



Universitatea București  
Facultatea de Fizică



TEZĂ DE DOCTORAT  
REZUMAT

Nicolae George Țuțuraș

**Tranziția de fază de la gazul hadronic la plasma de cuarci și gluoni și posibilele  
puncte critice. Aplicație pentru Experimentul CBM**

Conducător științific:  
Prof. univ. dr. Alexandru Jipa



# Mulțumiri

Țin să mulțumesc cu multă recunoștință domnului Prof. univ. dr. Alexandru Jipa pentru îndrumarea competentă, pentru încurajările și răbdarea acordate pe parcursul pregătirii și elaborării acestei teze de doctorat.

Mulțumesc pentru ajutor și încurajări membrilor Grupul de Fizică Nucleară Relativistă de la „Centrul de Cercetare a Materiei Nucleare în Condiții Extreme” al Facultății de Fizică a Universității din București, în special doamnei Conf. univ. dr. Oana Ristea și domnului dr. Cătălin Ristea, dar și domnului Prof. univ. dr. Ioan Lazanu, domnului Lect. univ. dr. Marius Călin, domnului Lect. univ. dr. Dănuț Argintaru, domnului dr. Tiberiu Eșeanu.

Doresc să mulțumesc în mod deosebit doamnei Prof. univ. dr. Daniela Dragoman și domnului Prof. univ. dr. Virgil Băran pentru ajutorul și înțelegerea acordate.

Mulțumesc pentru sprijin, comentarii și observațiile făcute pentru realizarea acestei teze domnului dr. Adam Jinaru, domnului dr. Adrian Chițan, domnului dr. Valeriu-Ioan Grossu.

De asemenea, mulțumesc prietenilor care m-au ajutat și au sprijinit în mod deosebit pentru finalizarea tezei, doamnei Iuliana Neacșa, domnului Mihai-Daniel Lazăr, doamnei Olivia-Maria Ștefănoiu.

Nu în ultimul rând, mulțumesc pentru sprijin în analiza rezultatelor din această teză membrilor Colaborării experimentului CBM de la FAIR-GSI Darmstadt, Germania.

# Cuprins

<b>Introducere</b> .....	1
<b>I. Generalități</b> .....	3
1.1 Noțiuni fundamentale de Fizica ionilor grei relativști (Fizică nucleară relativistă).....	3
1.2. Noțiuni generale de cromodinamică cuantică.....	5
1.3 Constanta Hubble.....	6
1.4 Plasma de cuarci și gluoni.....	7
<b>II. Experimentul CBM</b> .....	9
2.1 Programul de cercetare a materiei nucleare și subnucleare dense la FAIR.....	9
2.2 Proprietățile materiei care interacționează tare.....	10
2.3 Mecanisme de producere a particulelor cu „charm” („farmec”) și propagarea în materia nucleară la energiile de prag.....	10
2.4 Aranjament experimental CBM.....	11
2.5 Metode de măsurare a hiperonilor, hipernucleelor, dibarionilor cu stranietate („strange”), dielectronilor și a mezonilor D.....	11
<b>III. Tranziția de fază de la gaz hadronic la plasma de cuarci și gluoni și invers, de la deconfinare la confinare</b> .....	13
3.1 Tranziția de fază electrolabă și tranziția de fază QCD.....	13
3.2 Tranzițiile de fază prezise de calcule teoretice și rezultate experimentale.....	13
3.3 Calculele de rețea QCD.....	14
3.4 Numărul barionic și nucleosinteza.....	15
3.5 Fază mixtă.....	15
3.6 Tranziția cosmologică QCD.....	16
3.7 Posibile tranziții de fază ale unui gaz ideal.....	16
3.8 Univers omogen și izotrop.....	18
<b>IV. Rezultate</b> .....	19
4.1 Necesitatea simulărilor în Fizica nucleară relativistă. Codul AMPT, codul UrQMD.....	19
4.2 Sistemul de simulare YaPT (Yet another High Energy Physics Tool).....	20
4.3. Spectre de impuls transversal și temperaturi aparente folosind simulări cu codurile UrQMD și AMPT.....	21

4.4 Fluctuații de ordin superior la energiile disponibile la FAIR. Metode de căutare a punctului critic ....	22
4.5 Constanta Hubble cosmologică și constanta Hubble „microscopică” .....	24
4.6 Constanta Hubble „microscopică” estimată din rezultate experimentale.....	24
4.7 Rapoarte antiparticulă – particulă la energii de 6 și 20 A GeV. Compararea simulărilor cu cele două coduri.....	26
4.8 Funcția de excitare și rapoartele antiparticulă – particulă la energii în intervalul 6 -28 A GeV.....	29
4.9 Funcția de excitare și temperatura regiunii participante („fireball”)-ului extrasă din distribuții intermediare de masă a dileptonilor.....	33
<b>V. Concluzii.....</b>	<b>35</b>
Bibliografie.....	38

# Introducere

Prezint în această teză câteva rezultate care sunt legate de tranzițiile de fază în materia nucleară creată prin ciocniri nucleare relativiste. Materia care interacționează tare la densități barionice mari este încă plină de enigme. Se poate face o analogie între procesele care caracterizează evoluția Universului timpuriu și acelea care se pot produce în laborator prin ciocnirea nucleelor la energii înalte.

Bazat pe diferite scenarii cosmologice, o fază specifică materiei nucleare înalt excitate și dense, numită plasmă de cuarci și gluoni, ar fi fost formată la circa  $10^{-6}$  s după explozia primordială („Big Bang”). Această „supă” primordială are durata de viață foarte scurtă, fiind urmată de procesul de formare al hadronilor. Pentru a explora aceste densități de energie din primele momente ale Universului, în laborator se studiază ciocnirile ionilor grei relativiști, datorită faptului că în regiunea de suprapunere a celor două nuclee care se ciocnesc se formează o regiune de materie nucleară foarte fierbinte și extrem de comprimată, numită „sferă de foc” sau „fireball”. Caracteristicile acestei regiuni se aseamănă cu proprietățile presupuse ale materiei care a umplut Universul timpuriu. Interesul teoretic față de studiul ciocnirilor nucleare relativiste își are originea, în parte, și în credința conform căreia vom putea explora structura de vid cuantic a interacțiilor tari și, în particular, fenomenul confinării cuarcilor. Discuții generale despre valoarea constantei Hubble macroscopice, formarea plasmei de cuarci și gluoni și evoluția ei similară evoluției generale a Universului după o lege de tip Hubble proprie și unele caracteristici datorate vidului cuantic le tratez în capitolul întâi al acestei teze.

Capitolul al doilea al tezei cuprinde o prezentare a experimentului CBM (**C**ompressed **B**aryonic **M**atter). Programul de cercetare a materiei nucleare și subnucleare dense (materie CDC/QCD) la FAIR (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch) va fi realizat de către experimentele CBM și HADES.

Tranzițiile de fază și, în special, tranziției de ordinul întâi prin care se poate realiza trecerea de la starea hadronică la plasma de cuarci și gluoni dar și tranzițiilor de fază - în general - din Universul timpuriu sunt discutate în capitolul al III-lea. Sunt discutate semnale ale tranziției de fază de ordinul întâi prin calcule de rețea QCD și prin prisma unor calcule teoretice de referință, dar și a unor rezultate experimentale.

În capitolul al IV-lea al tezei sunt prezentate rezultate obținute din datele simulate pentru

diferite mărimi fizice de interes în cunoașterea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste. Astfel, prezint rezultate bazate pe distribuțiile de impuls transversal, calcule care permit determinarea temperaturilor aparente, iar valorile obținute sunt în bun acord cu tipurile de tranziție de fază considerate. Curgerea materiei nucleare și numărul cumulativ pot fi influențate de fluctuații, acestea putând fi un instrument de analiză extrem de util în căutarea punctului critic. Momentele superioare ale distribuțiilor de multiplicitate constituie una dintre cele mai sensibile probe pentru căutarea punctului critic; rezultate pentru parametrii de asimetrie („skewness”) și de formare de maxime („kurtosis”) vor fi, de asemenea, prezentate, precum și estimări ale „constantei Hubble microscopice”.

Funcția de excitare și raportul antiparticulă-particulă pot fi utilizate pentru studiul stărilor exotice și tranzițiilor de fază în materia nucleară formată în ciocniri nucleare, dar și pentru determinarea parametrilor de „freeze-out” („îngheț”). Poate oferi indicii asupra mecanismelor de hadronizare. De asemenea, se poate folosi pentru identificare tipului de stare de echilibru în materia nou formată în ciocniri nucleare relativiste. Analizele făcute în această teză au avut la bază datele simulate cu ajutorul unor coduri frecvent folosite în domeniu, și anume: codul UrQMD și codul AMPT (în variantele UrQMD 3.3, respectiv, AMPT 2.26t7).

Cele mai importante concluzii ale tezei sunt prezentate în capitolul V. Pentru studiul rapoartelor antiparticulă-particulă am considerat ciocniri Au-Au la energii disponibile la FAIR-GSI, folosind sistemul de detectori de la CBM. Domeniul de energii considerat este între 6 A GeV și 28 A GeV. S-a urmărit evoluția rapoartelor antikaon/kaon și antiproton/proton, dar și kaon/proton sau proton/pion în ciocnirile respective, la diverse centralități și pe intervale de rapiditate diferite. În analizele simulărilor făcute pentru ciocniri Au-Au la energiile menționate am găsit forme de tip palier, dar și creșteri bruște urmate de scurte paliere pentru anumite valori ale raportului antiparticulă-particulă, în contrast cu tendințele generale care arată o creștere a raportului cu creșterea energiei de ciocnire. Formele de tip palier sugerează tranziții de fază în materia nucleară înalt excitată obținută în ciocniri nucleare relativiste.

# Capitolul I – Generalități

## 1.1 Noțiuni fundamentale de Fizica ionilor grei relativiști (Fizică nucleară relativistă)

După anul 1950 se introduce conceptul de materie nucleară. În stare normală, aceasta este formată din nucleoni și pioni virtuali. Descoperirea ionilor grei care aveau energii pe nucleon mai mari decât energia de repaus a unui nucleon, în anul 1948, a deschis cale spre observarea materiei nucleare în diferite faze ale ei, precum și a posibilelor tranziții între aceste faze. Pentru descrierea lor, de-a lungul anilor au fost propuse diferite modele, au fost introduse concepte noi, legate de structura particulelor considerate, la un moment dat, elementare, de tipuri distincte de interacții ș.m.a.

Trecerea de la radiații cosmice la sisteme de acceleratori pentru realizare de ciocniri ale ionilor grei relativiști a crescut semnificativ posibilitatea caracterizării materiei nucleare formate în regiunea de suprapunere a ionilor grei care se ciocnesc la energii relativiste [1].

Altfel, una dintre cele mai spectaculoase perioade a Universului timpuriu este cea în care au apărut cuarcii și gluonii. Conform proprietăților specifice, descrise de Cromodinamica cuantică (CDC), ei trebuie să se grupeze rapid în particule care interacționează tare (hadroni). Acest proces rapid (între 100 s și 200 s) poartă numele de hadronizare. Etapele următoare, de nucleosinteză și formare a corpurilor cerești, au condus la apariția lumii în care trăim în prezent (a se vedea figura 1.1).

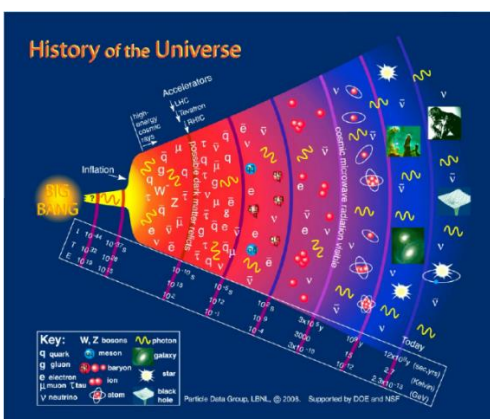


Figura 1.1: Originea și evoluția Universului [1]

De o aceeași importanță și interes în plan științific este și încercarea de a porni de la lumea actuală spre începuturile Universului nostru. Acest demers ar permite înțelegerea profundă a



etapelor din evoluția Universului nostru și cunoașterea unor tranziții fundamentale, cum ar fi cele de deconfinare sau restaurare a simetriei chirale [1].

Universul timpuriu este considerat în întregime lipsit de barioni, iar entropia era determinată de radiație în aceea perioadă [2,1]. În ciocnirile centrale ale ionilor grei ultrarelativiști realizate la RHIC (**R**elativistic **H**eavy **I**on **C**ollider), Laboratorul Național Brookhaven (SUA) și, respectiv, LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider), CERN Geneva (Elveția) regiunea de rapiditate centrală este aproape în întregime lipsită de barioni (a se vedea figura 1.3). În regiunile situate la rapidități mai mari densitatea barionică crește datorită faptului că sunt transportați o parte din barionii inițiali. În zona centrală predomină mecanismele de producere de particule în perechi particula-antiparticulă. Pentru cazul ciocnirii a doi ioni grei relativști, în sistemul laboratorului, rapiditatea medie este translatată la dreapta, iar acest lucru se poate observa în graficele din figura 1.2 a și b. În cadrul experimentelor de la FAIR-GSI Darmstadt (Germania) se vor putea crea condiții pentru densități nucleare/barionice mari și foarte mari, unele compatibile cu formarea unor tipuri de stele, cum ar fi stelele neutronice. [3,2,1]. Avem, astfel, posibilitatea de a investiga materia nucleară nou formată, care ne permite să facem multe și interesante analogii cu materia care a existat în Universul timpuriu [2,1].

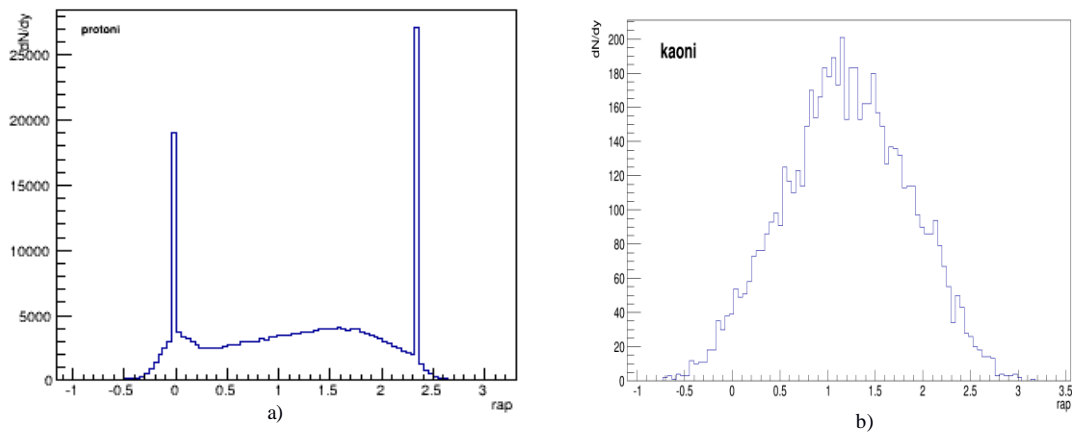


Figura 1.2: a) Distribuție de rapiditate a protonilor în cazul experimentelor cu țintă fixă (sistemul laboratorului), simulări pentru ciocniri Au-Au la diferite energii, realizate cu codul UrQMD, b) Distribuție de rapiditate a kaonilor în cazul experimentelor cu țintă fixă (sistemul laboratorului), simulări pentru ciocniri Au-Au la diferite energii, realizate cu codul UrQMD [1]

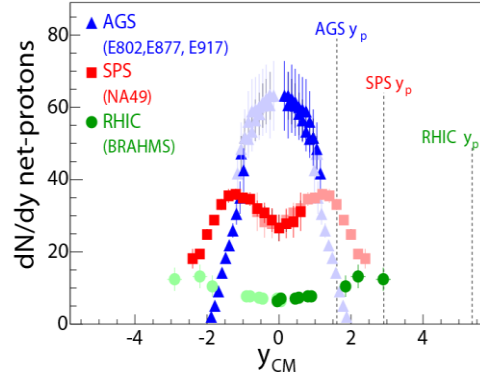


Figura 1.3: Distribuția de rapiditate a protonilor neți produși, în funcție de rapiditate, la energiile experimentelor AGS, SPS și RHIC [1]

Ciocnirile de ioni grei la energii relativiste de ordinul GeV-ilor pe nucleoni sunt considerate cele mai potrivite pentru producerea unor regiuni participante cu densități barionice nete ridicate. Rezultate obținute în cadrul diferitelor modele sunt prezentate în figura 1.4, pentru ciocniri Au-Au la 5 A GeV și 10 A GeV. Se observă dependența densității de energie de excitare de densitatea din interiorul regiunii participante, pentru 5 coduri bazate pe ipoteze distincte, bazate pe modele hidrodinamice și modele de transport. În calcule au fost considerate ciocniri centrale, pentru ambele energii. [4].

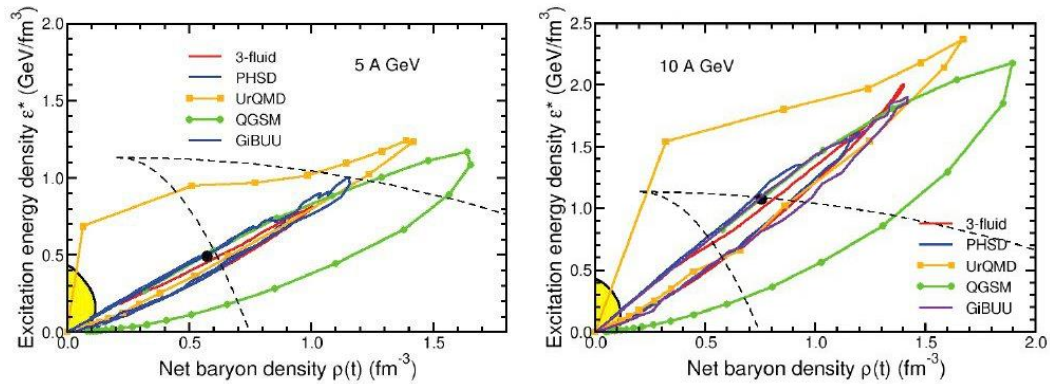


Figura 1.4: Comparație dintre rezultatele diferiților generatori (3-fluid, PHSD, UrQMD, QGSM, GIBUU), pentru 5 A GeV (dreapta) și 10 A GeV (stanga), considerând dependența de densitatea de barioni [4]

## 1.2. Noțiuni generale de Cromodinamică cuantică

Starea conductivă de culoare, topită,  $|P\rangle$ , constituie un domeniu spațio-temporal, local excitat, în care cuarcii și gluonii se pot deplasa cvasiliber. Putem spune că această stare ar avea proprietăți, oarecum, simple, aparent fără o structură. Ne interesează să aflăm dacă starea de

„culoare topită” nu conține stări excitate cuarc-gluon de tip particulă cu interacții foarte specifice [8,7,6].

Pentru o tranziție de fază de ordin întâi, cele două faze diferă prin densitatea de energie, căldura latentă pe unitate de volum, valoare constantei B fiind dată de relația de mai jos [8]:

$$B \equiv \epsilon^{QGP}(T_{cr}, V_{cr}; b) - \epsilon^{HG}(T_{cr}, V_{cr}; b) \approx 0.5 \text{ GeV}^4 \text{ fm}^{-3} \quad (1)$$

Proprietățile specifice de vid ale interacțiilor tari pot fi exploatare atunci când este atinsă experimental starea locală deconfinată, de plasmă de cuarci și gluoni. Studiul proprietăților fizice ale vidului hadronic este o provocare fundamentală. Care sunt adevărații parametri de ordine pentru o tranziție de ordinul întâi, în sensul unei înțelegeri mai adânci a forței tari? Tranziția confinare-deconfinare QCD nu are un parametru de ordine evident. Un exemplu de parametru de ordine potrivit - într-o teorie  $SU(N)$ , de tip Yang - Mills - este bucla Polyakov [9]:

$$L(x) = \frac{1}{N} \langle \text{Tr} P \exp \left( ig \int_0^T A_0(\vec{x}, \tau) d\tau \right) \rangle \quad (2)$$

În expresia de mai sus,  $g$  este parametrul de cuplaj,  $T$  este temperatura,  $A_0$  este componenta temporală a potențialului de cuplaj  $SU(N)$ , iar  $P$  este simbolul de ordine al transformării. Bucla Polyakov este de obicei interpretată ca energia liberă a unui cuarc de test infinit de greu [9].

### 1.3 Constanta Hubble

Cunoașterea proprietăților plasmei de cuarci și gluoni va permite obținerea de mai multe informații despre primele momente ale Universului, imediat după „Explozia primordială”, deoarece se consideră că în Universul timpuriu, înainte de formarea nucleelor și atomilor, a existat această stare a materiei de cuarci și gluoni deconfinată, la câteva  $\mu\text{s}$  după „Explozia primordială”.

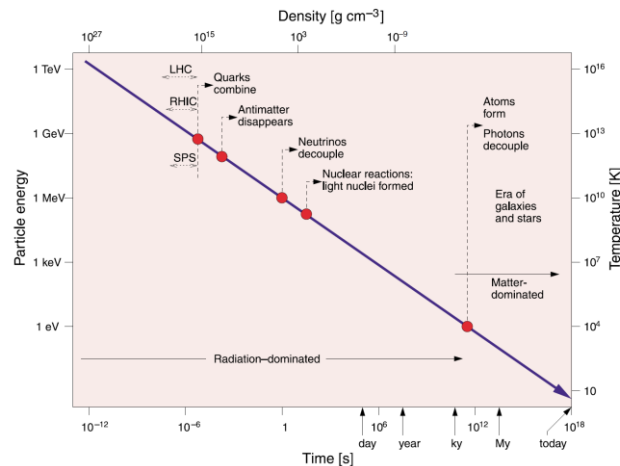


Figura 1.5: Etapele de evoluție în Univers, cu producerea de diferite particule specifice acestora [8]

Scenariile de evoluție al Universului după „Explozia primordială” sunt dezvoltate și verificate prin studierea ciocnirilor de ioni grei la energii ultrarelativiste și relativiste. Caracterizarea corectă și amplă a plasmei de cuarci și gluoni poate să deschidă o fereastră înspre Universul timpuriu și, totodată, să aibă un rol important în estimarea unei mărimi, numită „constanta Hubble microscopică”. Estimarea „constantei Hubble microscopice” poate să ajute comunitatea fizicienilor la realizarea unor conexiuni specifice cu teoriile cosmologice [10].

Pentru cazul unui Univers omogen și izotrop, teoriile de câmp permit folosirea unei metrici spațio-temporale, numită metrica lui Friedmann – Robertson – Walker. Considerând sistemul natural de unități (unde  $c = 1$ ), se poate scrie relația [11,10]:

$$ds^2 = dt^2 - R^2(t) \cdot \left[ \frac{dr^2}{1-kr^2} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta \cdot d\phi^2) \right], \quad (3)$$

unde  $R(t)$  este o funcție de timp în Cosmologie care depinde de caracteristicile mediului investigat, dominant de materie sau dominant de radiație, dar și de posibila existență a energiei întunecate sau a unei perioade de accelerare exponențială inflaționistă a universului.  $R(t)$  este considerat factor de scală pentru distanțe în coordonatele sistemului în mișcare (propriu), iar  $k$  poate lua următoarele valori:  $+1$ ,  $-1$  sau  $0$ . Ele corespund unui spațiu geometric închis, deschis și, respectiv, plat [12,10].

Folosind legea Stefan-Boltzmann,  $\epsilon(t) \sim T^4(t)$ , se poate afla constanta Hubble:

$$H = \left( \frac{8\pi G_N \epsilon}{3} \right)^{1/2} = \left( \frac{8\pi G_N \frac{\pi^2}{30} g_* T^4}{3} \right)^{1/2} = 1.66 \sqrt{g_* G_N} T^2, \quad (4)$$

unde  $g_*$  este numărul efectiv de grade de libertate,  $T$  este temperatura medie,  $G_N = \hbar c / m_{Pl}^2$  este constanta gravitațională, iar  $m_{Pl}$  masa Planck. Densitatea și temperatura scad o dată cu expansiunea Universului - în timpul perioadei de radiație - iar timpul de evoluție poate fi estimat cu următoarea ecuație:  $t = \frac{1}{2H}$ .

#### 1.4 Plasma de cuarci și gluoni

Pentru o temperatură de  $\sim 170$  MeV, se face aproximația că plasma conține doar cuarci „up” și „down” care au masă de repaus foarte mică. Folosind această aproximație și presupunând că se neglijează toate interacțiile dintre cuarci în interiorul plasmei putem obține ecuația de stare. Gradele de libertate pentru constituenți sunt:

$$\text{Gluoni: } N_g = 2(\text{spin}) \times 8(\text{culoare}) = 16 \quad (5)$$

$$\text{Cuarci: } N_q = 2(\text{spin}) \times 2(\text{aroma}) \times 3(\text{culoare}) = 12 \quad (6)$$

Densitatea de energie pentru fiecare grad de libertate se calculează separat pentru cuarci și pentru gluoni. Forma gluonică fără interacții care presupune un gaz ideal Bose relativist la temperatura T este:

$$E_g = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{p}{(e^{\beta p} - 1)} = \frac{\pi^2 T^4}{30}, \quad (7)$$

unde  $\beta = 1/T$  [13,8].

Densitatea de energie pentru un cuarc și un anticuarc se poate scrie astfel:

$$E_q = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{p}{[e^{\beta(p-\mu)} + 1]} \quad (8)$$

$$E_{\bar{q}} = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{p}{[e^{\beta(p+\mu)} + 1]} \quad (9)$$

$$E_q + E_{\bar{q}} = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left[ \frac{p}{[e^{\beta(p-\mu)} + 1]} + \frac{p}{[e^{\beta(p+\mu)} + 1]} \right] = \frac{7\pi^2}{120} T^4 + \frac{\mu^2}{4} T^2 + \frac{\mu^4}{8\pi^2} \quad (10)$$

Considerând că materia formată din cuarci și gluoni are număr barionic simetric, astfel încât  $\mu = 0$  și, multiplicând cu respectivele grade de libertate, densitatea de energie devine:

$$E = 16E_g + 12(E_q + E_{\bar{q}}) = \frac{37\pi^2}{30} T^4 = \left( \frac{T}{160 \text{ MeV}} \right) [\text{GeV}/\text{Fm}^3]. \quad (11)$$

Densitatea de energie din interiorul unui nucleon este de patru ori constanta sacului de cuarci MIT,  $E_N = 4B \approx 300 - 500 \text{ MeV}/\text{Fm}^3$ , care împreună cu o temperatură de tranziție de  $\sim 150 \text{ MeV}$ , dau o densitate de energie a plasmii de cuarci și gluoni de  $\sim 1.5 \text{ GeV}/\text{Fm}^3$  [8,6].

## Capitolul II – Experimentul CBM

### 2.1 Programul de cercetare a materiei nucleare și subnucleare dense la FAIR

FAIR (*F*acility for *A*ntiproton and *I*on *R*esearch) este un sistem de acceleratori aflat în prezent în construcție la GSI Darmstadt, Germania, și va permite studiul ciocnirilor nucleare la rate de interacție foarte mari. În varianta de început - MSV (*M*odularized *S*tart *V*ersion) – va conține inelul SIS100 (vezi Figura 2.1) [14] și va furniza fascicule de ioni grei (aur, argint, nichel) cu energii de până la 11 A GeV ( $\sqrt{s_{NN}} = 4,9$ ), respectiv 15 A GeV, pentru nuclee simetrice ( $N=Z$ ), precum și protoni de până la 30 GeV. În vederea atingerii unor energii mai mari, este nevoie de un accelerator secundar, numit SIS300 (vezi Figura 2.1).

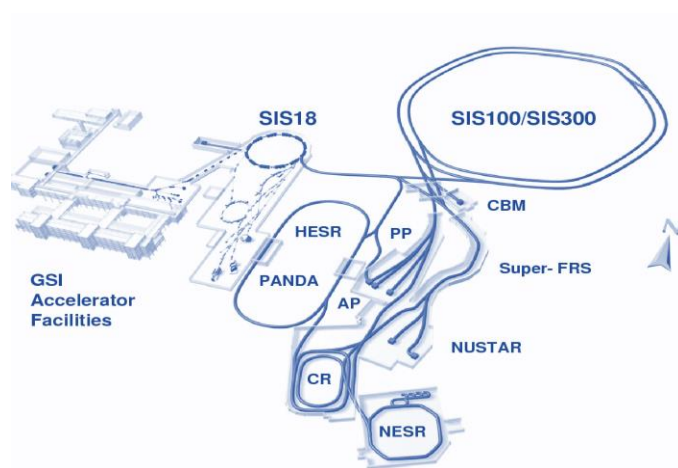


Figura 2.1. Ansamblul de acceleratori de la FAIR, GSI Darmstadt, Germania [14]

Programul de cercetare a materiei nucleare și subnucleare dense de la FAIR va fi realizat de către experimentele CBM și HADES. Sistemul de detectori HADES, cu acceptanță mare în unghi polar, cu valori între 18-85 grade, a fost gândit pentru a face măsurări cu fascicule de protoni și ioni grei, cu multiplicități moderate ale particulelor, de exemplu, prin ciocniri Ni-Ni sau Ag-Ag, la energiile SIS 100 [14].

Experimentul CBM este un experiment cu țintă fixă, construit astfel încât să lucreze la rate de interacție foarte ridicate, de până la 10 MHz, pentru observabilele selectate (de exemplu, dezintegrarea lui  $J/\Psi$ , la 1-5 MHz, pentru hiperoni multi-stranii și dileptoni, la 100 kHz) [15].

## 2.2. Proprietățile materiei care interacționează tare

La energiile SIS-100, stadiul inițial al sistemului de acceleratori FAIR, densitățile barionice estimate sunt de 7 ori mai mari decât densitatea nucleară normală, pentru energia de aproximativ 10A GeV. Densitatea barionică variază în funcție de energia de ciocnire (Figura 2.2). [16].

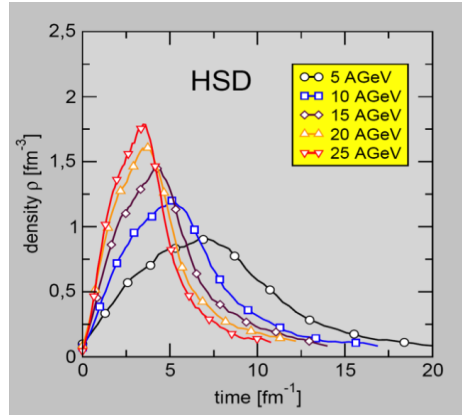


Figura 2.2: Densitatea barionica în funcție de timp calculată cu codul de transport HSD în ciocnirile centrale Au-Au [17]

Termenul de „colectivitate” se referă la o caracteristică comună, de corelare, de cuplaj, care este observată pentru particulele care ies din reacție după o direcție comună sau cu un câmp de viteze comun. Evidențierea trăsăturilor comune pentru particulele emise într-o ciocnire de ioni grei poate fi considerată „instrument de filtrare” în observarea distribuției în spațiul fazelor a materiei nucleare nou formate. Toate tipurile de curgere sunt corelate și reprezintă părți diferite ale unei imagini globale [18].

## 2.3 Mecanismele de producere a particulelor cu „charm”/„farmec” și propagarea în materia nucleară la energii de prag

Estimări ale producerii de particule de tip „open charm” și de particule cu „charm” la energiile disponibile la SPS-CERN și RHIC-BNL au fost făcute cu codurile AMPT (*A Multi-Phase Transport*), HSD (*HAdronic String Dynamics*), UrQMD (*Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics*) [19]. Energiile cinetice de prag pentru producerea de particule cu „charm” în ciocniri nucleu-nucleu, în experimente cu țintă fixă, sunt de 11,16 GeV în cazul  $p+p \rightarrow J/\psi + p+P$ , 11,95 GeV pentru  $p+n \rightarrow \Lambda_c + -D+p$  și 14,92 GeV în cazul  $p+p \rightarrow +D+ -D+p+p$ . La SIS-100, aceste

investigații pot fi realizate cu ioni grei, a căror energii ale fasciculelor se ridică la 10 A GeV, pentru raportul  $Z/A=0,5$  [20].

## 2.4 Aranjament experimental CBM

Sistemul de detectori CBM a fost construit ca un dispozitiv multi-scop și va putea să măsoare hadroni, electroni și miuoni proveniți din ciocniri de nucleoni elementari sau de ioni grei, pe tot spectrul de energii al fasciculului furnizat de FAIR [21].

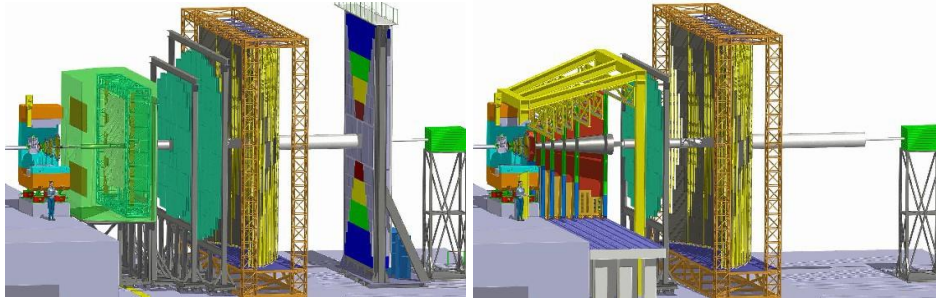


Figura 2.3 a): Platforma experimentală CBM cu detectorii pentru electroni RICH și TRD [22]

Figura 2.3 b): Platforma experimentală CBM cu sistemul pentru detectarea miunilor [22]

Măsurările de hipernuclee, perechi de leptoni sau de particule cu charm necesită sisteme de detecție cu rate ridicate. Aranjamentul experimental CBM este special conceput pentru aceste cerințe.

## 2.5 Metode de măsurare a hiperonilor, hipernucleelor, dibarionilor cu straniețate, dielectronilor și a mezonilor D

Pentru măsurările hadronilor ce conțin cuarci cu „farmec”/„charm” deschis, cu dezintegrări tipice pe lungimi de ordinul  $100\ \mu\text{m}$ , MVD-ul va reconstrui vertex-urile cu o rezoluție de  $50\text{-}80\ \mu\text{m}$ , depinzând de canalul de dezintegrare. Deoarece acest dispozitiv are un timp de citire mare comparativ cu STS, de exemplu, un număr de evenimente poate fi pierdut (20-30 la o rată de interacție de 1MHz). În plus, fiind localizat în apropierea vertexului de interacție, poate suferi din pricina electronilor delta produși în țintă.



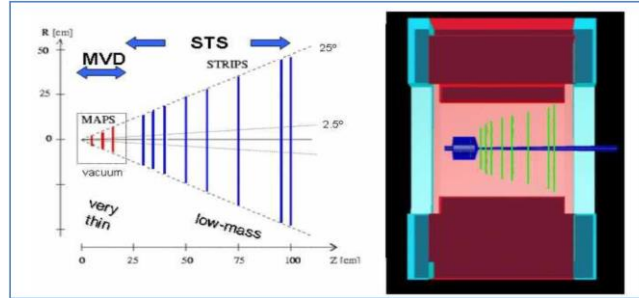


Figura 2.4 sistemul central de tracking [23]

Pentru identificarea „charmonium”-ului în ciocnirile de tip p+A la energiile SIS-100 sunt necesari doi detectori TRD cu trei starturi. Un detector va fi asamblat cu ajutorul detectorilor GEM, iar pentru cel de-al doilea va fi folosit detectorul TRD [22,24].

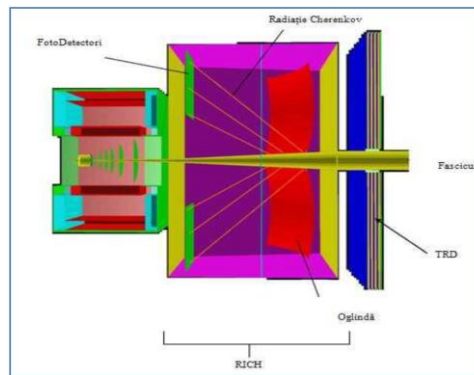


Figura 2.5: Detectorii RICH și TRD [25]

Într-un mediu cu densitate mare de traiectorii, pentru ciocnirile Au+Au, este necesar un detector suplimentar pentru a potrivi corect semnalele după fenomenele de absorbție, la reconstruirea traiectoriilor din datele obținute cu STS. Simulările pentru ciocniri Au+Au la 10 GeV arată că există particulele  $J/\Psi$  „vizibile” peste fond („semnalele de zgomot”).

# Capitolul III - Tranziția de fază de la gaz hadronic la plasma de cuarci și gluoni și invers, de la deconfinare la confinare

## 3.1 Tranziția de fază electrolabă și tranziția de fază QCD

La  $10^{-41}$  secunde după „Explozia primordială” toate forțele fundamentale erau încă unificate dar a urmat o serie de uimitoare schimbări de simetrie.

În Modelul Standard particulele fundamentale sunt inițial cu masă nulă. Bosonul Higgs este legat de mecanismul de formare a particulelor elementare. Acest mecanism explică de ce bosonii W și Z, care mediază interacția slabă, sunt masivi, iar fotonul, care mediază interacția electromagnetică, este cu masă zero. În mod similar, fermionii au masă nenulă, care este obținută printr-un schimb permanent de bosoni Higgs. Altfel,  $T_{EW}$  determină scala de temperatură a tranziției de fază electrolabe în Universul timpuriu și este o tranziție de fază prezisă de modelul standard al fizicii particulelor [26].

Interacțiunile tari au o scală energetică  $\Lambda_{QCD} \sim 200 MeV$  și altfel, o scală de temperatură  $T_{QCD} \sim 10^{12} K$ , la care constanta de cuplaj devine tare. QCD/QCD este o teorie a libertății asimptotice, iar cuplajul dintre cuarci și gluoni devine mai mic la energii mari, dar crește exponențial pentru scala de energii  $\Lambda_{QCD}$ . Pentru energii sub scala  $\Lambda_{QCD}$ , QCD/QCD este o teorie a interacțiunii tari, iar cuarcii și gluonii sunt confinați în mezoni și barioni. Acest fenomen este interpretat în funcție de tranziția de fază la o scală energetică  $\Lambda_{QCD}$  sau  $T_{QCD}$ . În cazul în care  $T > T_{QCD}$ , gradele relevante de libertate sunt cuarcii și gluonii cu un cuplaj scăzut între aceștia, iar sub  $T_{QCD}$  gradele de libertate luate în considerare sunt hadronii. În limita matematică de masă nulă a cuarcilor „up” și „down”, QCD/QCD prezintă o simetrie chirală  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$  care este ruptă spontan la aproximativ aceeași temperatură cu tranziția confinare-deconfinare.

## 3.2 Tranzițiile de fază prezise de calcule teoretice și rezultatele experimentale

Programele experimentale de la CERN și de la Laboratorul National Brookhaven (BNL) studiază tranziția de fază QCD prin intermediul ciocnirilor ultrarelativiste cu ioni grei, iar o analiză

sistematică a datelor adunate în ultimul timp de la experimente diferite oferă o perspectivă optimistă asupra existenței QGP [27].

Problema ordinului tranziției de fază, dacă este o tranziție de fază de ordinul I sau nu, încă se studiază deoarece, ordinul tranziției de fază este dependent de masele cuarcilor folosiți în calcule. În timp ce se răcește sistemul hadronizează și în final se produce „freeze-out”-ul chimic la o temperatură în jurul valorii de 160 MeV [28]. Aceasta temperatură coincide cu temperatura de tranziție prezisă de calculele QCD pe latice [29] care pun în evidență un cross-over („străpungere”) de la materia hadronică la cea partonică [30,31]. Pe de altă parte, unele calcule de modele prezic evenimente importante în diagrama de fază partonică QCD la potențiale barionice însemnate, spre exemplu existența unui punct critic [31].

### 3.3 Calculele de rețea QCD

. Calculele bazate pe rețele de cuarci („latice QCD”) au condus, de-a lungul timpului, la valori ale temperaturi critice cuprinse între 140 MeV și 192 MeV. În prezent, în modele care consideră doar cele două arome fundamentale, „up” (sus) și „down” (jos), temperatura critică estimată este  $T_c \sim 155$  MeV [32]. În cazul unui sistem cu 3 arome se obține o temperatură critică  $T_c \sim 175$  MeV. În cazul în care sunt folosite cele două arome de cuarci ușori („up” și „down”), precum și aroma pentru cuarcul cu stranietate („strange”), valoarea calculată este  $T_c \approx 170$  MeV [33]. Valoarea densității de energie critice este de ordinul a  $0.70 \pm 0.23$  GeV/fm<sup>3</sup> (circa 4,4 densități nucleare normale). O descriere microscopică a tranzițiilor de fază QCD necesită o evaluare de încredere a ecuației de stare, într-o abordare hidrodinamică a evoluției în spațiu-timp a ciocnirile relativiste cu ioni grei [34].

Un rezultat bazat pe calcule de rețea QCD pentru masele fizice a doi cuarci ușori („up” și „down”) și pentru unul mai greu („strange”) indică existența unei tranziții bruște dintre un gaz cu temperatură ridicată format din cuarci și gluoni și o fază hadronică la temperatură mai scăzută (fără discontinuități termodinamice). Acest lucru este prezentat în Figura 3.1 unde sunt arătate rezultate

pentru densitatea de energie și presiune (ambele scalate cu  $T^4$  pentru a le compara cu un gaz liber din cuarci și gluoni lipsiți de masă, în funcție de  $T/T_c$  [35].

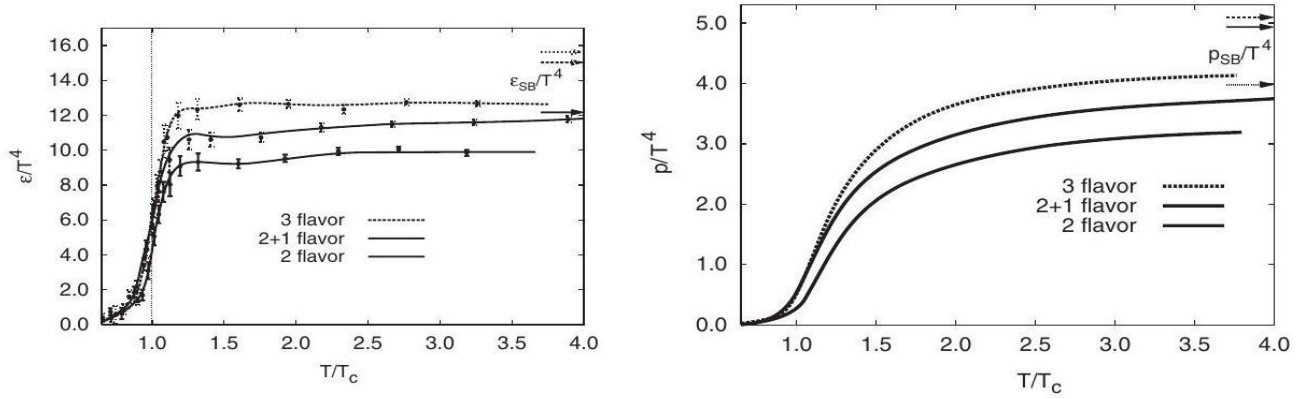


Figura 3.1 a) Densitatea de energie scalată cu  $T^4$  în funcție de temperatură folosind calculele de rețea QCD. Săgețile indică limita gazului ideal Stefan-Boltzmann. b) Presiunea scalată cu  $T^4$  în funcție de temperatură [36]

### 3.4 Numărul barionic și nucleosinteza

Asimetria barionică materie-antimaterie este unul din „misterele” Fizicii particulelor și Cosmologiei. Valoarea asimetriei este definită de acest raport [34]:

$$\eta = \frac{n_b - n_{b^-}}{n_\gamma}, \quad (12)$$

unde  $n_b$  ( $n_{b^-}$ ) este densitatea de barioni (antibarioni), iar  $n_\gamma$  este densitatea de fotoni.

Un lucru important pentru evoluția Universului este faptul că raportul  $\frac{n_B}{s}$  este constant. Se consideră că densitatea de entropie actuală este determinată de densitatea de fotoni, astfel:  $s \cong 7 \cdot n_\gamma$ . În acest fel se pot calcula limitele nucleosintezei după „Big Bang” [35].

### 3.5 Faza mixtă

Rezultatele experimentale obținute de Colaborarea NA49 de la SPS-CERN indică faptul că depășim „granița” de faze pentru ciocniri Pb+Pb în domeniul de energii ale fasciculului incident cuprinse între 30 A GeV și 60 A GeV. Această trecere este denumită începutul deconfinării. Sunt multe incertitudini în modelele teoretice actuale și lipsa unor date experimentale de încredere nu permite, încă, să se stabilească neambiguu dacă tranziția de fază pe care „o traversăm” este tranziția

de fază de ordinul întâi (cu fază mixtă) sau o tranziție de „străbateră rapidă a suprafeței de separare dintre faze” („rapid cross-over”), fără fază mixtă. Doar descoperirea punctului critic poate pune în lumină problema proprietăților la limită pentru tranziția de fază [36].

Alți autori consideră posibilă și de bun augur o problemă „de interpretare” a tranzițiilor de fază legată de refacerea simetriei chirale.

Pentru intervalul de energii incidente 10-13 A GeV, calculele bazate pe diferite modele teoretice arată că raportul antiproton/proton (raport de secțiuni eficace topologice determinate la aceeași energie) prezintă un platou relativ extins și sugerează o tranziție de fază realizată în materia nucleară fierbinte și densă formată în regiunea de suprapunere a nucleelor care se ciocnesc. Un alt interval de energie de interes pentru posibile tranziții de fază este în domeniul de energii cuprins între 18 A GeV și 20 A GeV [37].

### 3.6 Tranziția cosmologică QCD

Condensarea picăturilor de apă în nori se realizează datorită impurităților („prafului”). Acest lucru se poate întâmpla și în Universul timpuriu. Candidații ipotetici pentru „praful cosmic” includ găuri negre „primordiale”, corzi și alte tipuri de defecte. În aceste circumstanțe, distanța tipică de nucleație poate să difere semnificativ de scenariul nucleației omogene.

Probabilitatea de a nuclea o bulă cu rază critică (i.e. mărimea minimă a bulei la care poate crește după formare) printr-o fluctuație termică în unitatea de timp și volum este dată de:

$$I(T) = I_0(T) \exp\left(\frac{-\Delta W_c}{T}\right) \quad (13)$$

cu  $\Delta W_c = 16\pi\sigma^3 / \left[3(p_{HG} - p_{QGP})^2\right]$ . Din motive dimensionale  $I_0 \sim CT_c^4$ , cu  $C = O(1)$ . Referința [28] oferă un calcul mai detaliat al  $I_0$  în cadrul modelului „MIT Bag”. În aceeași referință se arată că dependența de temperatură a factorului  $I_0$  poate fi neglijată pentru calculul temperaturii de suprarăcire  $T_{sc}$  din tranziția cosmologică QCD [39,38].

### 3.7 Posibile tranziții de fază ale unui gaz ideal

La temperaturi mari există un „gaz” relativist format din cuarci și gluoni. Pentru a obține cuarci liberi se adaugă termenului de densitate de energie cinetică termenul  $B$ , datorat energiei

vidului. Invarianța Lorentz a tensorului energiei conduce la un termen negativ ( $-B$ ) pentru presiune. Acesta poate fi obținut simplu din relația  $dE = -PdV$ , de unde  $E = BV$ , cu  $B = \text{constant}$ .

$$\epsilon = 37(\pi^2/30)T^4 + B \quad (14)$$

$$P = (37/3)(\pi^2/30)T^4 + B \quad (15)$$

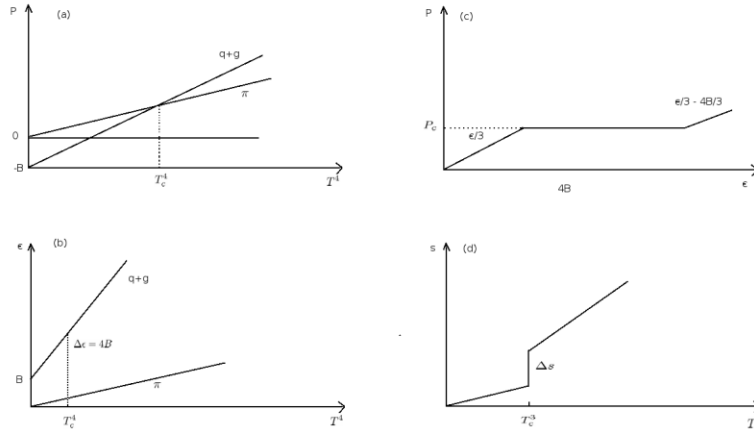


Figura 3.2: Ilustrarea tranziției unui gaz ideal: a) presiunea celor două faze în raport cu  $T^4$ : faza cu presiune mai mare este mai stabilă, tranziția având loc la egalarea presiunilor b) densitatea de energie a celor două faze, în aceleași unități c) ecuația de stare  $P = P(\epsilon)$  d) densitatea de entropie ca funcție de  $T^3$  [40,35]

În figura 3.2 a) avem reprezentată grafic presiunea celor două faze în funcție de temperatură. Se poate observa că faza cu presiunea mai mare este stabilă. Tranziția de fază are loc la temperatura  $T_c$ , la care cele două faze sunt în echilibru:

$$B = \frac{1}{3}(37 - 3)(\pi^2/30)T_c^4 \quad (16)$$

$$T_c = 0.72B^{\frac{1}{4}} \quad (17)$$

În Figura 3.2 b) este reprezentată grafic densitatea de energie a celor două faze în același sistem de axe. La  $T_c$  apare un salt al densității de energie:

$$\Delta\epsilon = 37(\pi^2/30)T_c^4 + B - 37(\pi^2/30)T_c^4 \quad (18)$$

Figura 3.2 c) arată ecuația de stare  $P = P(\epsilon)$ .

Densitatea de entropie va fi

$$s = (1/V) dP/dT|_V = \frac{4}{3}(\pi^2/30)T^3 \quad (19)$$

În Figura 3.2 d) este reprezentată densitatea de entropie în funcție de  $T^3$ . Saltul densității de entropie la temperatura critică semnalează o tranziție de ordinul I . S-a determinat că  $\Delta\epsilon = T_c\Delta s$ , așa cum era de aștepta [34]. Se pot scrie relațiile:

$$s(q + g) = \frac{4}{3} \times 37(\pi^2/30)T^3 \quad (20)$$

$$s(\pi) = 4(\pi^2/30)T^3 \quad (21)$$

### 3.8 Univers omogen și izotrop

Efectele tranziției de la plasma de cuarci și gluoni la materia hadronică asupra expansiunii și răcirii Universului pot fi descrise printr-un formalism simplu.

Pentru a formula ecuațiile de stare care descriu starea materiei înainte și după tranziția de fază se utilizează modelul sacului de cuarci. De asemenea, trebuie adăugată contribuția fotonilor, electronilor și neutrinelor cosmici. În faza de cuarci:

$$\epsilon = g_q(\pi^2/30)T^4 + B \quad (22)$$

$$P = g_q(\pi^2/30)T^4/3 - B \quad (23)$$

$$g_q = 51.25 \quad (24)$$

În faza de hadroni:

$$\epsilon = g_h(\pi^2/30)T^4 \quad (25)$$

$$P = g_h(\pi^2/30)T^4/3 \quad (26)$$

$$g_h = 17.25 \quad (27)$$

Diferența dintre  $g_q$  și  $g_h$ , este notată cu  $r = g_q - g_h = 2.97$ .

Pentru un Univers omogen și izotrop, cele zece ecuații ale lui Einstein se transformă în [42,40,35]:

$$(dR/dt)^2 = (8\pi G/3)R^2\epsilon \quad (28)$$

Rezolvând ecuațiile se obține o relație fundamentală între spațiu și timp:

$$-d\epsilon[3\epsilon^{1/2}(\epsilon + P)] = (8\pi G/3)^{1/2}dt \quad (29)$$

Pentru  $T > T_c$  termenul corespunzător energiei sacului,  $B$ , accelerează expansiunea cu o scală temporală  $t_{qh}$ . Calculând, se obține pentru modelul sacului de cuarci:

$$t_{qh} = (8\pi GB/3)^{-1/2} = 144(100\text{MeV}/T_c)^2\mu s \quad (30)$$

Densitatea de energie în plasma de cuarci-gluoni  $\epsilon_q$  variază astfel:

$$\epsilon_q = B \coth^2(2t/t_{qh}) \quad (31)$$

Trebuie să existe un transfer de entropie de la faza de plasmă de cuarci și gluoni la faza de hadroni pentru a conserva densitatea de entropie în timpul micșorării fracției  $f_q$  [42,40,35].

## Capitolul IV – Rezultate

### 4.1 Necesitatea simulărilor în fizica nucleară relativistă. Codul AMPT și codul UrQMD

Pentru descrierea dinamicii ciocnirilor nucleare relativiste, a modificărilor de faze și a tranzițiilor de faze posibile trebuie luat în considerare un număr mare de parametri. De aceea, pentru descriere ar fi necesară o teorie de mai multe corpuri, cuantică, relativistă, cu luarea în considerare a tuturor tipurilor de interacții și a tuturor gradelor de libertate [43]. Cum o astfel de descriere completă nu este încă posibilă, s-a apelat la coduri de simulare care să conțină cât mai multe din aceste „ingrediente” [44,45 și referințe citate acolo].

Din multitudinea de coduri de simulare folosite [46], în teza de doctorat am folosit, în principal, două, și anume: codul UrQMD și codul AMPT.

Codul UrQMD (**Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics**) [47] este un cod de simulare pentru ciocnirile de ioni grei și a devenit de-a lungul timpului un instrument de încredere pentru interpretarea multor procese care apar în acest tip de fenomenologie și include posibilitatea estimării producțiilor de particule, curgerii colective, și funcțiilor de corelație. Stările hadronice pot fi produse ca urmare a ruperii „string”-urilor, ciocnirilor de canal s sau dezintegrării rezonanțelor. El este o dezvoltare a unui cod inițiat de fizicienii germani și care se numea **Relativistic Quantum Molecular Dynamics** [46].

În teza de doctorat s-au considerat câte 100.000 de evenimente pentru ciocniri Au-Au, pentru fiecare din energiile de 6, 8, 10, 11,5, 11,12, 13, 16, 20,25 și 28 A GeV. În aceste simulări s-a luat în considerare un timp de atingere a momentului de „îngheț” („freeze-out”) după 200 Fm/c, ceea ce poate implica până la 1800 de ciocniri binare în interiorul regiunii participante. Pentru parametrul de impact (ciocnire) s-au ales valori între 0 Fm și 13 Fm. Particulele care se dezintegrează în mod normal ( $\pi$ , K,  $\Delta$ ,  $\Lambda$ ,  $\eta$ , etc) nu sunt considerate ca fiind stabile, ca în unele coduri, iar ecuația de stare este definită de modul CASCADE din cod și se referă la modul de transport partonic [47].

Codul AMPT este bazat pe un model de transport (**A Multi-Phase Transport**) [48]. Și acesta este un alt cod de transport care ține cont de fenomenologia ciocnirilor de ioni grei relativști. Este un cod multimodular. De aceea, se poate considera că există un modul pentru generarea evenimentelor (**HIJING – Heavy Ion Jet Interactions Generator**), iar un altul pentru împrăștieri



partonice (ZPC - **Z**hang's **P**arton **C**ascade). De asemenea, împrăștierea hadronică sunt tratate, în final, cu un alt modul, numit ART (**A** **R**elativistic **T**ransport).

Pentru simulările făcute pentru teza de doctorat am folosit, cu precădere, modelul de fragmentare a corzilor („string”-urilor) și un mecanism de impunere a stopării barionilor cunoscut și ca mecanism de tip „florițele de porumb” (mecanism de tip „popcorn”).

Și în cazul simulărilor cu codul AMPT s-au considerat câte 100.000 de evenimente, la fiecare din energiile de 6, 8, 10, 11, 12,13, 14 ,15, 20 și 25 A GeV. În acest caz, datorită structurii codului, s-au considerat intervale de timp de 0,2 Fm/c și 150 de pași pentru cascada hadronică, înainte ca această să se oprească (să ia sfârșit). Parametrul de impact a fost ales, din același motive ca în cazul codului UrQMD, între 0 și 13 Fm. Pentru fenomenul de hadronizare sunt disponibile două modele: modelul fragmentare a „string”-urilor, în modelul de transport pe care se bazează codul de simulare AMPT, precum și modelul de „topire a corzilor” („string”-urilor).

## 4.2 Sistemul de simulare YaPT (Yet another High Energy Physics Tool)

Studiile efectuate în cadrul acestei teze de doctorat au fost realizate utilizând sistemul YaPT (**Y**et **a**nother **H**igh **E**nery **P**hysics **T**ool) [44,45,49], din cadrul Centrului de Cercetare „Materia Nucleară în Condiții Extreme” al Facultății de Fizică, Universitatea București. YaPT este o platformă de generare și analiza a evenimentelor specifice Fizicii energiilor înalte, care integrează codurile de generare UrQMD și AMPT.

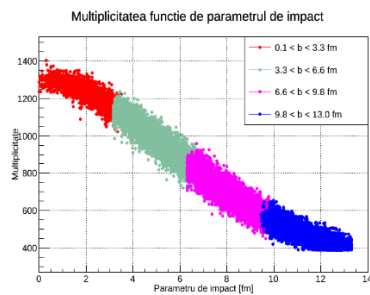


Figura 4.1: Multiplicități în funcție de parametrul de impact, simulări realizate în sistemul YaPT

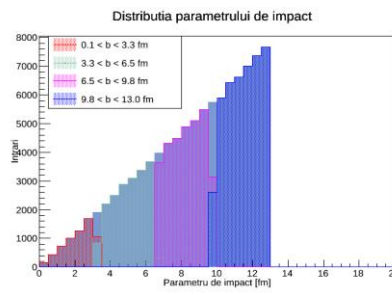


Figura 4.2: Distribuția parametrului de impact, simulări realizate în sistemul YaPT

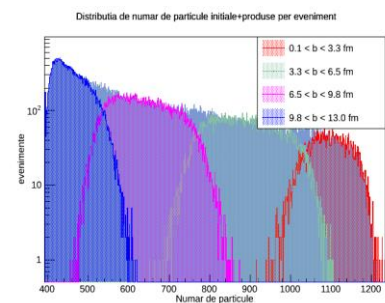


Figura 4.3: Distribuție de număr de particule inițiale produse per eveniment, simulări realizate în sistemul YaPT

### 4.3 Spectre de impuls transversal și temperaturi aparente folosind simulări cu codurile UrQMD și AMPT

În figura 4.4 a,b sunt prezentate distribuțiile de impuls transversal pentru ciocniri centrale (clasa de centralitate 0-20%), în intervalul de rapiditate  $-0.5 < y < 0.5$ . Inversul pantei permite estimarea temperaturii particulelor de interes. În cazul kaonilor, de exemplu, acestea sunt între 120-140 MeV, pentru condițiile considerate. Coroborate valorilor temperaturilor cu densitățile de energie calculate în cadrul unor modele, cum ar fi modelul HSD (a se vedea capitolul I), aceste temperaturi pot sugera o tranziție de fază în materia nucleară foarte comprimată. Altfel, în tabelul 4.1 și tabelul 4.2 prezint temperaturile aparente obținute din calculul inversului pantei spectrului de impuls transversal, spectre obținute cu codurile AMPT și UrQMD, pentru kaoni pozitivi la energiile de 6 și 20 A GeV (Figura 4.5).

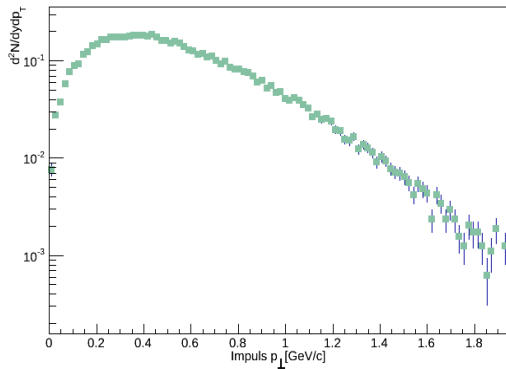


Figura 4.4 a) : Distribuție de impuls transvers pentru  $-0.5 < y < 0.5$  pentru kaon pozitiv, centralitate 0-20% la 12 A GeV

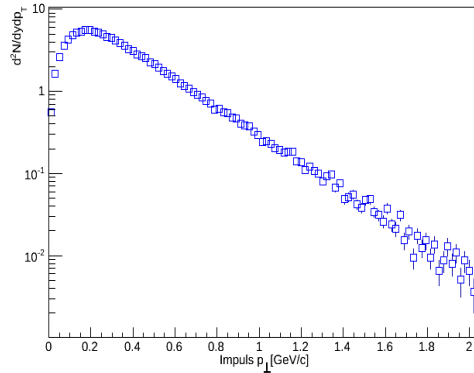


Figura 4.4 b) :Distribuție de impuls transvers pentru  $-0.5 < y < 0.5$  pentru pioni negativi, centralitate 0-20% La 10 A GeV

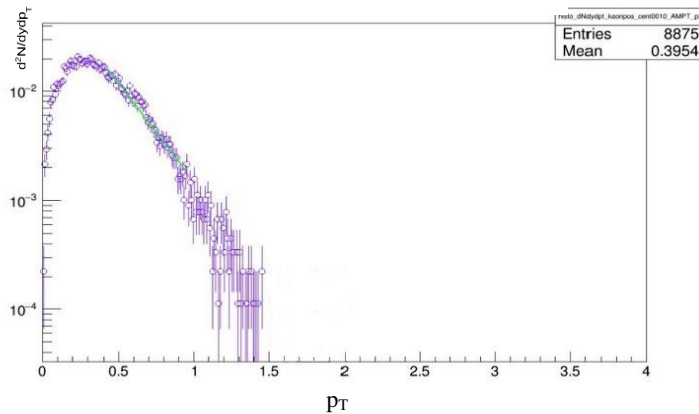


Fig. 4.5: Exemplet de calculare a temperaturii pentru kaoni pozitivi, centralitate 0-10%, pentru ciocniri Au-Au la energia de 6 A GeV. Simulările au fost făcute cu codul AMPT

6 A GeV	Centralitate	T aparentă	Eroare	$\chi^2 / dof$
AMPT	00 – 10 %	197,64	$\pm 4$ MeV	0,95
	20 – 40 %	201,93	$\pm 3,5$ MeV	0,98
UrQMD	00 - 10 %	229,01	$\pm 4,4$ MeV	1,01
	20 – 40 %	230,71	$\pm 2,3$ MeV	0,85

Tabel 4.1 – Temperaturi aparente pentru 6 A GeV pentru kaoni pozitivi

20 A GeV	Centralitate	T aparentă	Eroare	$\chi^2 / dof$
AMPT	00 – 10 %	249,47	$\pm 4,7$ MeV	1,20
	20 – 40 %	248,42	$\pm 4,2$ MeV	0,82
UrQMD	00 - 10 %	243,13	$\pm 3,2$ MeV	1,09
	20 – 40 %	245,54	$\pm 2,3$ MeV	0,83

Tabel 4.2 – Temperaturi aparente pentru 20 A GeV pentru kaoni pozitivi

#### 4.4 Fluctuații de ordin superior la energiile disponibile la FAIR. Metode de căutare a punctului critic

Momentele superioare ale distribuțiilor de multiplicitate constituie una dintre cele mai sensibile probe pentru căutarea punctului critic, deoarece se presupune că reflectă fluctuații mari asociate tranziției de fază hadron-cuarc. De exemplu, pentru momentul de ordin 3, folosit în definiția parametrului de asimetrie („skewness”), este așteptată o schimbare de semn atunci când traiectoria de evoluție a sistemului în diagrama de fază traversează „granița” (regiunea de separare) dintre faze [50]. Un rezultat similar este așteptat în cazul parametrului de formare de maxime („kurtosis”). În figurile 4.6a și 4.6b, se poate observa comportarea pentru parametrii de asimetrie („skewness”) și de formare de maxime („kurtosis”) [51].

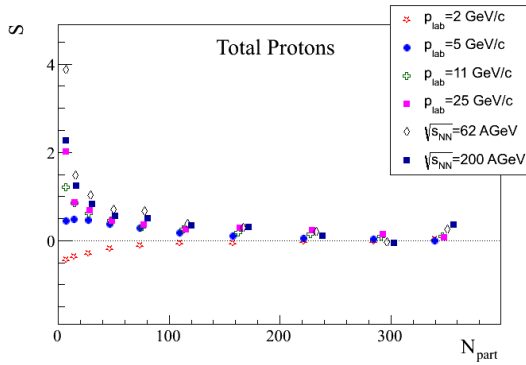


Figura 4.6 a): Comportarea parametrului de asimetrie skewness, pentru ciocniri Au-Au, la diferite energii [51]

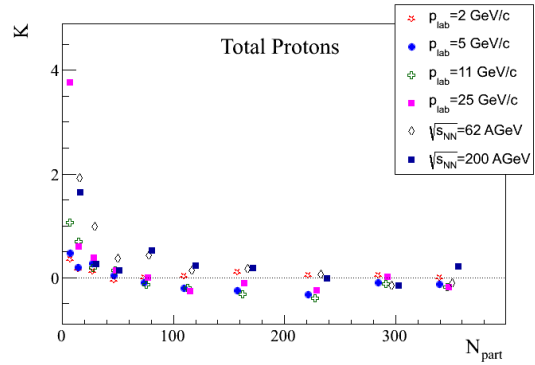


Figura 4.6 b): Comportarea parametrului de formare de maxime kurtosis, pentru ciocniri Au-Au, la diferite energii [51]

Estimările pentru numerele de cumulativitate și modelările pentru formarea unor sisteme complexe de partoni care să permită obținerea de particule cu cinematica anomală în raport cu cinematica ciocnirilor nucleon-nucleon, la aceeași energie, pot fi indicații importante ale formării unor tranziții de fază a materiei nucleare la energiile disponibile la SIS-100 (FAIR-GSI).

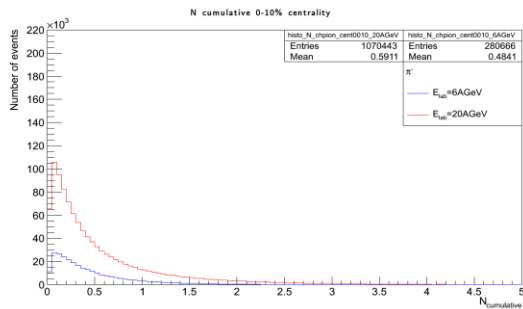


Figura 4.7 a) Număr cumulativ pentru pioni negativi, centralitate 0-10%, pentru ciocniri Au-Au la energiile de 6 A GeV și 20 A GeV [51]

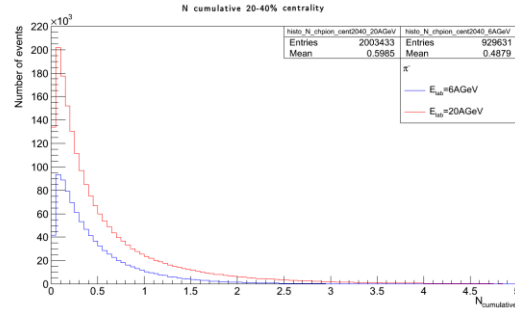


Figura 4.7 b) Număr cumulativ pentru pioni negativi, centralitate 20-40%, pentru ciocniri Au-Au la energiile de 6 A GeV și 20 A GeV [51]

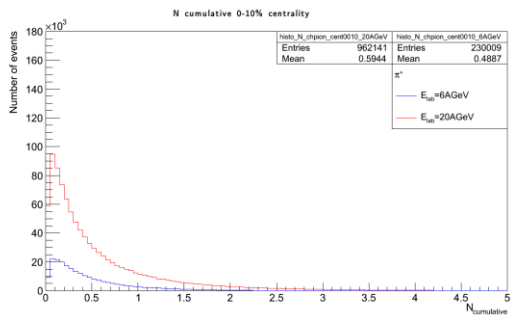


Figura 4.7 c) Număr cumulativ pentru pion pozitiv, centralitate 0-10%, pentru 6 vs 20 A GeV [51]

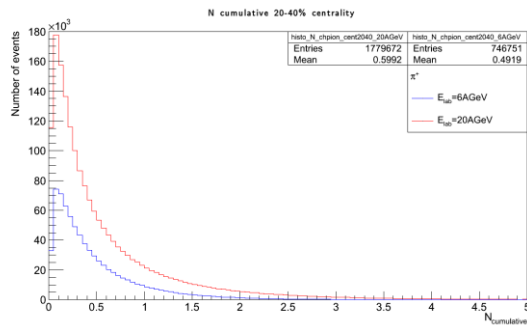


Figura 4.7 d) Număr cumulativ pentru pion pozitiv, centralitate 20-40%, pentru 6 vs 20 A GeV [51]

#### 4.5 Constanta Hubble cosmologică și constanta Hubble „microscopică”

La Experimentul CBM de la FAIR-GSI, prin explorarea unui număr mare de ciocniri nucleu-nucleu diferite pe un domeniu larg de energii, în aceleași condiții experimentale, se vor putea obține informații pentru mai multe zone de interes ale diagramei de fază a materiei nucleare [52,51].

Cunoscând relația dintre densitatea de energie și temperatură, corespunzătoare legii Stefan-Boltzmann  $\epsilon(t) \sim T^4(t)$ , constanta Hubble se poate estima astfel:

$$H = \left(\frac{8\pi G_N \epsilon}{3}\right)^{1/2} = \left(\frac{8\pi G_N \frac{\pi^2}{30} g_* T^4}{3}\right)^{1/2} = 1.66 \sqrt{g_* G_N} T^2 \quad (32)$$

unde  $g_*$  este numărul efectiv de grade de libertate,  $T$  este temperatura medie,  $G_N = \hbar c / m_{Pl}^2$  este constanta gravitațională și  $m_{Pl}$  masa Planck.

Folosind  $g_* \sim 62$ , se poate estima că o temperatură în jur de 200 MeV a fost atinsă la 7,7 microsecunde după Big Bang [54,53]

În lucrarea [31], estimăm parametrul „microscopic” de tip Hubble pentru ciocniri nucleare relativiste, similar constantei cosmologice Hubble. Se obține:

$$G_N = \frac{\hbar c}{m_{Pl}^2} \rightarrow N = C \cdot \frac{\alpha_s \hbar c}{m_\pi^2} \quad (33)$$

unde  $C$  este o constanta de proporționalitate,  $\alpha_s$  este constanta de cuplaj tare și  $m_\pi$  este masa de repaus a pionului [55].

$$t = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{3}{8\pi N \epsilon}} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{3m_\pi^2}{8C\pi\alpha_s \hbar c \frac{\pi^2 T^4}{10}}} \quad (34)$$

Pentru a determina constanta  $C$  folosim valoarea timpului de „îngheț” („freeze-out”) pentru ciocniri Au+Au la  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ , și anume:  $t = 7.2 \text{ Fm}/c$  [55]. În acest caz, temperatura de „îngheț” („freeze-out”) termic este  $T = 89 \text{ MeV}$  [56,54].

Folosind ecuația (33), am obținut următoarea valoare pentru aceasta constantă, și anume:  $C = 0.025$ .

#### 4.6 Constanta Hubble „microscopică” estimată din rezultate experimentale

Timpul de decuplare la „îngheț” („freeze-out”) chimic pentru ciocnirile ionilor grei la diferite energii a fost calculat utilizând ecuația (34). Rezultate obținute sunt prezentate în Tabelul 4.3 [54]. Se observă că temperatura la „freeze-out” chimic crește cu creșterea energiei de ciocnire.

$\sqrt{s_{NN}}$ [GeV]	$T_{ch}$ [MeV]	$t_{ch}^{FO}$ [Fm/c]	$H_{ch} \cdot 10^{23}$ [s <sup>-1</sup> ]
1.91	49 ± 3	23.75 ± 2.91	0.084 ± 0.010
2.24	54 ± 2	19.56 ± 1.45	0.102 ± 0.007
2.67	70 ± 10	11.64 ± 3.32	0.172 ± 0.049
4.8	125 ± 3	3.65 ± 0.18	0.548 ± 0.026
6.27	134 ± 5	3.18 ± 0.24	0.630 ± 0.047
7.62	142 ± 4	2.83 ± 0.16	0.707 ± 0.040
8.8	146 ± 4	2.67 ± 0.15	0.748 ± 0.041
12.3	153 ± 5	2.44 ± 0.16	0.821 ± 0.054
17.3	168 ± 5	2.02 ± 0.12	0.990 ± 0.059
62.4	154.4 ± 9.9	2.39 ± 0.31	0.836 ± 0.107
130	154.2 ± 9.7	2.40 ± 0.30	0.834 ± 0.105
200	159.3 ± 5.8	2.25 ± 0.16	0.890 ± 0.065

Tabelul 4.3 - Energia de ciocnire, temperatura la freeze-out chimic, timpul decuplare la freeze-out și constanta microscopică Hubble la „freeze-out” chimic [54]

Constanta „microscopică” Hubble la „freeze-out” chimic crește cu creșterea energiei, rata de expansiune a sistemului este mai mare, constanta este mai mare pentru „freeze-out” chimic decât constanta Hubble pentru „freeze-out” termic, iar sistemul ajunge la „freeze-out” chimic mai repede (Figura 4.8).

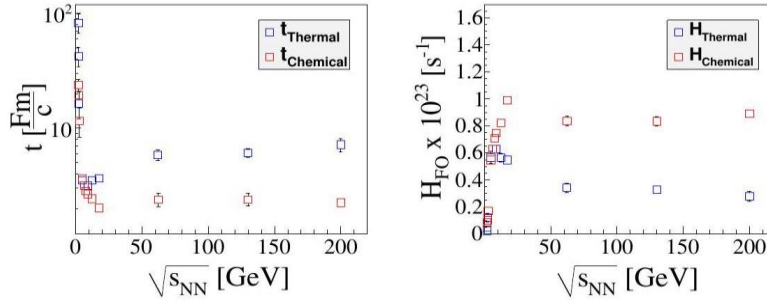


Figura 4.8: Stânga: timpul de freeze-out chimic (roșu) și timpul de freeze-out termic (albastru) pentru diferite ciocniri cu ioni grei. Dreapta: Constanta Hubble în funcție de energia de ciocnire, pentru freeze-out chimic (roșu) și freeze-out termic (albastru) [54]

Constanta „microscopică” Hubble la „freeze-out” termic scade cu energia. Pentru toată plaja de energii, începând cu SPS, constanta „microscopică” Hubble la „freeze-out” chimic este mai mare decât cea la freeze-out termic, arătând că rata de expansiune este mai mare la „freeze-out” chimic decât la „freeze-out” termic (Figura 4.9) [54].

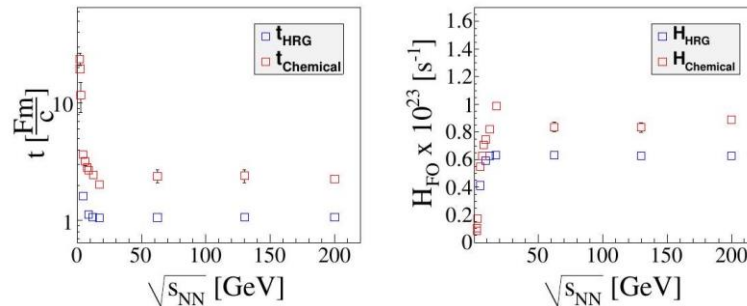


Figura 4.9: Timpul de freeze-out chimic și constanta Hubble în cazul cu corectii de volum hadronic excluse în funcție de energie (simbolurile albastre). Punctele roșii corespund calculului pentru gazul- pionic- ideal [54]

Bazându-ne pe parametrizarea s95p-v1 pentru EOS [39], am obținut timpul de evoluție a „fireball”-lui aflat în primele stadii sub forma de plasmă de cuarci și gluoni, apoi, răcindu-se datorită expansiunii, trece în faza hadronică. Se poate observa din Figura 4.10 că „fireball”-ul este în starea de QGP doar pentru un timp foarte scurt, mai puțin de 1 Fm/c, după care are loc tranziție de fază la gazul hadronic. Din calcule se observă ca „fireball”-ul ajunge la „freeze-out” termic într-un timp de mai puțin de 5 Fm/c [57,58,54].

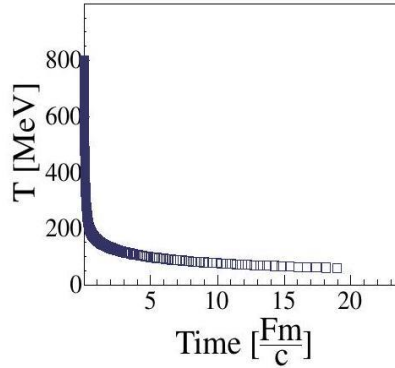


Figura 4.10: Temperatura sistemului folosind ecuația de stare bazată pe abordarea lattice QCD în regiunea de temperatură înaltă, utilizând de asemenea ecuația de stare a gazului cu rezonanțe la temperaturi scăzute [54]

#### 4.7 Rapoarte antiparticulă–particulă la energii de 6 și 20 A GeV. Compararea simulărilor cu cele două coduri

Rapoartele antiparticulă- particulă au fost studiate în cadrul ciocnirilor nucleare de ioni grei în vederea evidențierii apariției deconfinării caracteristice plasmei de cuarci și gluoni [59], a unui comportament de echilibru local, cu așa-zisul platou de rapiditate centrală [60], respectiv, pentru cunoașterea cu acuratețe sporită a momentelor de „îngheț” chimic, respectiv, de „îngheț” termic [61].

Rapoartele  $K^-/K^+$  și  $\bar{p}/p$  au o importanță deosebită pentru studierea ciocnirilor Au+Au, pentru a putea descrie apropierea de echilibrul termic [62]. De asemenea, rapoartele ce implică și alte particule generate în regiunea participantă, pe lângă cele menționate, cum ar fi:  $\pi^\pm$ ,  $\Lambda$ ,  $\bar{\Lambda}$ ,  $\Xi$  și  $\bar{\Xi}$ , sunt folosite pentru investigarea unor parametrii de „îngheț” („freeze-out”) [63].

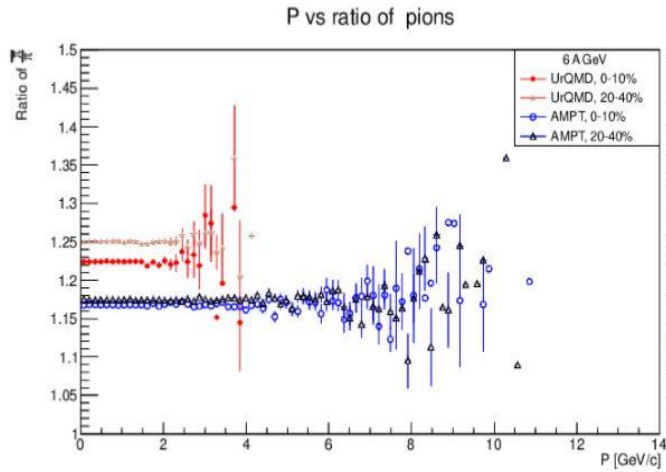


Figura 4.11 a) Raport de  $\pi^-/\pi^+$  în funcție de impuls total, pentru 6 A GeV [64]

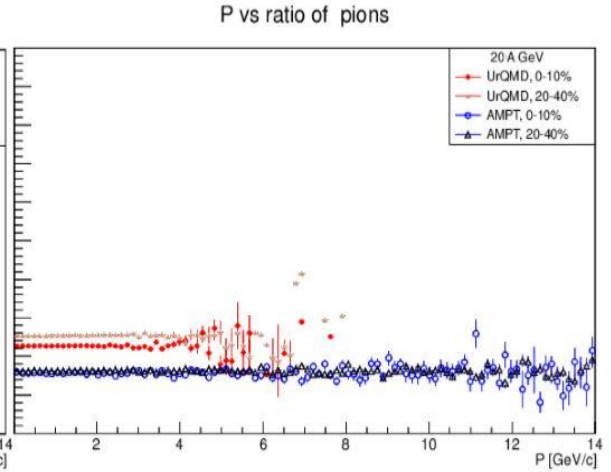


Figura 4.11 b) Raport de  $\pi^-/\pi^+$  în funcție de impuls total, pentru 20 A GeV [64]

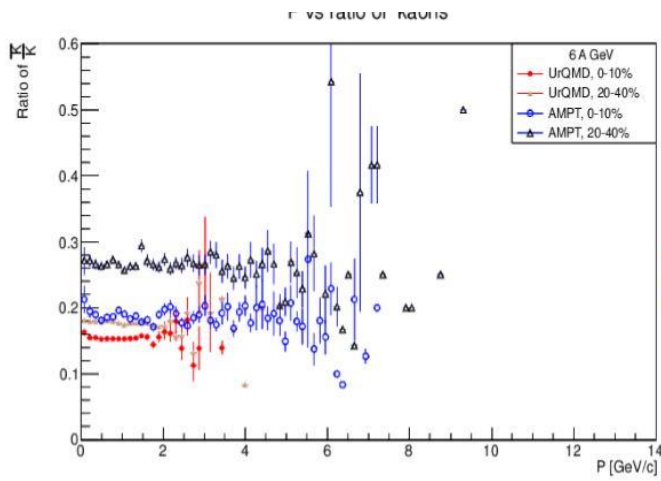


Figura 4.12 a) Raport de  $k^-/k^+$  în funcție de impuls total, pentru 6 A GeV [64]

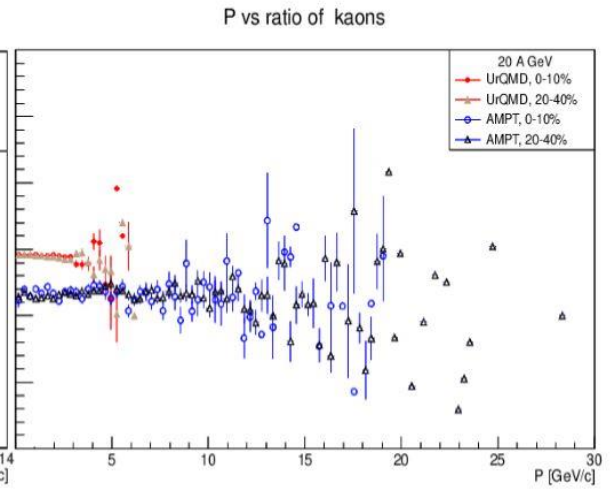


Figura 4.12 b) Raport de  $k^-/k^+$  în funcție de impuls total, pentru 20 A GeV [64]

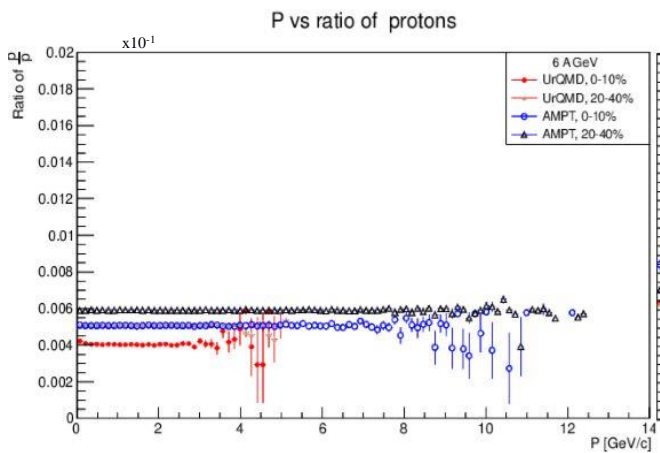


Figura 4.13 a) Raport de  $\bar{p}/p$  în funcție de impuls total, pentru 6 A GeV [64]

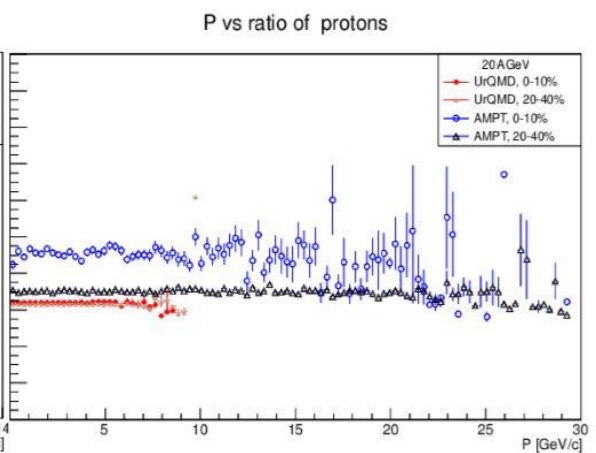


Figura 4.13 b) Raport de  $\bar{p}/p$  în funcție de impuls total, pentru 20 A GeV [64]



În figurile 4.11-4.13 prezint o comparație între predicțiile codurilor UrQMD și AMPT, incluse în sistemul YaPT, cu suport ROOT, pentru ciocnirile Au-Au, la două energii specifice FAIR, și anume: 6 A GeV, respectiv, 20 A GeV.

O observație importantă este aceea că rapoartele de  $K^-/K^+$  și  $\pi^-/\pi^+$  sunt mai mari la centralitatea 20-40%, mai ales pentru energiile mai mici, de la SIS-100. Rezultatele au fost prezentate la conferința internațională EuNPC, Groningen, Olanda în anul 2015 [64]. Această valoare mai mare a raportului  $K^-/K^+$  pentru domenii de centralitate (20-40%) este observată și în rezultatele obținute de alte experimente, la energii până la 3 A GeV, de exemplu, Experimentul KaoS [65]. Iar pentru alte specii de particule sunt prezentate rezultate compatibile cu rezultatele Experimentului HADES, pentru energii de 4.5 A GeV [66]. Comportamentul rapoartelor poate indica existența diferitelor dependențe precise ale maselor celor doi kaoni încărcăți de densitatea materiei nucleare [67].

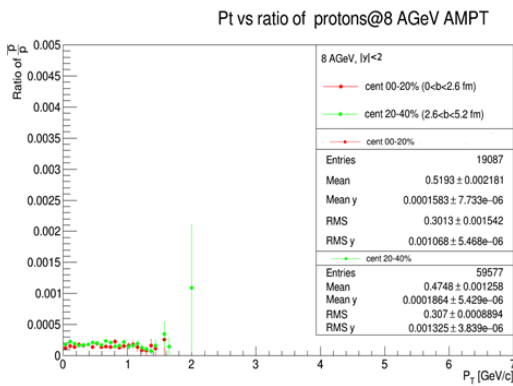


Figura 4.14 a)

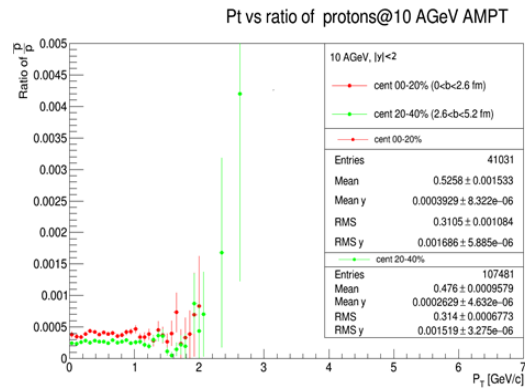


Figura 4.14 b)

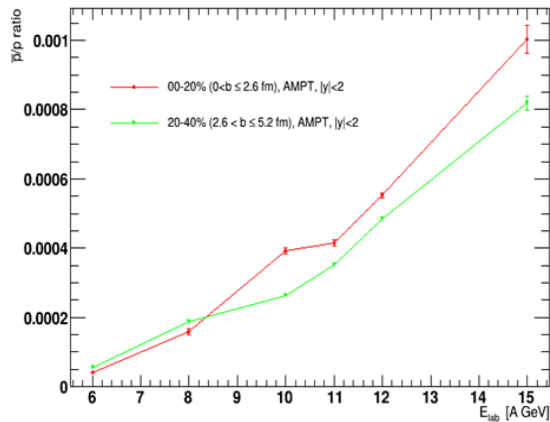


Figura 4.15 a)

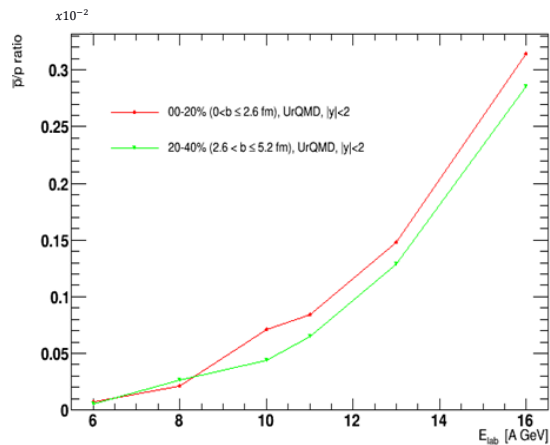


Figura 4.15 b)

Figura 4.15 (a-b): Distribuția valorilor raportului  $\frac{p^-}{p^+}$ , pentru două centralități în intervalul de rapiditate  $-2 < y < 2$  și diferite energii de ciocnire, pentru 2 coduri: AMPT și UrQMD

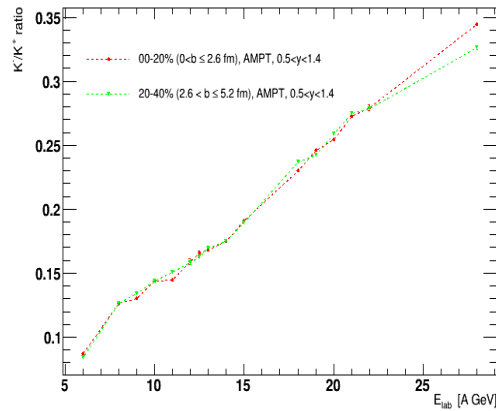


Figura 4.16: Distribuția raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$ , pentru codul AMPT [68]

## 4.8 Funcția de excitare și rapoartele antiparticulă – particulă la energii în intervalul 6-28 A GeV

Analiza rapoartelor antiparticulă-particulă a fost făcută, în principal, folosind datele simulate folosind codul UrQMD 3.3, cod integrat în sistemul YaPT [49,68]. S-a considerat un timp de evoluție a regiunii participante de 200 Fm/c, ecuația de stare fiind definită de modul CASCADE al codului, numărul de evenimente a fost de 100000 pentru fiecare caz. Au fost folosite și date simulate cu codul AMPT 2.26t7. Această variantă a codului include fragmentarea „corzilor” („string”-urilor) și mecanismul de stopare de barioni de tip „popcorn”. Am lucrat cu pasul de timp de 0,2 Fm/c și 150 de pași pentru cascada hadronică, după care aceasta ia sfârșit.

În calculele numerice efectuate sunt considerate două intervale de rapiditate, și anume:  $0 < y < 0.8$  și  $0.5 < y < 1.4$ . Pentru aceste intervale, fluctuațiile pentru funcția de excitare pot sugera unele posibile tranziții de fază, în două intervale de energie, și anume: 9–13 A GeV, respectiv, 18-21 A GeV.

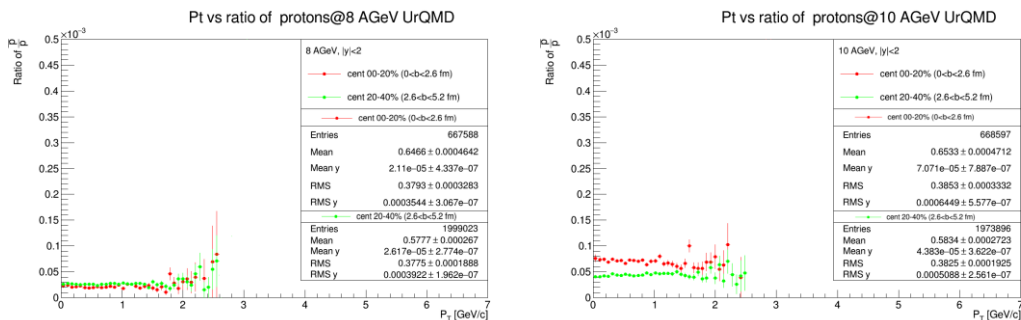


Figura 4.17: Distribuția de impuls transvers în funcție de raportul  $\frac{P}{P}$  pentru 2 centralități și 2 energii

a) 8 A GeV; b) 10 A GeV [68]

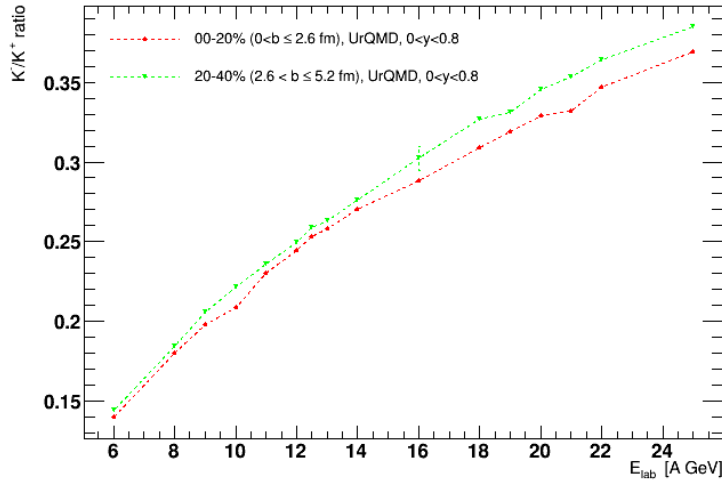


Figura 4.18: Raportul de  $\frac{K^-}{K^+}$  pentru 2 clase de centralitate, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$ , pentru codul UrQMD [68]

O prima concluzie poate fi următoarea: din calculele mele reiese că pot exista fluctuații care să fie „mascate” de alte procese sau fenomene, dacă lucrăm cu modele statistice cu pași relativ mari de energie în domeniul energiilor SIS100 [68]. Mulți autori consideră că raportul antiparticulă-particulă crește liniar până la 30 A GeV, după care urmează o creștere exponențială cu creșterea energiei de ciocnire a ionilor grei. Calculele mele indică două intervale de energie în care caracterul nemonoton este destul de vizibil prin câteva forme de tip palier, și un maxim care limitează la stânga graficul pentru energii în intervalul 18-21 A GeV - cu forma aproximativă de așa. Pentru kaoni, predicțiile codului AMPT pentru ciocniri Au-Au pentru intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  arată fluctuații pentru intervalul de energie 10-12 A GeV. Se poate observa, pentru kaoni, o creștere cvasiliniară, sub și deasupra intervalului considerat, cu scurte paliere (Figura 4.21), dar și pentru raportul  $p/\pi^+$  (Figura 4.22), raportul  $K/p$  (Figura 4.23). Caracterul nemonoton al acestor comportări este destul de evident. Coroborând cu rezultatele modelului HSD - prezentate în capitoul precedent - consider posibilă realizarea unor stări de preechilibru. Deja în cadrul SIS100 sunt atinse densități de energie care ating până la 7 ori densitatea normală,  $\rho_0$ , în ciocnirile centrale ale ionilor grei. Astfel, orice discontinuitate sau o variație bruscă în funcția de excitație a mărimilor observabile sensibile ar putea indica o tranziție de fază.

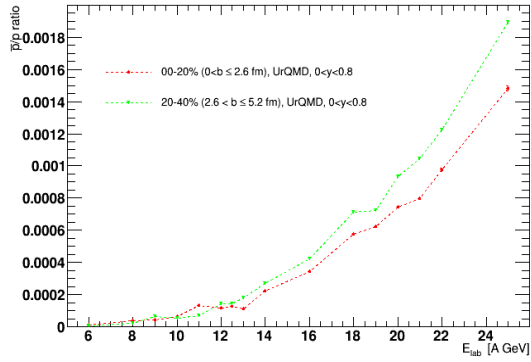


Figura 4.19: Distribuția valorilor  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul UrQMD [68]

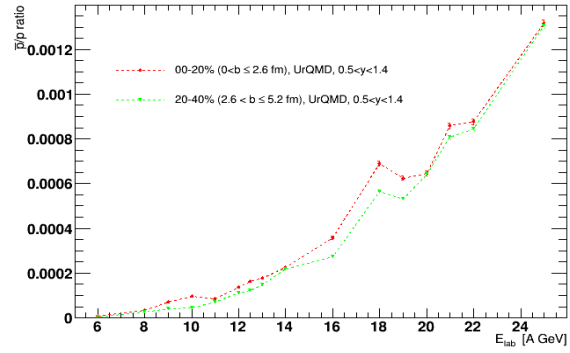


Figura 4.20: Distribuția valorilor  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul UrQMD[68]

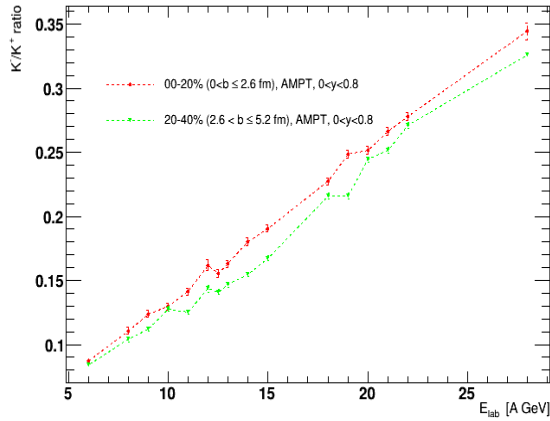


Figura 4.21: Distribuția raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul AMPT [68]

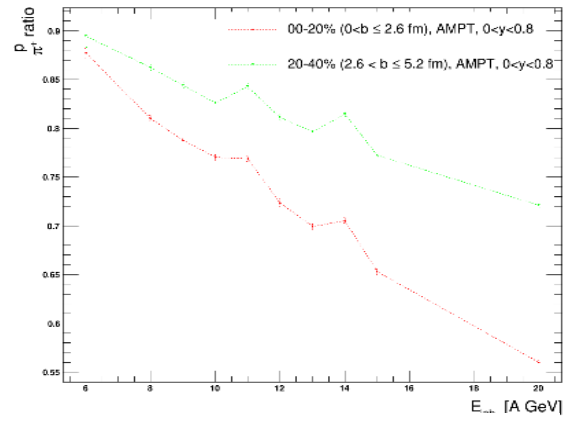


Figura 4.22: Distribuția raportului  $\frac{p}{\pi^+}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul AMPT [68]

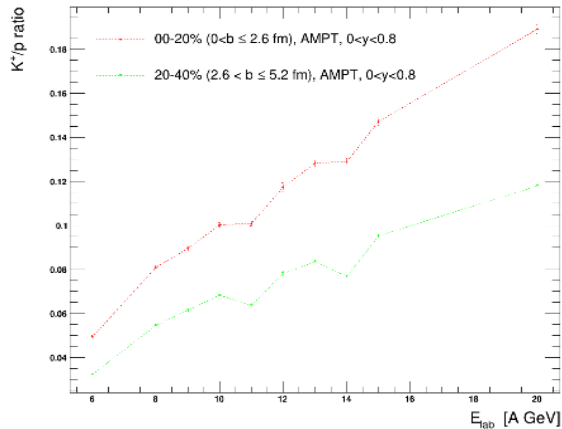


Figura 4.23: Distribuția raportului  $\frac{K^+}{p}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul AMPT [68]

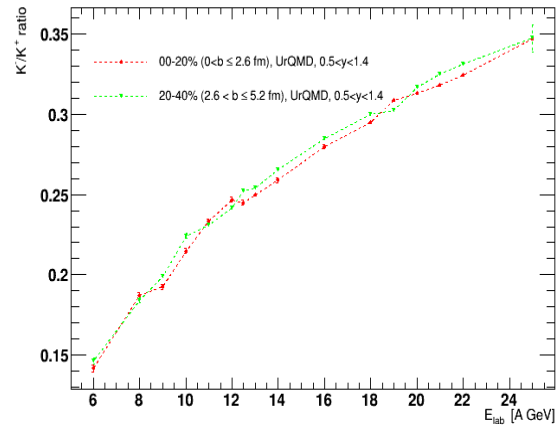


Figura 4.24: Distribuția raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul UrQMD [68]

Pentru cel de al doilea interval de energii discutat, în care rezultatele sugerează producerea de fază mixtă, 18-21 A GeV, se observă, pentru succesiunea punctelor de energie 18, 19 A GeV, o valoare a rapoartelor pentru kaoni, dar și pentru protoni, egală pentru codul UrQMD în cazul intervalului de rapiditate  $0 < y < 0.8$ . Acest fenomen repetitiv arată o bună corelație între cele două specii de rapoarte. De asemenea, se vede, pentru raportul  $K^-/K^+$ , din simulări cu codul AMPT, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$ , același fenomen (Figura 4.21). O creștere semnificativă la energia de 18 A GeV a raportului antiproton /proton, pentru ambele centralități, în intervalul de rapiditate  $0.5 < y < 1.4$ ), se observă, de asemenea, mai ales pentru prima clasă de centralitate. Panta graficului este abruptă în acest caz, pentru funcția de excitare, ceea ce ar putea influența valoarea raportului antiparticulă-particulă. Se poate interpreta că se formează un maxim, urmat de două valori ale raportului mai mici așezate pe un scurt palier și apoi se vede o creștere exponențială a valorilor, ceea ce poate să fie în acord cu predicția unei tranziții de fază, posibil de ordinul întâi (Figura 4.20). Este de subliniat faptul că în cazul folosirii codului AMPT se obține o valoare mare la energia de 18 A GeV (Figura 4.25), sugerând o tranziție de fază, dar pentru calculele mele, în cazul protonilor, graficele nu sunt la fel de sugestive ca în cazul folosirii codului UrQMD.

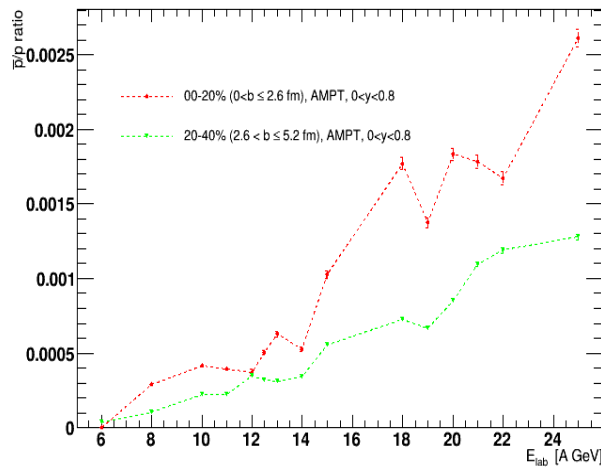


Figura 4.25: Distribuția valorilor  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru 2 centralități, în intervalul de rapiditate  $0 < y < 0.8$  și diferite energii de ciocnire, pentru codul AMPT [68]

Dependența sistematică a raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$  arată unele devieri, sub forma întoarcerilor la diferite energii, însemnând că valorile în graficul meu se așază pe „o verticală” - pentru câteva valori în diagrame la  $0 < y < 0.8$  și  $0 < b \leq 2.6$  fm (Figura 4.26 a)), dar și coincidența de valori pentru două energii succesive (exemplu: 18,19 A GeV, la  $0 < y < 0.8$  și

$2.6 < b \leq 5.2$  fm). În acest sens, este de mare interes Figura 4.26 b) . Aceste predicții pot indica o tranziție de fază mixtă, o refacere a simetriei chirale sau chiar o tranziție de fază de ordinul întâi, pentru cazul intervalului de rapiditate  $0,5 < y < 1,4$ , pentru raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru domeniul de energii 18-21 A GeV .

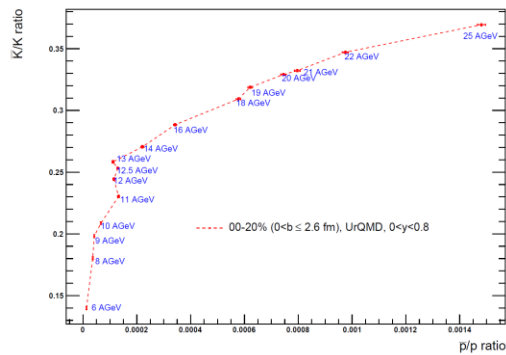


Figura 4.26 a) : Dependenta raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru două centralități și două intervale de rapiditate: 00-20%,  $0 < y < 0,8$  [68]

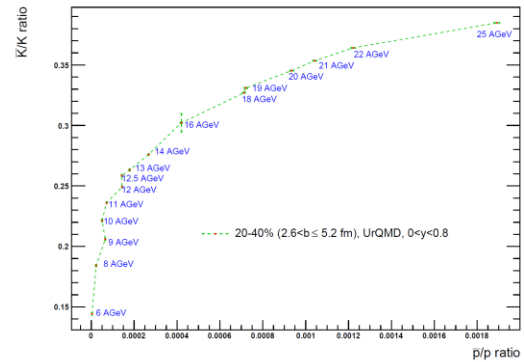


Figura 4.26 b) : Dependenta raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru două centralități și două intervale de rapiditate: 20-40%,  $0 < y < 0,8$  [68]

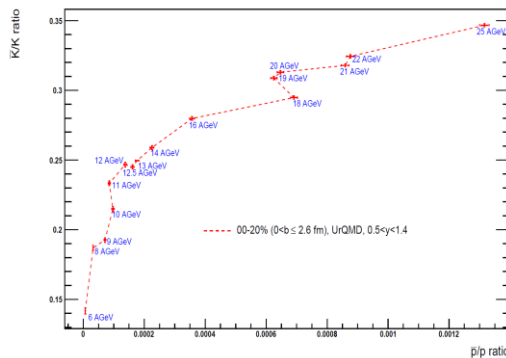


Figura 4.26 c) : Dependenta raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru două centralități și două intervale de rapiditate: 00-20%,  $0,5 < y < 1,4$ ; [68]

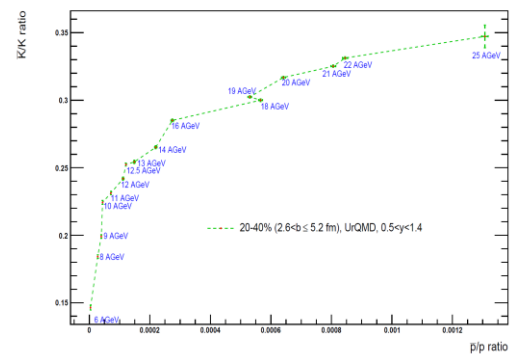


Figura 4.26 d) : Dependenta raportului  $\frac{K^-}{K^+}$  de raportul  $\frac{\bar{p}}{p}$ , pentru două centralități și două intervale de rapiditate: 20-40%,  $0,5 < y < 1,4$  [68]

#### 4.9 Funcția de excitație și temperatura regiunii participante („fireball”)-ului extrasă din distribuții intermediare de masă a dileptonilor

Funcția de excitație și valoarea temperaturii „fireball”-ului,  $T$ , extrasă din măsurări de acest tip, așa cum se propune în lucrarea [69], ar putea conduce la rezultate de tipul celor incluse în Figura 4.27. Rezultate sunt similare cu cele din lucrarea menționată [69]. În această reprezentare, curba

violet întreruptă corespunde condițiilor în care se presupune că formarea tranziției de fază în ciocniri nucleu-nucleu la energiile disponibile la SIS-100. Triunghiul negru corespunde temperaturii așa cum a fost măsurată de Colaborarea NA60 de la SPS-CERN [70].

Teza de doctorat prezintă o serie de rezultate bazate pe simulări cu două coduri specifice domeniului de energii de la FAIR-GSI, UrQMD și AMPT. Ele sugerează tranziția de fază de la gazul hadronic la plasma de cuarci și gluoni pentru fasciculul de energii ale acceleratoarelor SIS 100 – SIS 300.

Experimentul CBM oferă oportunitatea explorării diagramei de fază QCD în regiunea densităților net-barionice ridicate, pentru studiul ecuației de stare, căutarea tranziției de fază, restaurarea simetriei chirale, și căutarea formelor exotice (stranii) de materie QCD.

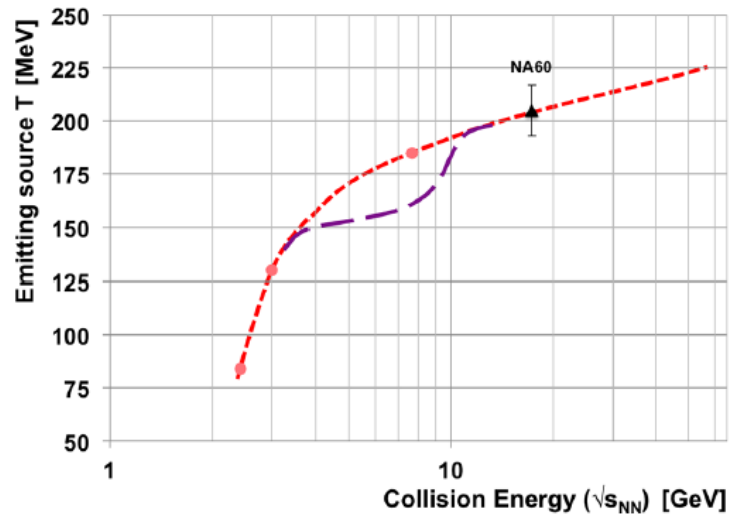


Figura 4.27: Funcția de excitație și temperatura T a fireball-ului extrasă din distribuții intermediare de masă a dileptonilor [71].

## Capitolul V - Concluzii

Teza de doctorat cu titlul: „**Tranziția de fază de la gazul hadronic la plasma de cuarci și gluoni și posibilele puncte critice. Aplicație pentru experimentul CBM**” a fost realizată în cadrul Colaborării CBM (Compressed Baryonic Matter) de la FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) Darmstadt. Sunt membru al Grupul de Fizică Nucleară Relativistă de la „Centrul de Cercetare a Materiei Nucleare in Condiții Extreme” al Facultății de Fizică a Universității din București, grup care este implicat instituțional din anul 2008 în experimentul CBM de la FAIR-GSI Darmstadt (Germania) și sunt membru al colaborării din anul 2014. Interesul fundamental față de studiul ciocnirilor de ioni grei relativiști își are originea în parte în ideea conform căreia vom putea explora structura de vid a interacțiilor tari și vom putea „arunca” o mai „adâncă privire” asupra proceselor de confinare și deconfinare pentru constituenții fundamentali ai interacției tari care sunt cuarcii. O a doua motivație importantă este legată de posibilitatea descrierii unor momente din evoluția Universului timpuriu. Printre acestea se numără decuplarea interacției tari, prin formarea constituenților fundamentali, precum și procesele care au urmat, și anume: formare a hadronilor și crearea nucleelor.

Rapoartele antiparticulă-particulă sunt importante pentru studiul stărilor exotice și tranzițiilor de fază în materia nucleară formată în ciocniri de ioni grei relativiști. Ele sunt utile în determinarea parametrilor de „freeze-out”. De aceea, în analiza datelor simulate pentru ciocniri Au-Au obținute pentru această teză, am folosit rapoarte antiparticulă-particulă, am prezentat rezultate ale unor calcule numerice pentru domeniul de energii 6-28 A GeV, în sistemul laboratorului, pentru ciocniri Au-Au, pentru diferite domenii de centralitate, inclusiv pentru ciocniri ultracentrale. Pentru o mai ușoară comparare cu unele date și rezultate experimentale am făcut și analize pentru mărimi fizice de interes măsurate sau simulate pentru ciocniri în sistemul centrului de masă.

O altă concluzie care poate fi extrasă din calculele mele este aceea că pot exista fluctuații care pot fi pierdute, respectiv, „mascate” de alte procese sau fenomene. Gradul de „pierdere” sau/și „mascare” depind de ipotezele modelelor folosite pentru descriere, precum și de pașii de investigare selectați pentru energia fasciculului.



Rezultatele analizelor datelor simulate folosind codul UrQMD și codul AMPT indică două intervale de energie în care caracterul nemonoton este destul de vizibil. Astfel, din dependențele rapoartelor de diferite mărimi fizice de interes, s-au observat zone sub formă de palier. Un astfel de palier se observă în cazul dependenței de energia fasciculului pentru domeniul de energii cuprins între 10 A GeV și 13 A GeV, pentru domeniul de rapiditate  $0 < y < 0,8$ . O comportare deosebită este observată din analiza raportului antiproton pe proton în funcție de energie. În acest caz se observă un maxim semnificativ în intervalul de energie 18 A GeV – 21 A GeV, pentru domeniul de rapidități cuprins între 0,5 și 1,4, în sistemul laboratorului. Cele două rezultate, legate de rapoartele  $K^-/K^+$ , respectiv,  $\bar{p}/p$ , obținute în această teză de doctorat pot fi luate în considerare pentru investigarea unor tranziții de fază, la începerea funcționării complexului experimental FAIR-GSI. Aceste rezultate pot fi astfel considerate având în vedere forma de platou, bine definită, și ar putea sugera o posibilă tranziție de ordinul întâi sau o fază mixtă „indirectă”. De asemenea, ar putea fi utilă în investigarea refacerii parțiale a simetriei chirale. Altfel, coroborate, cele două rezultate pentru raportul de  $\bar{p}/p$ , în cele două intervale de rapiditate specificate, pot fi văzute ca un „întreg” în sensul că un început al deconfinării (local) sau o fază mixtă este sugerată de rezultatul din primul interval  $0 < y < 0,8$ , în timp ce al doilea interval de rapiditate ar putea arată că „saltul” de la 18 A GeV, ar putea fi un semnal de tranziție de fază de ordinul întâi. Rezultatul poate fi considerat în bun acord cu rezultatele care arată o supresie puternică a „charmonium”-ului pentru ciocniri Au-Au la energia de 20 A GeV. Rezultatul poate fi corelat cu unele predicții teoretice ale lui Gorenstein și Gadzinski, care indică o scădere a raportului  $K^-/K^+$  în jurul valorii de 20 A GeV și ar putea fi considerată un început al fazei de deconfinare.

Am realizat, de asemenea, o dependență a raportului  $K^-/K^+$  de raportul  $\bar{p}/p$ . Aceasta arată unele devieri, sub forma întoarcerilor, la anumite energii. Se constată că valorile din grafic se așază pe „o verticală” pentru valori ale energiei între 10 A GeV și 12 A GeV, pentru intervalul de rapiditate  $0 < y < 0,8$  și domeniul de parametrii de ciocnire  $0 < b \leq 2,6$  Fm. Se observă o coincidență de valori pentru două energii succesive, de 18 A GeV și 19 A GeV, la  $0,5 < y < 1,4$  și, respectiv,  $2,6 < b \leq 5,2$  Fm. Ele pot fi domenii de mare interes în investigațiile experimentale care vor urma. Aceste predicții pot indica fie o tranziție de fază mixtă, fie o refacere parțială a simetriei chirale sau chiar o tranziție de fază de ordinul I pentru cazul intervalului de rapiditate  $0,5 < y < 1,4$ , pentru intervalul de energii 18-21 A GeV.

O bună parte din rezultatele din teza aceasta au fost discutate în cadrul colaborării. Multe dintre rezultate au fost incluse în rapoartele anuale ale Colaborării CBM, în rapoartele pentru fazele contractelor de cercetare avute de grupul de la Facultatea de Fizică a Universității din București de-a lungul anilor. De asemenea, rezultatele din această teză de doctorat au fost prezentate la conferințe naționale și internaționale (Germania, Italia, Japonia, Grecia, Olanda). Au fost publicate în reviste cotate ISI (a se vedea Anexa C). Unele dintre rezultate au fost incluse în materiale de popularizare ale cercetării românești la FAIR. Am credința că rezultatele prezentate în această teză de doctorat, au oferit și vor oferi informații folositoare, atât pentru viitoare rezultate experimentale, cât și pentru clarificarea unor aspecte teoretice ale unora dintre problemele abordate în teza de doctorat, în căutarea tranzițiilor de fază în materia nucleară formată în condiții extreme, mai ales în experimentul CBM.

## Bibliografie

- [1]. Oana Ristea – Note de curs, Fizică nucleară relativistă (2020), Kolb EW, Turner MS. The Early Universe. Redwood City, CA: Addison-Wesley (1990), Coles P, Lucchin F. Cosmology. Chichester, UK: Wiley (1995), Mukhanov V. Physical Foundations of Cosmology. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press (2005), Denis Perret-Gallix, January 2013 - Journal of Physics Conference Series 454(1) DOI: 10.1088/1742-6596/454/1/012051, U. Heinz, arXiv:hep-ph/9902424v3 5 Mar 1999, **N. G. Țuțuraș**, A.Jipa, T. Eșanu, A.Jinaru, M.Călin - Antiparticle to particle ratios at CBM energies in Au-Au collisions - CBM Progress Report 2016, pages 193-194, CMBE v05 Implementation of a toy-model for chaos analysis of relativistic nuclear collisions at the present BNL energies, I.V. Grossu, ... **N. G. Tuturas**, et al Computer Physics Communications 185(11), 3059 (2014)
- [2]. Steigman G. astro-ph/0511534; Olive KA, Steigman G, Walker TP. Phys. Rep.333:389 (2000)
- [3]. U. Heinz, Nuclear Physics A Volume 661, Issues 1–4, 27 December 1999, Pages 140-149
- [4]. I.C. Arsene et al., Phys. Rev. C 75, 034902 (2007). B. Friman et al. (Editors), The CBM Physics Book, Lect.Notes Phys. Vol. 814 (Springer, 2011),17. V.D. Toneev et al., Eur. Phys. J. C 32, 399 (2003), T. Ablyazimov, ... **N.G. Țuțuraș**, ... M. Zyzak Eur. Phys. J. A (2017) **53**: 60 DOI 10.1140/epja/i2017-12248-y
- [5]. B. Friman et al. (Editors), The CBM Physics Book, Lect.Notes Phys. Vol. 814 (Springer, 2011). pag. 47-90, Daniel Naegels - arXiv:2110.14504v1 [hep-th] 27 Oct 2021
- [6]. Shuryak EV. The QCD Vacuum, Hadrons and Superdense Matter, Vol. 71. Singapore: World Sci. (2004)
- [7]. H.Reeves – Phys.Rep.201(1991)335
- [8]. Jean Letessier, Johann Rafelski, - Hadrons and Quark–Gluon Plasma, Cambridge Press, 2002, pag 258-267
- [9]. Dumitru A, Pisarski RD. Phys. Rev. D66:096003 (2002); Dumitru A, Pisarski RD. Nucl. Phys. Proc. Suppl. 106:48(2002); Dumitru A, Pisarski RD. Phys.Lett. B 504:282 (2001), Yang, C. N.; Mills, R. (1954). Physical Review 96 (1)
- [10]. Al.Jipa - BRAHMS Collaboration Meeting, University of Copenhagen, “Niels Bohr” Institute, Denmark, 3-5 May 2006, Al.Jipa for the BRAHMS Collaboration – Sesiunea Anuală de

Comunicări Științifice a Universității din București – 26 mai 2006 – lecție invitată, Al.Jipa for the Relativistic Nuclear Physics Group - Conferința Națională de Fizică, 13-18.IX.2005, București-Măgurele –prezentare orală

[11]. U. Heinz, Primordial hadrosynthesis in the Little Bang, 1999, M. Chojnacki, W. Florkowski, T. Csorgo, On the formation of Hubble flow in Little Bangs, 2004

[12]. C. Grupen, Astroparticle Physics, (Springer Verlag, 2005); K.A. Olive, arXiv:hep/ph/1005.3955

[13]. Ramona Vogt - "Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions", ed Elsevier 2007, Amsterdam

[14]. FAIR Baseline Technical Report 2006, <http://www.gsi.de/fair/reports/btr.html>

[15]. Collaboration - Technical design report for the CBM Silicon Tracking System (STS), GSI Report 2013 -4 (2013)

[16]. The CBM Collaboration - Technical design report for the CBM Transition Radiation Detector (TRD) - GSI Report 2017

[17]. N. Herrmann, J. Wessels, T. Wienold, Annu. Rev. Nucl.Part. Sci. 49, 581 (1999). H. Oeschler, H.-G. Ritter, N. Xu, Hadron Production in Heavy Ion Collisions, in Relativistic Heavy Ion Physics, edited by R. Stock (Springer, Materials, 2010)

[18]. Oana Ristea, Teză de doctorat, 2005, W. Ehehalt and W. Cassing, Nucl. Phys. A 602 (1996) 449, N. Herrmann, J. Wessels, and T. Wienold Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 49, 581 (1999)

[19]. CBM Book pag. 182, pag. 383, pag. 210, pag. 382, pag. 383

[20]. W. Cassing, E. L. Bratkovskaya and A. Sibirtsev, Nucl. Phys. A 691 (2001) 753

[21]. The CBM Collaboration - Technical design report for the CBM Silicon Tracking System (STS), GSI Report 2015 -4 (2015)

[22]. The CBM Collaboration, Technical Design Report for the CBM Time-of-Flight System, GSI-2015-01999 (2014)

The CBM Collaboration, Technical Design Report for the CBM Ring Imaging Cherenkov Detector, GSI-2014-00528 (2013)

The CBM Collaboration, Technical Design Report for the CBM Muon Chambers, GSI-2015-02580 (2015)

[23]. CBM experiment, Silicon Tracking System and Micro-Vertex Detector, <http://cbmwiki.gsi.de/cgi-bin/view/Public/PublicSts>

Claudia Höhne, Hadronic Matter at High Baryon Density, Hirscheegg 2010

- [24]. The CBM Collaboration, Technical Design Report for the CBM Projectile Spectator Detector, GSI-2015-02020 (2015)
- [25]. Claudia Höhne, Grundlagen des RICH Detektors,  
<http://cbm-wiki.gsi.de/cgi-bin/view/Public/RichDetektoren>
- [26]. B. Friman et al. (Editors), The CBM Physics Book, Lect. Notes Phys. Vol. 814 (Springer, 2011). pag. 47-90, Daniel Naegels - arXiv:2110.14504v1 [hep-th] 27 Oct 2021, Liddle AR. In From Quantum Fluctuations to Cosmological Structures, ed. D Valls-Gabaud, M A Hendry, P Molaro, K Chamcham, 126:31. Astron. Soc. Pac. Conf. Ser. (1997)
- [27]. L. Phys. Today 56:48 (2003); Gyulassy M, McLerran L. Nucl. Phys. A 750:30 (2005) Heinz U, Jacob M. nucl-th/0002042; Heinz U. hep-ph/9902424; Gavai RV. Pramana 55:125 (2000); Zschesche D, et al. nucl-th/0101047; Stachel J. Nucl. Phys. A 654:119c (1999); Braun-Munzinger P, Stachel J. Nucl. Phys. A 638:3 (1998)
- [28]. F. Becattini et al., Phys. Rev. Lett. 111, 082302 (2013), J. Stachel et al., J. Phys.: Conf. Ser. 509, 012019 (2014)
- [29]. S. Borsanyi et al., JHEP 09, 073 (2010). A. Bazavov et al., Phys. Rev. D 85, 054503 (2012).
- [30]. Y. Aoki et al., Nature 443, 675 (2006). C.S. Fischer, J. Luecker, C.A. Welzbacher, Phys. Rev. D 90, 034022 (2014)
- [31]. N. Tawfik, A.M. Diab, Phys. Rev. C 91, 015204 (2015). CERES Collaboration, B. Lenkeit et al., Nucl. Phys. A 661, 23c (1999)
- [32]. Karsch F, Laermann E, Peikert A. Phys. Lett. B 478:447 (2000); Ejiri S. Nucl. Phys. Proc. Suppl. 94:19 (2001)
- [33]. Bernard C, et al. (MILC Collab.) Phys. Rev. D 71:034504 (2005); Bernard C, et al. (MILC Collab.) Nucl. Phys. Proc. Suppl. 140:538 (2005)  
Aoki S, et al. (JLQCD Collab.) Nucl. Phys. Proc. Suppl. 73:459 (1999); Fodor Z, Katz SD. JHEP 0404:050 (2004)  
Chodos A, et al. Phys. Rev. D 9:3471 (1974); Hasenfratz P, Kuti J. Phys. Rep. 40:73 (1978); DeGrand T, Jaffe RL, Johnson K, Kiskis JE. Phys. Rev. D 12:2060 (1975) Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2006.56:441-500
- [34]. Trodden M. Rev. Mod. Phys. 71:1463 (1999), Dolgov AD. Nucl. Phys. Proc. Suppl. 113:40 (2002); Dolgov AD. Nucl. Phys. Proc. Suppl. 95:42 (2001) Bennett CL, et al. (WMAP Collab.) Ap. J. Suppl. 148:1 (2003)

- [35]. Al.Jipa - BRAHMS Collaboration Meeting, University of Copenhagen, “Niels Bohr” Institute, Denmark, 3-5 May 2006, Al.Jipa for the BRAHMS Collaboration – Sesiunea Anuală de Comunicări Științifice a Universității din București – 26 mai 2006 – lecție invitată, Al.Jipa for the Relativistic Nuclear Physics Group - Conferința Națională de Fizică, 13-18.IX.2005, București-Măgurele –prezentare orală
- [36]. Karsch F, Laermann E, Peikert A. Nucl. Phys. B 605:579 (2001), Ali Khan A, et al. (CP-PACS Collab.) Phys. Rev. D 63:034502 (2001)
- M.Gazdzicki, M.Gorenstein - Acta Phys.Polon.B30(1999)2705 BES Results from RHIC-STAR, CPOD2021, 15-19/Mar
- M. Gazdzicki - Conversație privată cu autorul
- [37]. **N. G. Țuțuraș** - Raport de activitate, semestrul I, anul 2014-2015, doctorat
- N. G. Țuțuraș** et al - CBM Progress Report 2018, page 116
- [38]. Christiansen MB, Madsen J. Phys. Rev. D53:5446 (1996), Csernai LP, Kapusta JI. Phys. Rev. D46:1379 (1992), Hogan CJ. *Phys. Lett. B* 133:172 (1983), Iwasaki Y, et al. Phys. Rev. D 49:3540(1994); Grossmann B, Laursen ML. Nucl. Phys. B 408:637 (1993)
- [39]. DeGrand T, Kajantie K. Phys. Lett. B147:273 (1984), Ignatius J, Kajantie K, Kurki-Suonio H,Laine M. Phys. Rev. D 49:3854 (1994); Ignatius J, Kajantie K, Kurki-Suonio H, Laine M. Phys. Rev. D 50:3738 (1994), Kajantie K, Kurki-Suonio H. Phys. Rev.D 34:1719 (1986), Kajantie K. *Phys. Lett. B* 285:331 (1992)
- [40]. H.Reeves – Phys.Rep.201(1991)335
- [41]. J. Rafelski, J. Letessier, and A. Tounsi, 1996. Strange particles from dense hadronic matter. Acta.Phys. Pol. B, 27, 1037
- [42]. C.Beșliu, Al.Jipa – From Elementary Particles To Stars – Rom.J.Phys. (2000)
- U. Heinz, The Little Bang: Searching for quark-gluon matter in relativistic heavy-ion collisions.
- [43]. Al. Jipa, C.Beșliu – Elemente de Fizică nucleară relativistă. Note de curs – Editura Universității din București, 2002
- [44]. Alexandru Bârză – Teză de doctorat, Universitatea din București, 2013
- [45]. Silviu Cioran - Teză de doctorat, Universitatea din București, 2013
- [46].<http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>,<http://wwwnsdth.lbl.gov/~xnwang/hijing/>,  
<http://www.ujk.edu.pl/homepages/mryb/GLISSANDO/>,  
<http://www.physics.ohiostate.edu/~froderma/>

- [47]. S. A. Bass et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 41, 225-370 (1998); also available as nucl-th/9803035.; M. Bleicher, et al., J. Phys. G 25 (1999) 11859 ; M. Belkacem et al. Phys. Rev. C58, 1727-1733 (1998); also available as nucl-th/9804058
- [48]. Z.W. Lin et al, Phys. Rev. C72, 064901 (2005); Z.W. Lin et al, Phys. Rev. C64, 011902 (2001); B. Zhang et al, Phys. Rev.C61, 067901 (2000)
- [49]. S.Cioranu, Al.Jipa, M.Potlog – Romanian Reports în Physics 67(3)(2015)819-830 – Development of an integrated on-line system for the study of the hadronic interactions în High Energy Physics
- [50]. STAR Colaborations (Thader) - Nucl.Phys.320 (2016)
- [51]. C.Ristea, Oana Ristea, C.Beşliu, Al. Jipa, **N.G. Țuțuraș** - Quark Matter 2014, Darmstadt, Germany – poster; A. Jipa, **N. G. Țuțuraș**, et al - Investigations for transition regime apparition in nuclear matter through the study of cumulative particles production in relativistic nuclear collisions using the CBM experiment at FAIR-GSI, Quark Matter 2015, Kobe, Japan – poster
- [52]. B.Friman, ..., P.Senger (editors) – The CBM Physics Book. Compressed Baryonic Matter în Laboratory Experiments – Springer Verlag, Berlin, ..., vol.814, 2011, pages 1-960
- [53]. Steven Weinberg – Primele trei minute ale Universului – Editura Politică, 1979;  
B. Muller, J. Schukraft, B. Wyslouch, arXiv:hep-ex/1202.3233; K. Aamodt, et al. (ALICE Collaboration) - Phys.Lett.B 696(2011)328
- [54]. C. Ristea, ... , **N.G. Țuțuraș**, ... - Romanian Reports in Physics, Vol.68, No.3, P.1060 – 1068, 2016
- [55]. B. Muller, J. Schukraft, B. Wyslouch - arXiv:hep-ex/1202.3233; K. Aamodt, et al. (ALICE Collaboration) - Phys.Lett.B 696, 328 (2011)
- [56]. B. Abelev et al. (STAR Collaboration) - Phys.Rev. C79, 34909 (2009), arXiv:nucl-ex/0808.2041
- [57].<http://th.physik.uni-frankfurt.de/luovinen/eos/s95p-v1.tar.gz>  
[https://wiki.bnl.gov/hhic/index.php/Lattice\\_calculatons\\_of\\_Equation\\_of\\_State](https://wiki.bnl.gov/hhic/index.php/Lattice_calculatons_of_Equation_of_State)
- [58]. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, M. Winn, arXiv:nucl-th/1201.0693
- [59]. Nuclear Physics A 834(1–4)(2010)237c-240c - The horn, the hadron mass spectrum and the QCD phase diagram – the statistical model of hadron production în central nucleus-nucleus collisions, A. Andronic, P. Braun-Munzinger, J. Stachel, C. Alt et al. (NA49 Coll) - Phys. Rev.C77(2008)024903 [arXiv:0710.0118];

Christof Roland (for the NA49 Collaboration) – J.Phys.G: Nucl.Part.Phys. 31(2005)S1075–S1078  
- Event-by-event fluctuations of particle ratios in central Pb+Pb collisions at 20–158 A GeV

[60]. Peter Braun-Munzinger, Krzysztof Redlich, Johanna Stachel, J. Cleymans - arXiv:nucl-th/0304013v1 - Particle Production in heavy ion collisions- in 3rd International Conference on Physics and Astrophysics

[61]. D. Adamova et al. (CERES Coll.) - Nucl.Phys. A714(2003)124, nucl-ex/0207005

[62]. I. G. Bearden et al. - Phys.Rev.Lett. 90(2002)102301

[63]. D. Adamova et al. (CERES Coll.) - Phys.Rev.Lett.90(2003)022301, nucl-ex/0207008

A. Tawfik - Particle Ratios in Heavy-Ion Collisions - arXiv:hep-ph/0508244

[64]. Al. Jipa, **N.G. Țuțuraș** et al - EuNPC, 2015, Groningen, Holland, poster

[65]. Peter Senger *Particles* 2022, 5(1), 21-39; <https://doi.org/10.3390/particles5010003>

[66]. J. Adamczewski-Musch - Eur.Phys.J.A 57 (2021) 4, 138

[67].“Strange hadron production at SIS energies: an update from HADES”, M. Lorenz et al – for HADES Collaboration – 15’th International Conference Journal of Physics: Conference Series 668 (2016) 012022

[68]. **Nicolae George Țuțuraș**, Alexandru Jipa, Tiberiu Eșanu, Adam Jinaru, and Marius Călin -”Antiparticle to particle ratios at CBM energies in Au-Au collisions” – CBM Progress Report 2016, pag. 197-198

**N. G. Țuțuraș** et. al. – Romanian Reports in Physics 71(2019)303

**N. G. Țuțuraș**, Al. Jipa, et. al. – CBM Progress Report 2020, pag. 185-186

[69]. T.Galatyuk et al. - Eur.Phys.J. A52(2016)131

[70]. H.J.Specht,AIP Conf. Proc.1322,1(2010)

[71]. L. X. Sun, R. Q.Wang, J. Song and F. L. Shao - Chin.Phys. C36(2012)55 - ”Hadronic Rapidity Spectra in Heavy Ion Collisions at SPS and AGS energies in a Quark Combination Model”



