturație cu creșterea energiei incidente pe nucleon, probabilitatea de producere de pioni pe nucleon participant crește cu creșterea acestei energii. Aceasta presupune că energia primită de sistem este folosită pentru excitarea unui număr de nucleoni la diferite rezonanțe - rezonanțe Δ , în principal - care se dezintegrează ulterior prin emisie de pioni. Având ca principal canal de producere și dezintegrarea canalul $NN \rightarrow N\Delta \rightarrow NN\pi$, pentru rezonanța Δ se poate calcula abundența chimică folosind următoarea relație:

$$\rho_{\Delta}(t) = \rho_{\Delta}(0) \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \quad , \quad (IV.51)$$

unde $\rho_{\Delta}(t)$ este densitatea rezonanței Δ la momentul t , după atingerea echilibrului, $\rho_{\Delta}(0)$ este densitatea rezonanței Δ la echilibru, iar λ este o constantă proporțională cu energia termică medie, cu $\lambda = [(\rho_N^2 \langle \sigma_{NN \rightarrow N\Delta} \rangle) / 2\rho_{\Delta}(0)]$. În general, starea caracterizată prin $\rho_{\Delta}(t)$ este menținută pentru un timp mai lung decât timpul de viață al rezonanței Δ . Acest fapt este posibil datorită proceselor de regenerare a rezonanțelor Δ după dezintegrare. Atingerea echilibrului termic poate fi întârziată datorită secțiunilor eficiente mari ale unor procese de tip $\Delta \leftrightarrow \pi N$. Rezonanțele Δ care nu sunt absorbite în procese de interacție de tip $\Delta N \rightarrow NN$ se vor dezintegra prin emisie de pioni. Secțiunea eficientă pentru acest tip de proces scade rapid cu scăderea densității în timpul expansiunii "fiireball"-ului. De aceea, multiplicitatea finală a pionilor va putea fi un indicator al amestecului π - Δ la încetarea interacțiilor ("freeze-out" sau "îngheț").

În afara rezonanței Δ de interes pentru formarea materiei de rezonanță, dar și pentru considerente hadrodinamice legate de procese de interacție în materia nucleară [49], mai sunt rezonanțele N(1440) și N(1535). Primul tip de rezonanță este legat de partea de impuls transversal mare a spectrului pionic, iar cel de al doilea tip de existența mezonilor η , mezoni care sunt o probă a formării rezonanței N(1535). Ponderea unei rezonanțe de un anumit tip, de masă m , $P_i(m)$, se poate stabili folosind o relație de forma:

$$P_i(m) \propto e^{-\frac{m-(m_N+m_\pi)}{T}}, \quad (IV.52)$$

unde m_N este masa nucleonului, iar m_π este masa pionului.

Rezultatele experimentale și calculele teortice obținute pentru ciocniri nucleu-nucleu la energii peste 1 A GeV indică creșterea ponderii diferitelor rezonanțe, pentru o ciocnire dată, cu creșterea energiei nucleului incident. Un exemplu de interes este cel prezentat în lucrarea [50]. Astfel, în ciocniri Ar+Ca la 1 A GeV și 1.5 A GeV - în experimente desfășurate la GSI Darmstadt - ponderile celor trei rezonanțe principale - Δ , N(1440), respectiv N(1535) - sunt următoarele: 7.6%, 1.4%, 0.1%, respectiv, 15.0%, 4.4%, 0.4%. Rezultate similare s-au obținut și pentru alte ciocniri [8,9,19,20,24]. Trebuie menționat faptul că în cazul calculelor este necesară considerarea cu atenție a temperaturii pentru care se fac acestea, precum și a gradelor de libertate de izospin pentru diferite tipuri de particule.

Toate rezultatele experimentale indică existența acestei stări a materiei nucleare la temperaturi și densități înalte: materia de rezonanță. Această formă de existență a materiei nucleare apare și în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c [19-20].

XXV.3.3. Formarea materiei de rezonanță în ciocniri

nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c

În experimentele desfășurate la IUCN Dubna se poate pune în evidență materia de rezonanță, avându-se în vedere faptul că la energia respectivă sunt deschise foarte multe canale de reacție pentru producerea de rezonanțe. Folosirea spectrometrului SKM 200 ca sistem de detecție prezintă, însă, un inconvenient important legat de dificultățile de identificare a altor particule, cu excepția pionilor negativi, protonilor participanți și hiperonilor Λ^0 [13-15].

Rezultatele experimentale asupra densităților și temperaturilor în ciocniri inelastice (Tabelul IV.2) și ciocniri centrale (Tabelul IV.3) la 4.5 A GeV/c sunt un suport important pentru formarea materiei de rezonanță în aceste ciocniri.

Folosind relațiile (IV.51) și (IV.52), precum și rezultatele pentru temperaturi din cele două tabele se poate estima probabilitatea de formare a principalelor trei rezonanțe nucleonice - Δ , N(1440) și N(1535) - în ciocniri 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]
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
He-Pb	204±4	94.0±3.0	9.9±1.0	24.9±2.5	3.06	0.208± 0.021
C -C	236±6	72.2±3.8	4.2±0.4	8.4±0.4	2.60	0.113± 0.005
C -Cu	220±4	82.8±2.7	9.0±0.8	19.6±1.7	3.05	0.165± 0.014
Ne-Ne	225±9	79.4±4.7	7.9±0.7	15.8±1.4	3.09	0.127± 0.011
Ne-Zr	195±5	100.8±3. 8	12.3±0.4	27.3±0.9	3.62	0.138±0.005
O -Ne	229±9	76.7±5.9	6.1±0.7	12.2±1.4	2.86	0.123±0.014
O Pb	190±8	104.8±6. 3	19.0±0.9	47.3±2.2	4.23	0.149±0.007

Tabelul IV.2. Temperaturile pionice și densitățile nucleare la emisia de pioni în câteva ciocniri inelastice 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]
He-Li	198±3	98.6 ±2.4	2.8±0.3	5.6±0.6	1.50	0.396±0.042
He-C	195±5	100.5±3. 7	4.7±0.2	9.4±0.4	1.78	0.398±0.017

<i>He-Ne</i>	189±5	105.6±4. 0	6.1±0.8	12.2±1.6	1.93	0.405±0.053
<i>He-Cu</i>	186±6	107.6±4. 9	8.2±0.5	18.0±1.1	2.20	0.403±0.024
<i>He-Pb</i>	167±4	123.6±3. 7	14.7±1.2	37.1±3.0	2.82	0.399±0.032
<i>C - C</i>	194±6	101.7±4. 6	7.8±0.3	15.6±0.6	2.10	0.402±0.015
<i>C - Cu</i>	181±4	112.3±3. 3	19.7±1.0	42.8±2.2	2.94	0.402±0.021
<i>Ne-Ne</i>	185±9	108.9±7. 3	9.8±0.7	19.6±1.4	2.28	0.395±0.028
<i>Ne-Zr</i>	160±5	130.4±4. 6	26.2±2.1	58.2±4.7	3.27	0.395±0.032
<i>O - Ne</i>	188±9	106.3±7. 2	9.6±0.3	19.2±0.6	2.25	0.399±0.013
<i>O - Pb</i>	156±8	134.3±7. 7	39.6±0.5	98.6±1.2	3.89	0.401±0.005

Tabelul IV.3. Temperaturile pionice și densitățile nucleare la emisia de pioni în câteva ciocniri centrale nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c

$A_P - A_T$	$\langle p_T \rangle$ [MeV/c]	T [MeV]	P_Δ [%]	$P_N(1440)$ [%]	$P_N(1535)$ [%]
<i>He - Li</i>	246.40	65.62 ± 2	10.453	0.401	0.091
<i>He - Cu</i>	212.55	87.74 ± 3	17.281	1.615	0.546
<i>He - Pb</i>	211.01	89.12 ± 2	17.411	1.644	0.578

Tabelul IV.4. Probabilitățile de formarea a rezonanțelor $\Delta(1232)$, $N(1440)$ și $N(1535)$ în câteva ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c

p_{Δ} probabilitatea de formare a rezonanței $\Delta(1232)$

$p_{N(1440)}$ probabilitatea de formare a rezonanței $N(1440)$

$p_{N(1535)}$ probabilitatea de formare a rezonanței $N(1535)$

În Tabelul IV.4 sunt trecute probabilitățile de formare ale celor trei tipuri de rezonanțe în câteva ciocniri He-A_T și C-A_T la 4.5 A GeV/c. Se observă creșterea probabilităților de formare, pentru toate tipurile de rezonanțe considerate, cu creșterea numărului de masă al nucleului țintă, pentru un nucleu incident dat. Pentru un nucleu țintă dat se observă o creștere ușoară a probabilității de formarea a rezonanțelor cu creșterea numărului de masă al nucleului incident. Valorile obținute sunt în acord cu cele obținute la energii mai joase [8,9,24,40], în experimentele de la GSI Darmstadt, sau la energii mai mari, în experimentele de la BNL, folosind ca sistem de accelerare sincrotronul cu gradient alternant (AGS) modificat [51]. În cazul pionilor trebuie avut în vedere faptul că ponderea celor care provin din dezintegrările rezonanțelor poate să crească prin luarea în considerare a simetriei de izospin, respectiv prin medierea pe toate stările de izospin.

Foarte important pentru studiul stărilor anormale și tranzițiilor de fază în materia nucleară fierbinte și densă este cel al modului în care sunt corelate temperatura și densitatea nucleară în diferite momente din evoluția regiunii centrale, fierbinți și dense ("fireball"-ului). O posibilă legătură între densitatea relativă și temperatură este următoarea:

$$\rho_r = \frac{\rho_i}{\rho_t} = \frac{1}{\sum_i \rho_i} \cdot \frac{g_i}{2\pi} \cdot \int_0^{\infty} \frac{p^2 dp}{1 + e^{\beta[e(i) - \mu]}} \quad , \quad (IV.53)$$

unde $e(i) = \sqrt{p^2 + m_i^2}$, iar μ este potențialul chimic al rezonanței sau particulei considerate.

În Fig.IV.15. este prezentată evoluția ocupării relative a stării fundamentale și a stării corespunzătoare rezonanței $\Delta(1232)$ în funcție de temperatură. Se observă că există o componentă importantă de materie de rezonanță în faza de temperatură și densitate maximă a ciocnirii. Acest lucru este legat și de creșterea probabilităților de formare a unor rezonanțe cu creșterea energiei nucleului incident (Fig.IV.16 [50,51]). Prezența

masivă a rezonanțelor, pe de altă parte, ar putea să conducă la o scădere semnificativă a temperaturii regiunii centrale, ceea ce ar atrage o modificare sensibilă a parametrilor termodinamici necesari - temperatură și densitate - pentru tranziția de fază la plasma de cuarci și gluoni (Fig.IV.17 [45,50,51]).

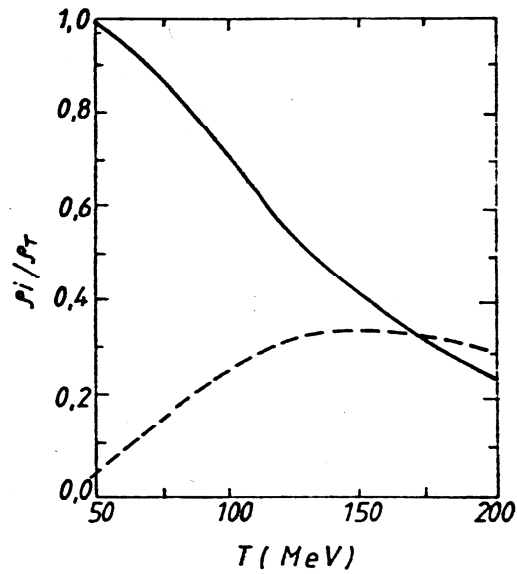


Fig.IV.15. Ocuparea relativă a stării fundamentale și a rezonanței $\Delta(1232)$ în funcție de temperatură

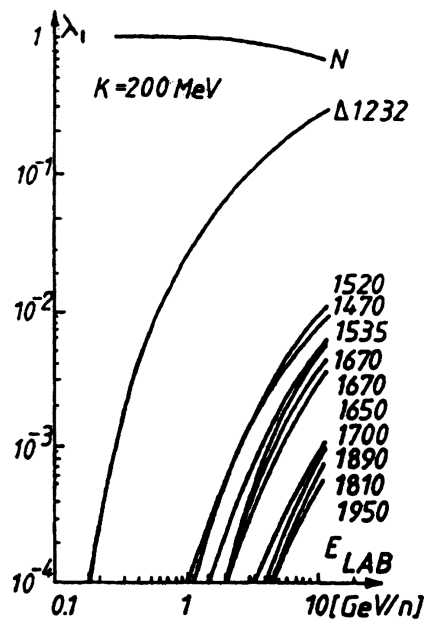


Fig.IV.16. Probabilitățile de excitare ale diferitelor rezonanțe în ciocniri nucleu-nucleu la energii înalte

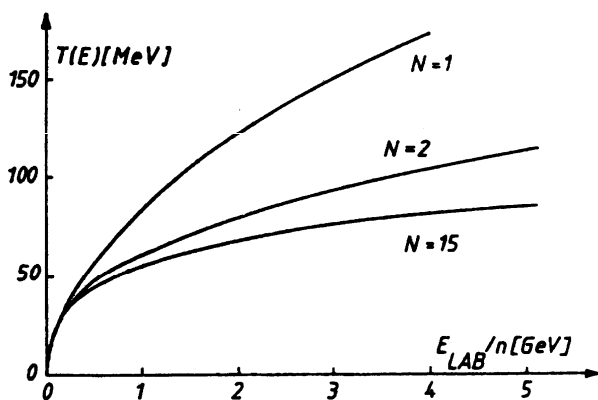


Fig.IV.17. Modificarea comportării dependenței temperaturii de energia nucleului incident cu creșterea numărului de rezonanțe din regiunea centrală, fierbinte și densă

O confirmare necesară a formării materiei de rezonanță în ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c este regăsirea unor semnale specifice unor rezonanțe nucleonice în spectrele de mase efective. Pentru a se obține aceste spectre se face ipoteza unei dinamici de generare similare pentru pionii negativi, pentru care există informație experimentală

directă, respectiv, pionii pozitivi. În aceste condiții se poate considera că prin extragerea din spectrul de impuls pentru particule pozitive de ionizare minimă a unui spectru de impuls similar cu cel al pionilor negativi - presupus anterior ca fiind identic cu cel al pionilor pozitivi - se poate obține, într-o bună aproximație, spectrul de impuls al protonilor. Cu ajutorul celor două spectre se poate obține spectrul de masă efectivă pentru cel mai important canal de dezintegrare a rezonanței $\Delta(1232)$, anume cel care face ca în starea finală să existe un proton și un pion pozitiv.

În Fig.IV.18 este prezentată distribuția de masă efectivă proton-pion în ciocniri He-Li la 4.5 A GeV/c. Se observă existența unor maxime în regiunile de masă corespunzătoare maselor rezonanțelor de interes considerate: $\Delta(1232)$, N(1440) și N(1535). Mărimea maximelor reflectă probabilitățile de formare considerate anterior. Se confirmă astfel existența materiei de rezonanță în regiunea centrală fierbinte și densă formată prin ciocniri nucleu-nucleu la 4.5 A GeV/c.

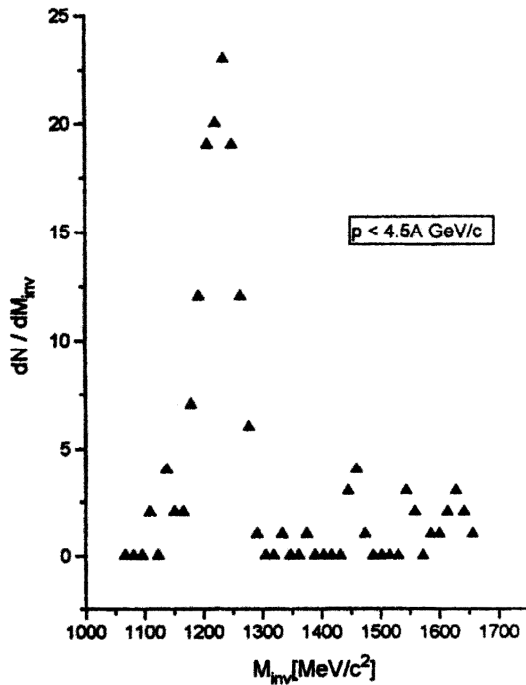


Fig.IV.18. Distribuția de masă efectivă proton-pion în ciocniri He-Li la 4.5 A GeV/c

XXV.3.4. Materia de rezonanță și posibilitatea observării unor stări
și fenomene anormale în materia nucleară fierbinte și densă

Existența unui număr mare de rezonanțe în materia nucleară fierbinte și densă formată prin ciocniri nucleare relativiste poate determina creșterea probabilității de producere de particule la energii mult sub energia de prag pentru particula respectivă. Principala explicație a acestui fenomen este legată de numărul mare de ciocniri multiple între rezonanțe și nucleoni, rezonanțe și rezonanțe, nucleoni și nucleoni. Aceste ciocniri sunt ca un "rezervor de energie" care asigură formarea unor particule sub energia de prag în ciocniri NN simple. Efectele mediului nuclear sunt decisive în aceste procese de producere sub energia de prag. Foarte importante sunt producerile de kaoni, antiprotoni, dileptoni și particule străni.

Studiul producerii de kaoni sub energia de prag și în vecinătatea acesteia poate să ofere un instrument important de investigare a unor stări anormale și a unor tranziții de fază în materia nucleară fierbinte și densă. În general, producerea de kaoni se poate face în asocieră cu hiperoni Λ pentru a se asigura conservarea stranieții. Energia de prag pentru acest proces este în jur de 1.6 GeV. Prezența hiperonului Λ poate fi pusă în evidență prin analiza masei invariante pentru canalul principal de dezintegrare, anume: $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$.

O altă cale importantă de producere a kaonilor este ciocnirea dintre rezonanțe (ciocnirea $\Delta\Delta$, de exemplu), precum și ciocnirea nucleon-rezonanță. Aceste tipuri de procese necesită densități nucleare mai mari de $2.5\rho_0$ și timpi între două ciocniri mai mari de 1.6 Fm/c [7-9]. Este important de subliniat faptul că pentru ciocniri nucleu-nucleu la energii de 1 A GeV și ușor mai mari, circa 90% din kaoni provin din ciocniri $N\Delta$ [40], iar restul de circa 10% se datorește contribuției rezonanței $N(1440)$ [50,51]. Trebuie menționat faptul că rezonanța $N(1440)$ este mult mai eficientă în acumularea de energie, ceea ce face ca prin ciocniri succesive să se poată produce particule cu energii de prag - pentru ciocnirea NN simplă - mult mai mari.

Un astfel de caz este cel al producerii de perechi proton-antiproton. Energia de prag în acest caz, pentru ciocniri NN, este de 5.6 GeV. Producerea de astfel de perechi în ciocniri nucleu-nucleu la energii de 1-5 A GeV este posibilă numai prin ciocniri multiple și posibile efecte colective, cum ar fi efectul cumulativ [13-15]. Din nou, contribuția ciocnirilor $N\Delta$ și $\Delta\Delta$ este importantă. Prezența rezonanței $N(1440)$ la producerea de

perechi de proton-antiproton este foarte mare. Astfel, în ciocniri simetrice la energii în jur de 2 A GeV contribuția ei este cuprinsă între 70% și 90%. Contribuția ei scade lent cu creșterea energiei [50,51]. De aceea, se poate considera că prezența antiprotonilor la energiile considerate este un semnal indirect al existenței rezonanței N(1440). Producerea de kaoni și de antiprotoni sub energia de prag arată că materia de rezonanță și rezonanțele interacționează tare cu mediul nuclear în care se află.

Prezența rezonanțelor în regiunea participantă, fierbinte și densă, poate determina și apariția unor perechi de leptoni. Originea lor poate să fie *dezintegrarea Dalitz a mezonilor neutri* π^0 și η (în γe^+e^-) sau cea a unor *mezoni vectoriali*, precum ρ , ω și Φ (în perechi e^+e^-). De interes sunt și *radiația de frânare a nucleonului* ($N \rightarrow Ne^+e^-$) și *dezintegrarea Dalitz a rezonanței Δ* ($\Delta \rightarrow Ne^+e^-$). Ponderea acestor canale de dezintegrare este diferită și depinde de energia de ciocnire. Trebuie arătat că producerea de mezoni vectoriali ρ poate avea loc în materia de rezonanță prin anihilarea $\pi^+\pi^-$. Din spectrele de masă invariantă se pot obține informații asupra modificărilor unor proprietăți în materia nucleară fierbinte și densă.

Toate aceste procese de producere considerate - pentru kaoni, antiprotoni și perechi de leptoni - sunt legate și de posibilitatea tranziției la plasma de cuarci și gluoni. *Canalele de dezintegrare specifice prezenței unor rezonanțe dominante din materia de rezonanță trebuie luate în considerare la analizarea semnalelor experimentale specifice plasmei de cuarci și gluoni, cel puțin ca semnale de fond.*

XXV.4. Plasma de cuarci și gluoni

XXV.4.1. Considerații asupra formării plasmei de cuarci și gluoni în ciocniri nucleare relativiste și ultrarelativiste

Ciocnirile centrale nucleu-nucleu la energii înalte și ultraînalte reprezintă singura posibilitate de a investiga în laborator proprietățile plasmei de cuarci și gluoni [16-18]. Cunoașterea acestora va permite să se obțină mult mai multă informație asupra momentelor de început, imediat după “Explozia primordială” (“Big Bang”), ale expansiunii Universului. Se consideră că în timpul expansiunii a avut loc, la circa 1-10 μ s după “Explozia primordială”, o tranziție de la plasma de cuarci și gluoni la materia

hadronică. Investigațiile de laborator vor permite obținerea de informații atât asupra tranziției de la plasma de cuarci și gluoni la materia hadronică, cât și asupra procesului invers [31,32,53-55].

Plasma de cuarci și gluoni nu este o stare obișnuită a materiei. Pentru obținerea ei este necesar ca temperatura să atingă $(1.7\div 2.9)\times 10^{12}$ K (150-250 MeV), iar densitatea de energie să depășească 2 GeV/Fm^{-3} [16-18]. În aceste condiții structura obișnuită a materiei nucleare se modifică drastic: protonii și nucleonii se dizolvă în constituenții lor pentru a forma această nouă fază. Pentru a observa această transformare de fază este necesar să se studieze anumite proprietăți ale spațiului. Faza de plasmă de cuarci și gluoni permite propagarea aproape liberă a cuarcilor, în timp ce cuarcii sunt confinați, în mod obișnuit, în "vidul adevărat". În condițiile extreme de temperatură și densitate produse în ciocniri nucleare relativiste și ultrarelativiste se trece la o fază a vidului care conduce sarcina de culoare. Această "*topitură a vidului*" este extrem de interesantă și de bogată în informații pentru întreaga Fizică a interacțiilor tari. O problemă delicată este aceea a separării contribuțiilor specifice diferitelor procese și fenomene care au loc în interiorul regiunii centrale, fierbinți și dense, în care se produce această "topitură".

XXV.4.2. Semnale experimentale ale formării plasmei de cuarci și gluoni

Odată formată, plasma de cuarci și gluoni "trăiește" un timp scurt, de ordinul a 5-10 Fm/c. În acest interval de timp are loc scăderea temperaturii sub temperatura critică, T_c , datorită expansiunii regiunii centrale, fierbinți și dense, precum și emisiei de particule de la suprafață. În acest mod se ajunge la o altă formă de existență a materiei, anume: plasma hadronică [12-18,50,51]. Dacă scăderea temperaturii este foarte accentuată și rapidă în timp, cea a densității sub densitatea critică, ρ_c , este mult mai lentă. Acest fapt determină interacții violente între particule în interiorul regiunii participante, fierbinți și dense ("fireball"-ului), până la atingerea unor distanțe între particule mai mari decât distanța de acțiune a forțelor nucleare tari. De aceea, dacă "fireball"-ul ar prezenta o semnătură cinematică caracteristică cât timp se află în faza de plasmă de cuarci și gluoni, atunci există o probabilitate mare ca această semnătură să fie distrusă de către interacțiile hadronice în starea finală. De aici rezidă și marile dificultăți în observarea experimentală a plasmei de cuarci și gluoni [12-18].

Datorită suprarăcirii masive a "fireball"-ului în timpul expansiunii sale, fără o scădere tot atât de rapidă a densității, este de așteptat să se producă o "explozie" la tranziția la plasma hadronică [56,57]. Această explozie va determina apariția unor unde de șoc în materia nucleară, unde care pot fi puse în evidență în spectrele de impuls transversal [57].

Pentru o analiză corectă a signaturilor plasmei de cuarci și gluoni este necesar să se ia în considerare acele proprietăți care nu sunt afectate de interacțiile în starea finală. Două tipuri de observabile se pot lua în considerare:

particule care nu interacționează tare;

numere cuantice care nu se modifică prin interacții tari.

Plasma de cuarci și gluoni are o serie de proprietăți caracteristice care determină următoarele aspecte:

(i) numărul gradelor de libertate accesibile particulelor "colorate" în plasma de cuarci și gluoni este mult mai mare decât cel disponibil particulelor care formează plasma hadronică;

(ii) signaturile plasmei de cuarci și gluoni se bazează pe abundența mult crescută a particulelor de energii relativ mici; majoritatea particulelor au energii cuprinse între T_c și $2T_c$.

Alte câteva aspecte sunt importante. Datorită deconfinării locale a culorii în plasma de cuarci și gluoni crește numărul gradelor de libertate; de asemenea, energia pe particulă este mult mai mică în plasma de cuarci și gluoni datorită creșterii numărului gradelor de libertate și distribuirii energiei disponibile pe mai multe grade de libertate.

De aici pot să apară alte dificultăți majore determinate de posibilitatea acoperirii semnalului de către flucuații și fond, mai ales în condițiile în care procesele care conduc la crearea fondului nu sunt toate foarte bine cunoscute.

Luând în considerare toate aceste aspecte se pot considera trei categorii mari de semnale ale fazei de plasmă de cuarci și gluoni în materia nucleară fierbinte și densă creată prin ciocniri nucleu-nucleu la energii înalte, și anume:

(A) producerea de perechi de fotoni și leptoni;

(B) producerea de stranietate;

(C) *semnale experimentale particulare (scăderea producerii de particule J/Ψ în raport cu producerea de perechi de leptoni [58-60], apariția jeturilor [61,62], fenomene de intermitență [63,64], interferometrie de intensitate și corelații în sursa de particule [65-67], etc.).*

Fiecare tip de semnal are unele caracteristici generale, precum și unele aspecte specifice.

În cazul producerii de fotoni și perechi de leptoni trebuie avute în vedere două aspecte generale majore:

(A1) sunt particule care interacționează numai electromagnetic;

(A2) pot fi produse suficient de abundent în plasma de cuarci și gluoni și de aceea se pot detecta experimental.

În cazul producerii de fotoni selectarea celor care apar datorită dezintegrărilor unor particule create în plasma de cuarci și gluoni - $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\eta \rightarrow 3\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ - se poate face prin considerarea spectrelor de masă efectivă (analiză de masă invariantă).

În acest tip de analiză apar o serie de dificultăți datorate numărului mare de particule care se dezintegrează tare în fotoni. Pentru ciocniri nucleu-nucleu la 200 A GeV se estimează producerea de 50-100 de mezoni π^0 într-un eveniment. Pe de altă parte, fotonii pot fi produși în întreg volumul "fireball"-ului, prin procese $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$ sau ca radiație de frânare a cuarcilor, iar emisia de mezoni π^0 este una de suprafață. De aceea, raportul n_γ/n_{π^0} se estimează a fi subunitar pentru nuclee grele (circa 0.2).

Producerea de perechi de leptoni de energii mari din plasma de cuarci și gluoni conduce la maxime în spectrul de masă invariantă cuprinse între 300 și 500 MeV. Principala sursă de fond este în acest caz anihilarea $\pi^+\pi^-$. Această anihilare se desfășoară cu producerea de mezoni ρ ("canalul ρ "); masa invariantă a perechii de leptoni este concentrată, în acest caz, în regiunea 770 ± 100 MeV/c². Ceea ce este important de semnalat aici este faptul că raportul contribuțiilor perechilor de leptoni care au cele două origini este o măsură foarte sensibilă a temperaturii inițiale atinse în faza de plasmă. Acest raport poate fi, în anumite situații, și o măsură a masei efective a cuarcilor.

La discutarea producerii de fotoni și perechi de leptoni trebuie avute în vedere trei aspecte importante, anume:

- în estimări sunt luați în considerare, în general, numai cuarcii "up" și "down";

- ar trebui avută în vedere și problema leptonilor grei (taonii) care sunt produși de cuarcii cu straniețate;

- prin anihilarea cuarcilor cu straniețate se produc, de asemenea, fotoni; se estimează că se produce 1 foton pe ciocnire prin acest proces.

O a doua cale importantă de studiere experimentală a producerii plasmei de cuarci și gluoni este **producerea de straniețate**.

Timpu de viață al "fireball"-ului este estimat la 5-10 Fm/c. Într-un astfel de interval de timp interacțiunile slabe nu au posibilitatea să devină importante. În aceste condiții, odată produsă, straniețata nu poate fi distrusă decât prin anihilarea ss^- . Deoarece în plasma de cuarci și gluonii numărul de cuarci cu straniețate este mare prin anihilări ss^- nu se poate distruge toată straniețata produsă. Ea se va păstra și după terminarea fazei de plasmă de cuarci și gluoni. Producerea de straniețate în faza de plasmă de cuarci și gluoni trebuie să fie comparată cu producerea de straniețate în alte faze - plasmă hadronică, materie de rezonanță - creșterile observate putând fi un semnal al formării plasmei de cuarci și gluoni.

La realizarea estimărilor trebuie avute în vedere câteva aspecte interesante, și anume:

- anticuarcii cu straniețate (\bar{s}) nu pot fi conținuți într-un barion, spre deosebire de cuarcii cu straniețate (s);

- particulele care conțin cuarcii cu straniețate se pot produce în asociere cu mezoni K; de exemplu, ciocnirea $p + p \rightarrow p + \Lambda + K^+$, care are o energie de prag de circa 1 GeV, în sistemul laboratorului, pentru ciocniri de protoni liberi;

- există posibilitatea desfășurării unor procese deosebite, "extrvagante", cum ar fi crearea de antibarioni cu straniețate; două exemple sunt semnificative în acest sens: $p + p \rightarrow p + p + \Lambda + \bar{\Lambda}$ ($E_{prag} = 8 \text{ GeV}$, în SL); $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{\Lambda} + K^-$ ($E_{prag} = 9 \text{ GeV}$, în SL).

Trebuie remarcat faptul că aceste tipuri de ciocniri sunt inhibate și datorită faptului că sunt necesare trei perechi qq^- într-o singură ciocnire, iar impulsurile trebuie să fie similare.

O altă problemă importantă este aceea a **eliminării asimetriei de izospin în canalul de intrare**. Aceasta necesită luarea în considerare a tuturor cuarcilor ușori. De aceea, în

discutarea formării plasmei de cuarci în ciocniri nucleare relativiste, estimarea rapoartelor dintre numărul de cuarci cu straniețate și numărul de cuarci ușori, respectiv, dintre numărul de anticuarci cu straniețate și numărul de anticuarci ușori, este utilă. Există numeroase căi de estimare [12-18,68].

Dintre celelalte categorii de semnale ale plasmei de cuarci și gluoni - creșterea producerii de antinuclee în faza de plasmă de cuarci și gluoni, lipsa corelațiilor de sarcină dintre pionii cu impulsuri apropiate, ș.a. - în ultima vreme s-a impus analiza producerii de particule cu "charm" (farmec) în raport cu producerea de perechi de leptoni.

Cel mai important semnal este cel obținut de colaborarea NA50 de la CERN Geneva pentru ciocniri Pb+Pb la 158 A GeV (circa 3.6 TeV în sistemul centrului de masă [69,70]).

Particulele J/Ψ sunt stări legate ale cuarcilor și anticuarcilor cu "farmec" și sunt produse abundant în contactul inițial dintre nucleele care se ciocnesc. Probabilitatea de producere a particulelor J/Ψ scade cu disiparea energiei de ciocnire. În sistemul centrului de masă se poate considera că particula J/Ψ trebuie să străbată materia nucleară formată și aflată în mișcare. De aceea, se poate considera că particula J/Ψ joacă același rol ca radiația X obișnuită. Experimental, se determină distanțele dintre centrele nucleelor care se ciocnesc și locurile prin care aceste particule părăsesc regiunea de suprapunere. Se pot compara astfel ciocnirile în care distanța străbătută prin materia formată este mai lungă cu cele în care această distanță este mai scurtă..

Dezintegrarea particulei J/Ψ se face prin emisia unei perechi $\mu^+\mu^-$, imediat ce părăsește regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. Acest mod de dezintegrare permite să se numere câte particule J/Ψ ies din regiunea participantă. Pentru ciocniri Pb+Pb la 158 A GeV se constată o scădere apreciabilă a numărului de particule J/Ψ care "supraviețuiesc" până la ieșirea din "fireball", în raport cu ciocniri S+S și S+Pb la aceeași energie. Explicarea fenomenului observat experimental se poate face în termenii interacțiilor individuale particulă-particulă care rup starea legată sau inhibă formarea sa, deoarece gluonii au un rol important la ruperea particulelor J/Ψ . Ceea mai interesantă sugestie este aceea că se produce un fenomen neașteptat care ar putea fi o semnătură a plasmei de cuarci și gluonii în ciocniri nucleare ultrarelativiste. Mari speranțe sunt legate de intrarea în funcțiune a sistemelor de accelerare de tip "collider" RHIC (Relativistic

Heavy Ion Collider) de la BNL – deja la primele date experimentale - și LHC (Large Hadron Collider) de la CERN, în următorii ani. Un vis frumos al tuturor fizicienilor, *găsirea în laborator a condițiilor din Univers imediat după “Explozia primordială”*, este pe cale să se împlinească!

Bibliografie la capitolul al XXV-lea

- [1]. Serban Tițeica - Termodinamica - Editura Academiei R.S.R., București, 1982
- [2]. L.D.Landau, E.M.Lifșiț - Fizică statistică - Editura Tehnică, București, 1988
- [3]. K.A.Brüeckner - Phys.Rev.86(1952)936
- [4]. H.A.Bethe - Phys.Rev.103(1956)1353
- [5]. M.P.Anastasio, L.S.Celenza, S.W.Pong, C.M.Shakin - Phys.Rep.100(1983)327
- [6]. H.Stöcker, W.Greiner - Phys.Rep.137(1986)277
- [7]. J.J.Molitoris, D.Hahn, H.Stöcker - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)239
- [8]. W.Cassing, V.Metag, U.Mosel, K.Niita - Phys.Rep.188(1990)363
- [9]. V.Metag - International School on Heavy Ion Physics "Solving the Nuclear Paradigm", 6-16.X.1993, Erice, Italy
- [10].J.Pochodzalla et al - Phys.Rev.Lett.75(1995)1040-1043
- [11].A.B.Migdal, E.E.Saperstein, M.A.Troitsky, D.N.Voskresensky - Phys.Rep. 192(1990)179
- [12].S.Nagamiya - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)363
- [13].C.Beșliu, Al.Jipa - Rev.Roum.Phys.33(1988)409
- [14].Al.Jipa - Teză de doctorat, Universitatea București, Facultatea de Fizică, 1989
- [15].C.Beșliu, Al.Jipa - Rom.J.Phys.37(1992)1011
- [16].L.McLerran - Preprint FERMILAB, Fermilab-Conf-84/101T(1984)
- [17].B.Müller - Lect.Not.Phys.225(1985)1
- [18].G.E.Brown, H.A.Bethe, P.M.Pizzochero - Phys.Lett.B263(1991)337
- [19].C.Beșliu, N.Ioneci, Al.Jipa, R.Zaharia - EPS International Conference on High Energy Physics, 27.VII-2.VIII.1995, Brussels, Belgium, EPS 0512
- [20].C.Beșliu, N.Ioneci, Al.Jipa, R.Zaharia - Romanian Reports in Physics 48(1996)425-431

- [21].L.P.Csernai, J.I.Kapusta - Phys.Rep.131(1986)223
- [22].E.Feenberg, H.Primakoff - Phys.Rev.70(1946)980
- [23].A.B.Migdal - JETF 34(1972)1184
- [24].V.Metag - Prog.Part.Nucl.Phys.XXX(1993)75
- [25].Al.Jipa - J.Phys.G: Part.Nucl.Phys.22(1996)231
- [26].Al.Jipa, R.Ionescu, Nicoleta Ioneci - Rom.Repp.Phys.48(1996)389-397
- [27].C.Beşliu et al - J.Phys.G: Part.Nucl.Phys.18(1992)807
- [28].C.Beşliu et al - J.Phys.G: Part.Nucl.Phys.19(1993)1831
- [29].K.Werner, J.Aichelin - Phys.Rev.C52(1995)1582
- [30].H.Heiselberg, C.J.Pethick, E.Staubo - Phys.Rev.Lett.70(1993)1355
- [31].H.Reeves -Nucl.Phys.A488(1988)665c
- [32].H.Reeves - Phys.Rep.201(1991)335
- [33].C.Beşliu, Al.Jipa, Amelia Horbuniev - Conferința Națională de Fizică, Constanța, 16-18.IX.1998
- [34].H.L.Anderson et al - Phys.Rev.85(1952)934
- [35].H.I.Friedman, R.W.Kendall - Ann.Rev.Nucl.Sci.22(1972)203
- [36].W.Eehalt, W.Cassing, U.Mosel,G.Wolf - Phys.Rev.C47(1993)???
- [37].***** - Nucl.Phys.A386(1982)571
- [38].G.E.Brown, J.Stachel, G.M.Welke - Phys.Lett.B253(1991)19
- [39].G.F.Bertsch, S.Das Gupta - Phys.Rep.169(1988)189
- [40].***** - Preprint GSI Darmstadt, GSI 08-94(1994)
- [41].Al.Jipa, R.Zaharia - Conferrința Națională de Fizică, Constanța, 1993
- [42].Al.Jipa, C.Beşliu, R.Zaharia, A.M.David - J.Phys.G: Nucl.Part.Phys.22(1996)221
- [43].W.G.McMillan, E.Teller - Phys.Rev.72(1947)1
- [44].A.Lang, W.Cassing, U.Mosel,K.Weber - Nucl.Phys.A545(1992)507
- [45].Gy.Wolf, W.Cassing, U.Mosel - Nucl.Phys.A545(1992)139c
- [46].R.Hagedorn - Preprint CERN, CERN (1971)
- [47].A.Z.Mekjian, S.DasGupta - Phys.Rep.72(1981)131
- [48].Al.Jipa - Balkan Physics Letters 1(1993)78
- [49].Al.Jipa - Preprint Institute of Nuclear Theory, University of Washington, Seattle, DOE/ER/40561-36-INT98(1998)1-29

- [50].Gy. Wolf et al - Nucl.Phys.A517(1990)615
- [51].Bao-An Li, C.M.Ko, G.Q.Li - Phys.Rev.C50(1994)R2675
- [52].R.Stock - Phys.Rep.135(1986)259
- [53].G.E.Brown, D.Jackson, H.A.Bethe, P.M.Pizzochero - Nucl.Phys.A560(1993)1035
- [54].S.Sarkar, D.K.Srivastava, B.Sinha - Phys.Rev.C51(1995)318
- [55].A.K.Mohanty, S.K.Kataria - Phys.Rev.C53(1996)887
- [56].M.Gyulassy - Prog.Part.Nucl.Phys.XV(1985)403
- [57].H.W.Barz et al - Phys.Lett.B254(1991)332
- [58].H.Satz - Nucl.Phys.A488(1988)511c
- [59].J.Kapusta, L.McLerran, D.K.Srivastava - Preprint TPI-MINN-92/3-T(1992)
- [60].R.Stock - The XXVIII International Conference on High Energy Physics, Warsaw, Poland, 25-31.VII.1996
- [61].G.Eilam, M.Sajjad Zahir - Phys.Rev.D26(1982)2991
- [62].M.Rammerstorfer, U.Heinz - Phys.Rev.D41(1990)306
- [63].M.I.Adamovich et al (EMU01 Coll.) - Phys.Lett.B263(1991)539
- [64].A.Bialas, R.C.Hwa - Phys.Lett.B253(1991)436
- [65].D.E.Fields et al - Phys.Rev.C52(1995)986
- [66].C.Beşliu, Maria Iosif, Al.Jipa - Analele Universităţii Bucureşti, Fizica XLIV(1996)
- [67].M.Biyajima, N.Suzuki, G.Wilk, Z.Wlodarczyk - Phys.Lett.B(1996)
- [68].C.Y.Wong - Introduction to High Energy Heavy-Ion Collisions, World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1994
- [69].R.Stock - Quark Matter '96, Heidelberg, Germany, 20-24.V.1996
- [70].R.Stock - The XXVIII International Conference on High Energy Physics, Warrsaw, Poland, 25-31.VII.1996