

UNIVERZITA PAVLA JOZEFA ŠAFÁRIKA V KOŠICIACH
PRÍRODOVEDECKÁ FAKULTA
Ústav fyzikálnych vied
Katedra jadrovej a subjadrovej fyziky

CENTRÁLNE ZRÁŽKY RELATIVISTICKÝCH JADIER

Dizertačná práca

RNDr. Sabina Lehocká

Odborný školiteľ: Doc. RNDr. S. Vokál, DrSc.

Košice 2008

Venované môjmu synčekovi Edkovi

Na tomto mieste by som chcela poďakovať ľuďom, bez ktorých by táto práca nebola nikdy vznikla. V prvom rade svojmu školiteľovi doc. Stanislavovi Vokálovi, Galine Orlovej a Adele Kravčákovej za odbornú pomoc a pripomienky k samotnej práci. Ďalej by som chcela poďakovať celému kolektívu Katedry jadrovej a subjadrovej fyziky pod vedení prof. Gabriely Martinskej a Dr. Alexandra Dirnera za ich priateľský prístup počas môjho doktorandského štúdia. Nakoniec veľké ĎAKUJEM patrí môjmu milujúcemu manželovi Ondrejovi a celej rodine za psychickú podporu a nekonečnú trpezlivosť počas náročného obdobia písania dizertačnej práce.

Obsah

| | |
|---|-----------|
| Úvod | 6 |
| Ciele dizertačnej práce | 8 |
| 1 Súčasný stav problematiky | 9 |
| 1.1 Motivácia | 9 |
| Štandardný model | 10 |
| Silná interakcia a jadrová hmota | 12 |
| 1.2 Relativistická fyzika ťažkých iónov: minulosť, prítomnosť a budúcnosť | 15 |
| 1.3 Fluktuácie v emisii častíc | 18 |
| 1.4 Metódy fyzikálnej analýzy | 26 |
| 2 Experiment | 30 |
| 2.1 Jadrový emulzný detektor | 31 |
| 2.2 Prechod nabitých častíc prostredím | 34 |
| 2.3 Účinný prierez jadrovej interakcie | 36 |
| 2.4 Experimentálne údaje | 38 |
| 3 Určovanie centrality zrážky | 41 |
| 3.1 Typy zrážok | 41 |
| 3.2 Veličiny popisujúce centralitu zrážky | 43 |
| 3.3 Glauberov model | 46 |
| 3.4 Kritéria centrality v experimentoch | 50 |
| 4 Modely jadrových interakcií | 54 |
| 4.1 Popis použitých generátorov prípadov zrážok | 60 |
| 5 Výsledky analýzy experimentálnych údajov | 65 |
| 5.1 Interakcie jadier olova s jadrami fotoemulzie | 65 |
| 5.2 Interakcie jadier zlata s jadrami fotoemulzie | 79 |
| 6 Analýza jednotlivých prípadov | 91 |

| | |
|--|------------|
| Záver | 118 |
| Zoznam publikácií a citácií dizertantky | 121 |
| Literatúra | 124 |

Zoznam obrázkov

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | Štandardný model častíc | 11 |
| 1.2 | Fázový prechod podľa QCD | 13 |
| 1.3 | Fázový diagram jadrovej hmoty | 14 |
| 1.4 | Prípad interakcie primárnej častice z kozmického žiarenia . . | 19 |
| 1.5 | Prípad kolaborácie NA22 | 20 |
| 1.6 | Rozdelenie pseudorapidity pre p+N interakcie pri 400 GeV . | 21 |
| 1.7 | Závislosť S_2 parametra od $\Delta\eta$ pre S+Au interakcie | 22 |
| 1.8 | Prípad zrážky Ne+Ag(Br) s hybnosťou 4,1 GeV/c na nukleón | 23 |
| 1.9 | Rozdelenia strednej pseudorapidity v Mg+Mg interakciách . | 24 |
| 1.10 | Terčový diagram z Pb+Pb interakcií pri 158 GeV na nukleón | 25 |
| 1.11 | Príklad jet-like a ring-like subštruktúr | 26 |
| 1.12 | Príklad sumárneho $S_2/\langle S_2 \rangle$ rozdelenia | 28 |
| | | |
| 2.1 | Schématické znázornenie emulzného bloku | 32 |
| 2.2 | Interakcia primárneho jadra ^{16}O s emulziou | 32 |
| 2.3 | Schématické znázornenie emulznej komory | 33 |
| | | |
| 3.1 | Typy zrážok podľa centrality interakcie | 42 |
| 3.2 | Rozdelenie parametra zrážky pre Au+Au | 47 |
| 3.3 | Rozdelenie jadrovej hustoty v jadre olova | 49 |
| 3.4 | Pohľad na detektor STAR | 52 |
| 3.5 | Závislosť N_s od b | 53 |
| | | |
| 4.1 | Model so vznikom fireballu | 55 |
| 4.2 | Kaskádno-evaporačný model | 57 |
| 4.3 | Landauov model | 59 |
| 4.4 | Björkenov model | 60 |
| | | |
| 5.1 | Rozdelenie parametra S_2 pre olovo | 66 |
| 5.2 | Rozdelenie stredných hodnôt parametra S_2 pre olovo | 67 |
| 5.3 | Experimentálne rozdelenie $S_2/\langle S_2 \rangle$ pre olovo | 68 |
| 5.4 | Experimentálne rozdelenie $S_2/\langle S_2 \rangle$ pre všetky N_d pre olovo . | 70 |
| 5.5 | Pravdepodobnosť vzniku prstencových štruktúr pre olovo . . | 71 |
| 5.6 | Rozdelenie stredných hodnôt $\langle \Delta\eta \rangle$ pre olovo | 72 |
| 5.7 | Experimentálne $\Delta\eta$ rozdelenie pre $N_d = 90$ pre olovo | 73 |

| | | |
|------|--|-----|
| 5.8 | Experimentálne $\Delta\eta$ rozdelenie pre všetky N_d pre olovo . . . | 74 |
| 5.9 | Rozdelenie hustoty častíc ρ od N_d pre olovo | 75 |
| 5.10 | η_m rozdelenie pre $N_d = 60$ a $N_d = 90$ pre olovo | 76 |
| 5.11 | Rozdelenie stredných hodnôt $\langle\eta_m\rangle$ pre olovo | 77 |
| 5.12 | η_m rozdelenie pre $N_d = 80 - 95$ pre olovo | 78 |
| 5.13 | Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2\rangle$ pre zlato | 80 |
| 5.14 | Rozdelenie stredných hodnôt parametra $S_2/\langle S_2\rangle$ pre zlato . . | 81 |
| 5.15 | Rozdelenie $S_2/\langle S_2\rangle$ pre všetky N_d pre zlato | 82 |
| 5.16 | Pravdepodobnosť vzniku prstencových štruktúr pre zlato . . | 83 |
| 5.17 | Rozdelenie stredných hodnôt $\langle\Delta\eta\rangle$ pre zlato | 84 |
| 5.18 | Experimentálne $\Delta\eta$ rozdelenie pre $N_d = 35$ pre zlato | 85 |
| 5.19 | Experimentálne $\Delta\eta$ rozdelenie pre všetky N_d pre zlato | 86 |
| 5.20 | Rozdelenie hustoty častíc ρ od N_d pre zlato | 87 |
| 5.21 | Rozdelenie η_m parametra pre zlato | 88 |
| 5.22 | Rozdelenie stredných hodnôt $\langle\eta_m\rangle$ pre zlato | 89 |
| 5.23 | Rozdelenie $\langle\eta_m\rangle$ pre $N_s \geq 300$ pre zlato | 90 |
| | | |
| 6.1 | Rozdelenie η_s pre generované prípady | 92 |
| 6.2 | Rozdelenie $S_2/\langle S_2\rangle$ pre generované prípady | 93 |
| 6.3 | Rozdelenie η_m pre generované prípady | 94 |
| 6.4 | Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2\rangle$ od η_m pre generované prípady | 95 |
| 6.5 | Terčové diagramy pre generované prípady | 96 |
| 6.6 | Rozdelenie η_s pre centrálné prípady zrážok jadier olova . . . | 99 |
| 6.7 | Rozdelenie η_s pre centrálné prípady zrážok jadier olova . . . | 100 |
| 6.8 | Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2\rangle$ pri $\Delta\eta < 0,3$ pre olovo | 101 |
| 6.9 | Rozdelenie parametra η_m pri $\Delta\eta < 0,3$ pre jadrá olova . . . | 102 |
| 6.10 | Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2\rangle$ od η_m pre olovo (1) | 103 |
| 6.11 | Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2\rangle$ od η_m pre olovo (2) | 104 |
| 6.12 | Rozdelenie η_s pre centrálné prípady zrážok jadier zlata (1) . . | 106 |
| 6.13 | Rozdelenie η_s pre centrálné prípady zrážok jadier zlata (2) . . | 107 |
| 6.14 | Rozdelenie η_s pre centrálné prípady zrážok jadier zlata (3) . . | 108 |
| 6.15 | Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2\rangle$ pri $\Delta\eta < 0,3$ pre zlato (1) . . . | 110 |
| 6.16 | Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2\rangle$ pri $\Delta\eta < 0,3$ pre zlato (2) . . . | 111 |
| 6.17 | Rozdelenie parametra η_m pri $\Delta\eta < 0,3$ pre zrážky jadier zlata | 112 |
| 6.18 | Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2\rangle$ od η_m pre zlato (1) | 113 |
| 6.19 | Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2\rangle$ od η_m pre zlato (2) | 114 |
| 6.20 | Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2\rangle$ od η_m pre zlato (3) | 115 |
| 6.21 | Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2\rangle$ od η_m pre zlato (4) | 116 |

Zoznam tabuliek

| | | |
|-----|---|----|
| 2.1 | Zloženie jadrovej emulzie NIKFI BR-2 | 30 |
| 2.2 | Stredné multiplicity sekundárnych častíc | 40 |
| 2.3 | Uhlové charakteristiky sekundárnych častíc | 40 |
| 3.1 | Tabuľka parametrov R , a , a ω pre rôzne jadrá | 49 |
| 6.1 | Základné informácie o centrálnych zrážkach olova | 97 |
| 6.2 | Základné informácie o centrálnych zrážkach zlata | 97 |

Úvod

Predkladaná práca sa zaoberá skúmaním azimutálnych prstencových štruktúr produkovaných v interakciách relativistických jadier vo fotoemulznom detektore. Tento jav bol pozorovaný v časticovej fyzike pred viac ako štvrtstoročím v experimentoch s kozmickými lúčmi [1, 2] a neskôr bol zaznamenaný aj v experimentoch na urýchľovačoch [3, 4, 5], kde sa pozorovali špecifické jadro-jadrové zrážky s prstencovými subštruktúrami v azimutálnej rovine sekundárnych častíc. Tieto tzv. ring-like štruktúry boli zo začiatku interpretované [6, 7] na základe analógie s Čerenkovovým žiarením. Podmienkou vzniku Čerenkovovho žiarenia je, aby rýchlosť nabitkej častice bola väčšia ako je rýchlosť svetla v danom prostredí. Ak si predstavíme zhluk elektrónov, ktoré prechádzajú cez prostredie s indexom lomu väčším ako 1, tak vyžiarené fotóny vytvárajú kruh v rovine kolmej na pohyb elektrónov, t.j. fotóny sú emitované pod istým polárnym uhlom. Analogicky pre hadróny možno nalietajúce jadro považovať za zhluk navzájom viazaných kvarkov, z ktorých každý môže emitovať gluóny pri prechode cez terčové jadro [8]. Uhol emisie súvisí s indexom lomu prostredia, v našom prípade jadrovej hmoty. Toto by mohol byť jeden zo spôsobov, ako zmerať index lomu jadrovej hmoty. Ten sa bude meniť v prípade fázového prechodu hadrónovej hmoty na kvarkovo-gluónovú plazmu, alebo v prípade iných zmien základných charakteristík jadrovej hmoty. V súčasnosti sa objavujú práce, v ktorých sa autori snažia tento jav vysvetliť pomocou teórie Machových rázových vln [9].

Na analýzu sa použili experimentálne údaje, ktoré boli získané jednotnou metodikou v zrážkach relativistických jadier v jadrovom emulznom detektore v rámci kolaborácie EMU01. V predkladanej práci sa študovali azimutálne prstencové štruktúry v interakciách jadier olova ^{208}Pb pri 158 GeV/c na nukleón (experiment EMU12) [10] a jadier zlata ^{197}Au pri 11,6 GeV/c na nukleón (experiment E863) [11]. V rámci kolaborácie EMU01 bola navrhnutá aj metóda analýzy prstencových štruktúr pomocou parametra S_2 [12]. Boli však skúmané len stredné hodnoty tohto parametra [3]. Komplexná analýza experimentálnych údajov v rozsahu, v akom sa venuje prstencovým štruktúram táto dizertačná práca, doposiaľ nebola vykonaná.

V prvej kapitole je podaný prehľad súčasného stavu problematiky v oblasti štúdia koherentnej produkcie častíc prejavujúcej sa vznikom prstencových štruktúr a zároveň sú predstavené základné metódy používané pri analýze prstencových štruktúr v interakciách relativistických jadier.

V druhej kapitole sú zhrnuté základné charakteristiky dráhového emulzného detektora, konkrétne je opísaný proces prechodu nabitých častíc prostredím a technika jadrových emulzií (princíp registrácie nabitých častíc, určovania ich charakteristík a metódy ich klasifikácie). Ďalej je načrtnutý historický prehľad fenomenologického odhadu účinného prierezu jadrovej interakcie. A nakoniec sú predstavené experimentálne údaje, ktoré sa používali pri samotnej analýze a ich základné charakteristiky.

Tretia kapitola je venovaná určovaniu centrality zrážky, teda veličinám charakterizujúcim centralitu interakcie, a tiež sú predstavené kritéria centrality použité v niektorých emulzných a elektronických experimentoch. Zároveň je tu zdôvodnené multiplicitné kritérium pre experimentálne údaje použité pri analýze prstencových štruktúr, ktorými sa táto práca zaoberá.

Štvrtá kapitola sa zaoberá modelmi jadrovo-jadrových zrážok. Je tu podaný prehľad typov zrážok podľa centrality a základných mechanizmov jadrových reakcií. Na konci kapitoly sú stručne opísané generátory prípadov zrážok, ktoré sa v práci využívajú pri porovnávaní experimentálnych výsledkov s modelovými výpočtami.

V piatej kapitole sú predstavené výsledky analýzy prstencových štruktúr pomocou parametra S_2 v interakciách jadier olova ^{208}Pb a jadier zlata ^{197}Au s jadrami fotoemulzie. Boli skúmané aj jednotlivé parametre týchto prstencových štruktúr: veľkosť štruktúry v jednotkách pseudorapidity, hustota častíc v štruktúre a umiestnenie prstencovej štruktúry na pseudorapiditynej osi v závislosti od centrality zrážky a od multiplicity častíc v prstencovej štruktúre.

Šiesta kapitola obsahuje výsledky štúdia prstencových štruktúr v jednotlivých centrálnych prípadoch zrážok zvlášť, tzv. „Event by Event“ analýzy.

V závere dizertačnej práce sú zhrnuté podstatné body analýzy a dosiahnuté výsledky.

Výsledky analýzy experimentálnych údajov zamerané na štúdium neštatistických prstencových štruktúr produkovaných v centrálnych zrážkach jadier olova ^{208}Pb a jadier zlata ^{197}Au s fotoemulziou boli publikované a prezentované na zahraničných a domácich konferenciách (*Zoznam publikácií a citácií dizertantky*).

Ciele dizertačnej práce

1. Štúdium štruktúr typu „ring-like“ v emisii relativistických sekundárnych častíc na experimentálnych dátach kolaborácie EMU01:
 - interakcie jadier ^{208}Pb s jadrami fotoemulzie $^{108}\text{Ag}(^{80}\text{Br})$ pri 158 GeV/c na nukleón (Experiment EMU12 na SPS v CERN-e),
 - interakcie jadier ^{197}Au s jadrami fotoemulzie $^{108}\text{Ag}(^{80}\text{Br})$ pri 11,6 GeV/c na nukleón (Experiment E863 na AGS v BNL).
2. Vykonanie modelových výpočtov a porovnanie s experimentálnymi výpočtami.

Kapitola 1

Súčasný stav problematiky

1.1 Motivácia

Táto práca je z oblasti subjadrovej fyziky, ktorá v súčasnosti patrí medzi jeden z najrýchlejšie sa rozvíjajúcich odborov. Skúmanie procesov prebiehajúcich v jadrovej hmote a javov spojených s interakciou jadier postupne rozširuje naše poznatky o pôvode, štruktúre a vlastnostiach celej hmoty vesmíru. Toto štúdium spája záujmy vedcov prevažne z oblasti jadrovej fyziky, časticovej fyziky, astrofyziky a kozmológie.

Ľudia sa od dávnych čias zaoberali myšlienkou: Z čoho je zložený okolitý svet? Existuje nejaká najmenšia entita, ktorú už nemožno ďalej deliť? Aké sily pôsobia medzi fyzikálnymi objektmi? Odpovede na tieto otázky sa menili s časom. Najprv boli atómy považované za fundamentálne častice, ďalej nedeliteľné. Neskôr bolo objavené, že atómy pozostávajú z protónov a neutrónov vytvárajúcich jadro, ktoré je obklopené oblakom elektrónov.

Počas minulého storočia sme prešli dlhú cestu v pochopení štruktúry hmoty. Kým na začiatku dvadsiateho storočia boli za fundamentálne častice považované nukleóny a elektróny, nasledujúca séria objavov, počnúc objavom miónu v roku 1937 a následne objavom piónu a kaónu v roku 1947, riadne otriasla našou predstavou o zložení hmoty. Dodnes bolo objavených vyše 150 rôznych častíc. Pri hľadaní systému v tomto množstve bola zavedená klasifikácia častíc na: *leptóny*, ktoré interagujú iba elektromagneticky a slabo, *hadrony*, ktoré sú navyše objektom silnej interakcie a *bozóny*, častice prenášajúce interakcie. Skupina leptónov pozostáva iba z elektrónu, miónu a tau leptónu, im prislúchajúcich neutrín a ich antičastíc, čo je celkovo len dvanásť častíc oproti zmesi známych hadronov. Veľký počet hadronov a ich pôsobenie medzi sebou možno vysvetliť pomocou existencie ešte menších častíc, nazvaných kvarky.

Štandardný model

V sedemdesiatych rokoch minulého storočia bol zavedený Štandardný model, ktorý úspešne popisuje zloženie hmoty viditeľného vesmíru. Základnými stavebnými kameňmi hmoty sú v tomto modele kvarky a leptóny, medzi ktorými pôsobia štyri fundamentálne sily.

Interakcie, alebo sily sú sprostredkované pomocou výmeny bozónov, ktoré sú charakteristicky zviazané s nábojom danej interakcie. Veľkosť väzby a hmotnosť výmenných častíc určuje dosah jednotlivých síl a vlastnosti interakcie [13].

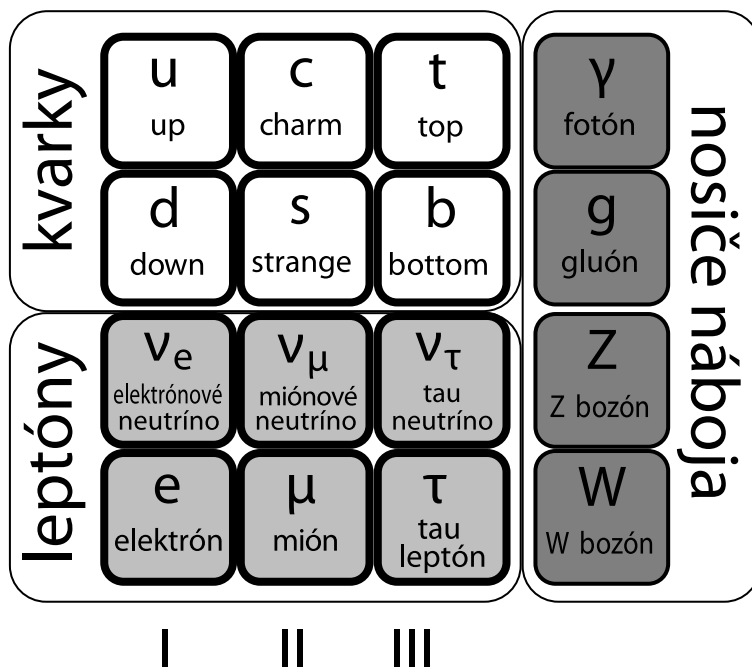
Prvým druhom je gravitačná interakcia. Je to sila univerzálna, čo znamená, že ju pociťujú všetky častice v závislosti od veľkosti svojej hmotnosti. V porovnaní s ostatnými silami je najslabšia. Napriek tomu zastáva významné miesto vo fyzike vďaka svojim vlastnostiam: je to sila s dlhým dosahom a vždy príťažlivá. Táto interakcia je popísaná pomocou všeobecnej teórie relativity.

Elektromagnetická sila pôsobí medzi všetkými elektricky nabitými časticami, ako sú elektróny a kvarky. Elektromagnetická interakcia je sprostredkovaná neutrálnymi nehmotnými časticami, fotónmi. Základné vzťahy, ktoré popisujú elektromagnetické javy, sú známe ako Maxwellove rovnice.

Ďalšou interakciou je slabá jadrová sila, zodpovedná za radioaktivitu. Pôsobí na všetky leptóny a kvarky, ale nemá dosah na častice s celočíselným spinom, ako sú napríklad fotóny. Slabá interakcia je veľmi podobná elektromagnetickej. V roku 1967 bolo dokázané, že obe sily sú rôznymi stavmi jednej elektroslabej interakcie. Toto zjednotenie sa nazýva teória GSW (Glashow-Salam-Weinberg). Predpovedala, že okrem fotónu existujú ešte tri častice so spinom 1, ktoré prenášajú slabú interakciu. V roku 1983 boli tieto predpovede potvrdené významným objavom Z^0 a W^\pm bozónov. Úspech tejto zjednotenej teórie v popise a predpovediach experimentálnych meraní veľmi silno podporil myšlienku, že všetky teórie fundamentálnych interakcií by mali mať rovnakú matematickú štruktúru.

Posledným typom je silná jadrová interakcia, ktorá drží pokope kvarky v protónoch a neutrónoch. Silné interakcie pôsobia iba na častice nesúce farebný náboj, ako sú napríklad kvarky. Táto sila je dominantná vnútri nukleónu a jej vlastnosti predurčujú charakteristiky jadrovej hmoty. Na druhej strane skúmanie jadrovej hmoty za rôznych podmienok nám môže odhaliť, akým spôsobom pôsobí táto interakcia.

Elementárne častice



Obrázok 1.1: Štandardný model častíc. Elementárne častice sú rozdelené do troch generácií (I, II, III), pričom každá z nich má po dva kvarky a dva leptóny. Sú tu znázornené aj bozóny - častice prenášajúce jednotlivé interakcie [13].

Hoci zjednotenie elektroslabej teórie s teóriou silnej interakcie je jedným z hlavných cieľov časticovej fyziky, zatiaľ takáto „Teória veľkého zjednotenia“ nebola objavená. Namiesto toho boli silné interakcie popísané odlišnou kvantovou teóriou poľa, nazvanou kvantová chromodynamika (QCD).

Silná interakcia je sprostredkovaná pomocou gluónov, ktoré sami nesú farebný náboj, a teda môžu interagovať aj medzi sebou. To je jeden z dôvodov, prečo je QCD oveľa komplikovanejšia ako teória elektroslabých síl. Po dlhom čase intenzívneho štúdia kvantová chromodynamika preukázala, že je veľmi komplexná ako v experimentálnych, tak aj teoretických aspektoch. Kvantová chromodynamika je v súčasnosti najslubnejším nástrojom na pochopenie pôsobenia silnej interakcie. Susediace oblasti ako astrofyzika a kozmológia budú ovplyvnené akýmkoľvek pokrokom v porozumení a potvrdení tejto teórie: otázky ohľadom vývoja ranného vesmíru, alebo zloženie neutrónových hviezd nemôžu byť zodpovedané bez detailného poznania stavovej rovnice hmoty, čo zároveň úzko súvisí s interakciami medzi základnými stavebnými prvkami hmoty. Základné zložky Štandardného modelu sú názorne usporiadané na *obrázku 1.1*.

Silná interakcia a jadrová hmota

Hoci sú kvarky elementárnymi časticami hmoty, neboli doposiaľ pozorované izolovane od iných kvarkov, ale iba ako viazané v hadrónoch. Akýkoľvek pokus o násilné oddelenie kvarkov z hadrónu bude viesť k vzniku nových hadrónov, ale neuvoľní kvark. Bežne sa používa termín, že kvark je uväznený v hadróne. Toto uväznenie kvarkov môže byť vysvetlené za predpokladu existencie veľmi silnej interakcie medzi kvarkami.

Na druhej strane, interakcie hadrónov pri vysokých energiách možno úspešne popísať pomocou partónového modelu, ktorý predpokladá, že vnútri hadrónu sa kvarky pohybujú voľne. V prípade veľkého prenosu hybnosti sú interakcie medzi kvarkami v hadróne relatívne malé, hovoríme o asymptotickej slobode kvarkov. Oba tieto javy teoreticky popisuje kvantová chromodynamika.

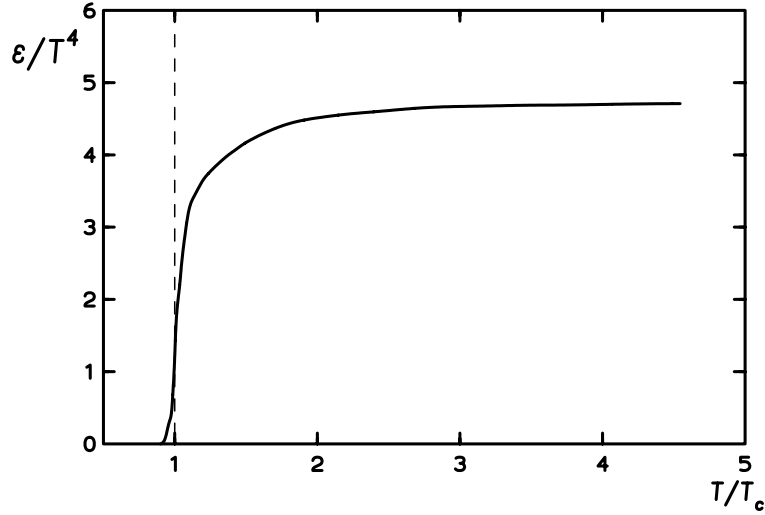
Za bežných podmienok existuje jadrová hmota vo forme protónov a neutrónov. Nukleóny majú polomer približne $0,87 fm$ a hmotnosť od 938 do $939 MeV$, čomu odpovedá stredná hustota $0,35 GeV/fm^3$. Typická jadrová hustota zistená v jadre je menšia ako hustota jednotlivého nukleónu a má hodnotu približne $0,15 GeV/fm^3$, čo naznačuje, že nukleóny v jadre sú oddelené a neprekrývajú sa [14].

Zároveň sa však predpokladá, že za istých podmienok sa môže hmota nachádzať aj pri oveľa vyšších hustotách. Vedci sa domnievajú, že je to napríklad v strede neutrónových hviezd alebo to bolo v prvých momentoch po Veľkom tresku. To ponúka otázku, akú formu má jadrová hmota v takýchto extrémnych podmienkach?

V prípade neutrónových hviezd je jadrová hmota stláčaná gravitáciou pri nízkych teplotách. Ako postupne narastá tlak, v istom bode je priestor využiteľný jedným nukleónom menší než sú jeho prirodzené rozmery a nukleóny sa začínajú prekrývať. V tejto fáze kvarky už nepatria jednotlivým hadrónom, ale sú voľné a interagujú s kvarkami a gluónmi, ktoré ich obklopujú.

Podobný efekt možno dosiahnuť zvyšovaním teploty jadrovej hmoty namiesto zväčšovania jej hustoty. Frekventované zrážky medzi nukleónmi pri veľmi vysokých teplotách napomáhajú ich rozbitiu a uvoľneniu kvarkov. Vedci sa domnievajú, že ranný vesmír prešiel takouto fázou, kedy vysoké teploty bránili sformovaniu hadrónov z „polievky“ kvarkov a gluónov.

Takýto stav jadrovej hmoty, kedy kvarky a gluóny nie sú ďalej viazané v hadrónoch, ale sa môžu voľne pohybovať v relatívne veľkom objeme (napríklad stred neutrónovej hviezd, alebo celý priestor vesmíru v čase niekoľkých milisekúnd po Veľkom tresku) sa nazýva kvarkovo-gluónová plazma (QGP).

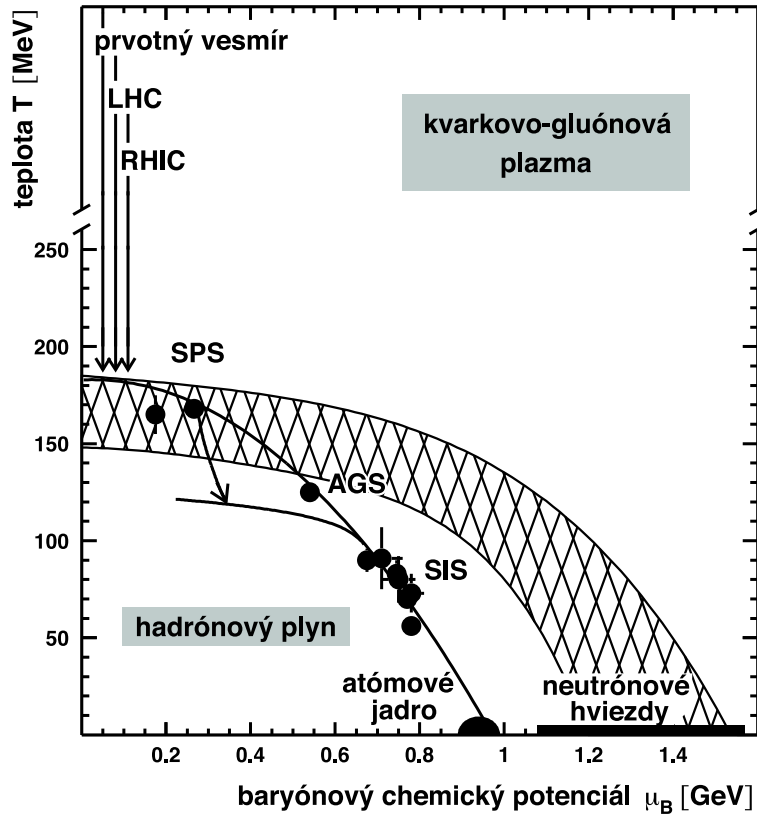


Obrázok 1.2: Závislosť hustoty energie ϵ od teploty systému T podľa výpočtov kvantovej chromodynamiky. Fázový prechod z hadrónovej hmoty na kvarkovo-gluónovú plazmu nastáva pri kriticknej teplote T_C [15].

Primárnym nástrojom pre teoretické pochopenie QGP je kvantová chromodynamika, pretože prepája základné interakcie medzi kvarkami a gluónmi s termodynamickými charakteristikami QGP, ako je hustota energie a teplota. Výpočty kvantovej chromodynamiky predpovedajú fázový prechod zo stavu hadrónovej hmoty do stavu kvarkovo-gluónovej plazmy. Tento prechod je sprevádzaný zvýšením počtu stupňov voľnosti v systéme, čo sa odrazí na hustote energie systému. *Obrázok 1.2* znázorňuje hustotu energie ϵ predelenú štvrtou mocninou teploty T ako funkcie teploty T podľa výpočtov kvantovej chromodynamiky. Prudký nárast hustoty energie ϵ okolo hodnoty $T \approx T_C$ odráža rozbitie nukleónu na jednotlivé zložky a odpovedajúci nárast stupňov voľnosti. T_C sa nazýva kritická teplota a určuje miesto, v ktorom nastáva fázový prechod z hadrónovej hmoty na kvarkovo-gluónovú plazmu.

Pohyb častíc môže ovplyvniť vlastnosti fázového prechodu. Frekventované zrážky v prostredí s veľmi vysokou teplotou spôsobia disociáciu hadrónov a znížia tak hustotu, ktorá sa vyžaduje pre tento fázový prechod.

Obrázok 1.3 znázorňuje toto chovanie sa jadrovej hmoty naznačením tvaru fázového prechodu ako funkcie teploty T a baryónového chemického potenciálu μ_B , ktorý je úzko spojený s hustotou systému. Predpokladá sa, že fázový prechod nastane, buď pri vysokých teplotách, alebo pri veľkých hodnotách baryónového chemického potenciálu.



Obrázok 1.3: Fázový diagram jadrovej hmoty znázorňuje oblasť hadrónového plynu a oblasť kvarkovo-gluónovej plazmy. Vyšrafovaná oblasť označuje hranicu fázového prechodu medzi týmito dvoma stavmi hmoty [16].

Dva vyššie spomínané príklady sú vyznačené v blízkosti jednotlivých osí diagramu: Neutrónové hviezdy existujú pri veľmi nízkych energiách, ale možno vo svojom strede obsahujú jadrovú hmotu v stave QGP. Na druhej strane, ranný vesmír mal oveľa menšiu hustotu, ale kvôli neustálemu pohybu kvarkov, nebolo možné vytvorenie hadrónov, až kým neklesla teplota vesmíru pod kritickú hodnotu.

Diagram tiež znázorňuje experimentálne výsledky, ktoré naznačujú, že tieto extrémne formy hmoty sú dosiahnuteľné aj v laboratórnych podmienkach.

Výpočty urobené v rámci kvantovej chromodynamiky predpovedajú fázový prechod z hadrónovej hmoty na kvarkovo-gluónovú plazmu pri teplote $T_C \approx 150 - 190 \text{ MeV}$, ak $\mu_B = 0$ [14].

1.2 Relativistická fyzika ťažkých iónov: minulosť, prítomnosť a budúcnosť

Kým kvarkovo-gluónová plazma pravdepodobne existovala v rannom vesmíre a možno existuje v strede neutrónových hviezd, nie je v týchto formách priamo prístupná experimentom. Najlepšou metódou, ako dosiahnuť vysoké hustoty energie v relatívne veľkom systéme v laboratórnych podmienkach, je zrážať ťažké jadrá s vysokými energiami. V takýchto zrážkach pri relativistických rýchlostiach nastáva stlačenie (kompresia) baryónovej hmoty v jadrách a uvoľnenie veľkého množstva energie v malom objeme za súčasne prebiehajúcich zrážok medzi mnohými nukleónmi. Hustota energie dosiahnutá v zrážkach ultrarelativistických ťažkých iónov je dostatočne vysoká, aby mohol nastať fázový prechod z bežnej jadrovej hmoty na kvarkovo-gluónovú plazmu.

Zväzky s nízkou energiou ($\sqrt{s_{NN}} \approx 0,1 \text{ GeV}$) vedú len k teplotám 10-20 MeV a slabému stlačeniu jadrovej hmoty. Pri experimentoch s ultrarelativistickými zväzkami, t.j. $\sqrt{s_{NN}} > 10 \text{ GeV}$, počiatočná hustota niekoľkokrát prevyšuje normálnu jadrovú hustotu a teplota je okolo 100 MeV [17].

Počas posledných dvoch desaťročí bolo vynaložené veľké úsilie, ako na poli experimentálnej, tak aj teoretickej fyziky, pri hľadaní signálov možného fázového prechodu hadrónovej hmoty do stavu kvarkovo-gluónovej plazmy pomocou interakcií ťažkých iónov. Rôzne signály QGP zahŕňajú zvýšenú produkciu podivnosti, anomálne potlačenie šarmu, zvýšenú produkciu dileptónov a objavenie sa priamych fotónov spolu s veľkou hodnotou eliptického toku. Doposiaľ uskutočnené experimenty s ťažkými iónmi boli zamerané na hľadanie jednej alebo viacerých spomínaných signálov.

Experimentálny program relativistických ťažkých iónov začal v roku 1986 uvedením do činnosti urýchľovacích zariadení AGS (Alternating Gradient Synchrotron) v Brookhavenskom národnom laboratóriu (BNL), USA a SPS (Super Proton Synchrotron) v Európskom centre pre jadrový výskum (CERN), Ženeva.

V CERN-e bolo približne 15 experimentov s ťažkými iónmi využívajúcich zväzky jadier kyslíka ^{16}O s hybnosťou od 60 do 200 GeV/c na nukleón, jadier síry ^{32}S s hybnosťou 200 GeV/c na nukleón a jadier olova ^{208}Pb s hybnosťou 158 GeV/c na nukleón [15].

Ako si možno všimnúť, za myšlienkou používania stále ťažších a ťažších jadier spolu so zvyšovaním energie zväzku bol hlavne zámer dosiahnuť vyššiu hustotu energie a teploty, aby sa vytvorili podmienky pre vznik kvarkovo-gluónovej plazmy. Nakoniec v Pb+Pb interakciách pri $\sqrt{s_{NN}} = 17,2 \text{ GeV}$, výsledky z veľkých experimentov v CERN-e (NA44, NA45, NA49, NA50,

NA52, NA57/WA97 a WA98) naznačovali možný fázový prechod, ktorý všetci hľadali. Experimenty NA44 a NA45 boli zamerané na hľadanie dvojčas-ticových korelácií, ktoré dávajú informáciu ohľadom zdroja firebalu. Navyše experiment NA45 skúmal aj produkciu dileptónov a bol objavený ich nad-bytok v oblasti hmotností medzi 250 a 700 MeV . Experimenty NA49, NA50 a WA97 pozorovali zvýšenú produkciu podivných častíc na SPS. V tom istom čase experiment WA98 referoval objav priamych fotónov a experiment NA50 ohlásil pozorovanie anomálneho potlačenia J/Ψ [18]. Na základe inter-pretácie získaných výsledkov bolo oficiálne oznámené pozorovanie kvarkovo-gluónovej plazmy v CERN-e na SPS, hoci k vysvetleniu niektorých signálov boli potrebné ešte údaje pri vyšších hustotách energie, kde sa očakávalo dlhšie trvanie fázy s voľnými kvarkami.

Na urýchľovači AGS v BNL využívalo zväzky iónov kremíka ^{28}Si s hybnosťou $14 GeV/c$ na nukleón a zlata ^{197}Au s hybnosťou $11,6 GeV/c$ na nukleón približne desať experimentov s pevným terčikom. Experimentálne údaje poukazovali na vznik hmoty s vysokou hustotou bez signálov o formovaní kvarkovo-gluónovej plazmy [19].

Urýchľovač protibežných zväzkov RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) v BNL, ktorý prišiel na scénu po období fungovania SPS, bol skonštruovaný pre čelné zrážky jadier $Au+Au$ pri $\sqrt{s_{NN}} = 200 GeV$ [20]. V tomto prípade je celková energia centrálnej interakcie v ťažiskovom systéme takmer $40 TeV$, čo je najväčšia energia dosiahnutá doteraz v jadrovo-jadrových interakciách. Hlavným motívom bolo dosiahnuť takú hustotu energie, pri ktorej by sa kvarkovo-gluónová plazma ľahko sformovala v centrálnej zrážke.

Na urýchľovači RHIC bežia štyri experimenty, ktoré možno rozdeliť do dvoch skupín: veľké experimenty (*STAR* a *PHENIX*) a malé experimenty (*PHOBOS* a *BRAHMS*). Prvé dva majú veľkoobjemové detektory s veľkou registračnou schopnosťou, kým ďalšie dva sú síce s ohraničenou schopnosťou registrácie častíc, avšak zastrešujú isté aspekty zrážok, pre ktoré neboli určené pre tie veľké experimenty. Všetky štyri spomenuté experimenty majú ako hlavný cieľ vytýčené štúdium formovania nového stavu hmoty, kvarkovo-gluónovej plazmy, pomocou merania rôznych veličín v jednotlivých experimentoch.

Od začiatku spustenia urýchľovača RHIC v roku 2000 až dodnes tieto experimenty zaznamenali a mali možnosť preskúmať zrážky $p + p$, $d + Au$, $Au + Au$ a $Cu + Cu$ pri rôznych energiách $\sqrt{s_{NN}}$ pohybujúcich sa od $19,6$ do $200 GeV$ na nukleónový pár. Na základe interpretácie údajov doteraz získaných všetkými štyrmi experimentmi na urýchľovači RHIC, možno tvrdiť, že v centrálnych $Au+Au$ zrážkach pri najvyššej energii zväzku bola dosiahnutá silne interagujúca hmota vytvorená pomocou extrémne vysokej hustoty energie [21].

V tomto čase je už v CERN-e vykonaný „upgrade“ urýchľovacieho systému s novým urýchľovačom protibežných zväzkov LHC (Large Hadron Collider), ktorý má ako primárny cieľ vytýčené hľadanie Higgsovho bozónu, ktorého existencia je veľmi podstatná vzhľadom na experimentálne potvrdenie Štandardného modelu. Na urýchľovači LHC bude možné skúmať $p+p$ interakcie s energiou v ťažiskovom systéme 14TeV . Navyše okrem protónov bude tento urýchľovač protibežných zväzkov využitý aj na urýchľovanie iónov olova na energiu $5,5\text{TeV}$ na nukleón s celkovou energiou okolo 1250TeV [22], čo je tridsaťkrát viac než je k dispozícii v súčasnosti na urýchľovači RHIC v BNL. S oveľa dlhším trvaním fázy s uvoľnenými kvarkami počas interakcie, bude možné zaregistrovať nielen tento stav, ale aj študovať väčšinu z jeho charakteristík. Pre urýchľovač LHC bolo schválených šesť hlavných experimentov: *ATLAS* (A Toroidal LHC ApparatuS), *CMS* (Compact Muon Spectrometer), *ALICE* (A Large Ion Collider Experiment), *LHCb* (Large Hadron Collider beauty), *TOTEM* (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement) a *LHCf* (Large Hadron Collider forward). Prvé údaje z experimentu s ťažkými iónmi využívajúceho detektor *ALICE* majú byť k dispozícii už v lete 2008.

Ďalším navrhovaným experimentom, zameraným na štúdium silne interagujúcej hmoty v stave s voľnými kvarkami, je experiment CBM (Compressed Baryonic Matter) na GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung), Darmstadt, Nemecko [23]. Tento experiment bude využívať ťažké ióny až po urán s energiou zväzku od 2 do 45 GeV na nukleón (pre $Z/A = 0,5$) a do 35 GeV na nukleón (pre $Z/A = 0,4$). Maximálna energia protónového zväzku bude 90 GeV. Použitím protónových zväzkov s energiami až do 90 GeV, môže experiment CBM vykonávať štúdium produkcie ťažkých kvarkov v $p+p$ a $p+A$ zrážkach. Mechanizmus produkcie ťažkých kvarkov v tomto energetickom rozsahu je citlivý na rozdelenia kvarkov a gluónov v nukleóne. Zatiaľ neexistujú údaje s menšou energiou protónového zväzku než 400 GeV, takže bude zaujímavé sledovať výsledky z tohto experimentu. Taktiež údaje ohľadom produkcie pôvabu, podivnosti a vektorových mezónov s nízkou hmotnosťou v $p+p$ a $p+A$ zrážkach sú nevyhnutné ako referencie pre výsledky získané z $A+A$ interakcií. Detektor CBM je veľmi prispôsobený na meranie ťažkých rezonancií a exotických častíc ako sú napríklad pentakvarky. V jadrovo-jadrových zrážkach sa experiment CBM zamerá na hľadanie: (i) prejavov modifikácií hadrónov v superhustej hmote ako signálov pre narušenie chirálnej symetrie, (ii) fázy s voľnými kvarkami pri vysokých baryónových hustotách a (iii) kritického bodu prechodu. Experiment CBM je zameraný na súhrnné štúdium základných veličín pomocou systematického skúmania parametrov ako energia zväzku, veľkosť jadier a centralita zrážky. Jeho spustenie sa plánuje v roku 2012.

1.3 Fluktuácie v emisii častíc

Interakcie hadrónov a jadier pri vysokých energiách sú zaujímavé hlavne kvôli výskytu javov spojených s veľkými hustotami energie získanými v takýchto jadrových zrážkach. Pri procese hadronizácie hrajú dôležitú úlohu lokálne fluktuácie, ktoré sa prejavujú v nespojitej štruktúre rozdelenia častíc produkovaných vo vysokoenergetických zrážkach. Jedným zo signálov predpovedaných pri kolektívnych javoch prebiehajúcich počas jadrovej interakcie, sú práve veľké fluktuácie v počte produkovaných častíc v lokálnej oblasti fázového priestoru. Pri možných fázových prechodoch, napríklad zo stavu kvarkovo-gluónovej plazmy naspäť na normálnu hadrónovú hmotu, sa predpokladá nárast takýchto fluktuácií. Avšak pri pozorovaných efektoch výrazne dominujú štatistické fluktuácie, a preto odchýlky od týchto štatistických fluktuácií môžu byť pozorované len po odstránení štatistického pozadia. Na základe rozsiahleho štúdia jadrových interakcií bolo navrhnutých niekoľko mechanizmov vzniku fluktuácií, ale ich pôvod zostáva stále neobjasnený.

Pozdĺžny pohyb častice sa často popisuje veličinou *rapidita*, ktorá je definovaná:

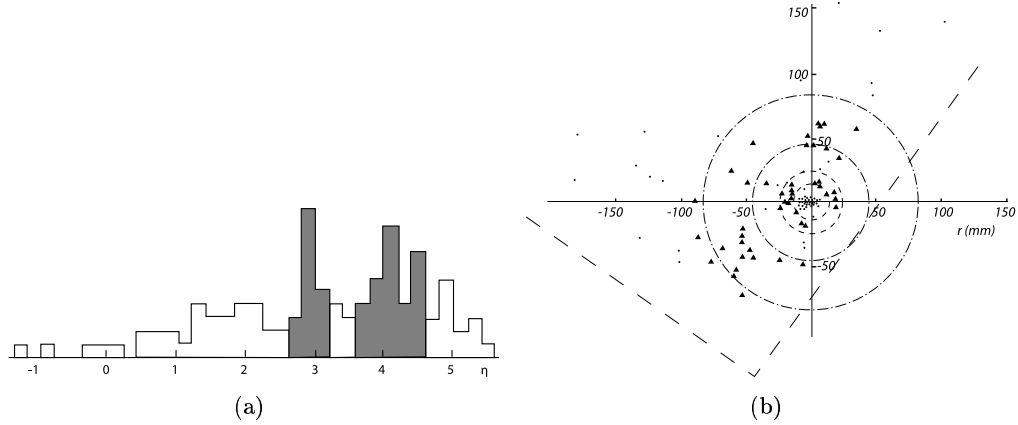
$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}, \quad (1.1)$$

kde E je energia častice, p_L je pozdĺžna hybnosť (projekcia hybnosti na os zrážky) [14]. Celý interval rapidity častíc v danom prípade interakcie je určený ako $\Delta y = y_{max} - y_{min}$, kde y_{max} zodpovedá častici s najväčšou hodnotou rapidity a y_{min} častici s najmenšou hodnotou rapidity. Pre určenie rapidity častice je potrebné zmerať dve veličiny, jej energiu a hybnosť. V mnohých experimentoch, najmä v experimentoch s ťažkými iónmi s veľkým počtom produkovaných častíc, je však možné merať len uhol registrovanej častice vzhľadom na os zväzku. V takom prípade sa zvyčajne používa veličina nazvaná *pseudorapidita*, charakterizujúca registrovanú časticu, ktorá je definovaná ako:

$$\eta = -\ln\left(\tan \frac{\theta}{2}\right), \quad (1.2)$$

kde θ je polárny uhol (uhol medzi momentom hybnosti častice a osou zväzku). Pre vysoké energie častíc sú veličiny rapidita y a pseudorapidita η blízke.

História štúdia fluktuácií vo fyzike vysokých energií začala pozorovaním niekoľkých prípadov s vysokou multiplicitou častíc v úzkom intervale pseudorapidity v experimentoch s kozmickými lúčmi [1], [24], [25]. Konkrétne sa analyzovala jadrová interakcia primárnej častice z kozmického žiarenia, v dôsledku ktorej vznikol supersystém s počtom kaskád $n = 107$ a energiou odnesenou fotónmi $\sum E_\gamma \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ [1]. Štúdium korelácií sekundárnych častíc bolo uskutočnené pomocou rozdelenia podľa pseudorapiditných intervalov:

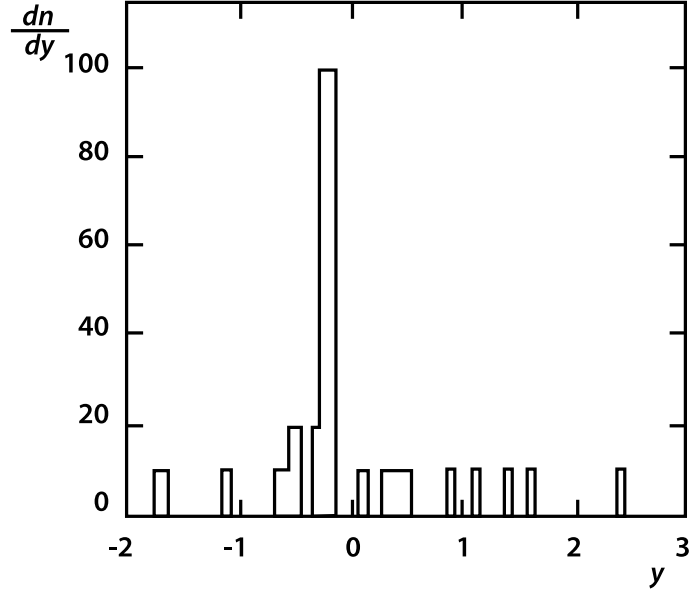


Obrázok 1.4: Prípád interakcie primárnej častice z kozmického žiarenia [1].

- a) Rozdelenie pseudorapidity η produkovaných častíc.
b) Terčový diagram, kde $r = f(\theta)$. Polomer r súvisí s geometrickým usporiadaním experimentu. \blacktriangle – častice, ktoré odpovedajú píku v pseudorapiditynom rozdelení, \bullet – ostatné častice interakcie.

$\Delta_k = \eta_{i+k} - \eta_i$, kde η_i je pseudorapidita i -tej sekundárnej častice. Pri prezeraní intervalov obsahujúcich veľký počet častíc bol objavený silný odklon od prípadu nezávislej produkcie častíc, pričom sa objavil pík na porovnateľne malých dĺžkach intervalov pseudorapidít (obrázok 1.4a). Bolo zistené, že tento pík zodpovedá dvom skupinám častíc, veľmi husto usporiadaných na pseudorapiditynej osi. Tieto skupiny sú v tzv. terčovom diagrame (dvojrozmerné rozdelenie častíc v azimutálnej rovine, kde polomer predstavuje pseudorapiditu) usporiadané v tvare koncentrických prstencov s pološírkami oveľa menšími, ako je pološírka pre izotrópne sa rozpadajúci klaster. Častice v prstencoch sú v tomto prípade rozdelené nerovnomerne (obrázok 1.4b).

Maximá v pseudorapiditynom rozdelení častíc pozorované v kozmickom žiarení iniciovali myšlienku, že koherentná produkcia častíc v jadrových interakciách môže byť popísaná pomocou analogického procesu ako je elektromagnetické Čerenkovovo žiarenie. Prístup, založený na modeli koherentnej emisie gluónov v rámci kvantovej chromodynamiky, navrhol I. M. DREMIN [6]. V tomto modeli sa predpokladá, že hadrón prechádzajúci cez jadrovú hmotu, jadro alebo hadrón, môže emitovať koherentné hadrónové žiarenie. Podmienkou je, aby reálna časť indexu lomu žiarenia v danom prostredí bola väčšia ako jedna. Potom interakciu zrážajúcich sa hadrónov možno považovať za prechod kvarkov nesúcich farebný náboj cez prostredie zložené z kvarkov a gluónov. Ak je splnená podmienka pre vyžarovanie v tomto prostredí, tak kvarky budú emitovať gluóny, ktoré sa v procese hadronizácie ďalej premenia na experimentálne pozorovateľné častice. Všetky gluóny

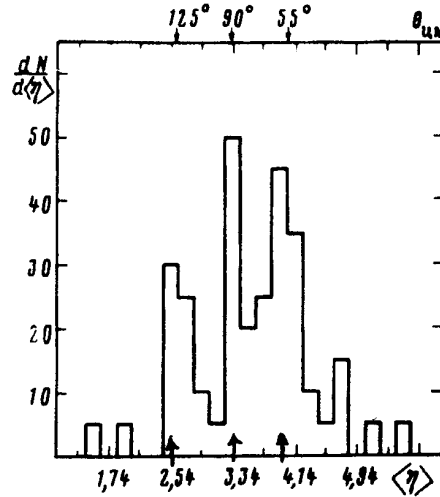


Obrázok 1.5: Prípád kolaborácie NA22 [27].

budú sústredené vnútri prstenca, ak budeme registrovať produkty rozpadu v rovine kolmej na smer pohybu primárnej častice. Najjednoduchšie to možno pozorovať v experimente podľa prítomnosti píku v pseudorapiditnom rozdelení.

Neskôr I. M. DREMIN zaviedol do svojho modelu ohraničenosť pôsobenia jadrových síl [7], [8]. Uvažuje nasledovne: „Hadróny a jadrá predstavujú terčiky s rozmerom rádu $l \approx \frac{A^{1/3}}{m_\pi}$, kde m_π je hmotnosť piónu a A je nukleónové číslo jadra. V ich vnútri sa nachádzajú kvarky a gluóny, ktorých vlastnosti (spin, charakter interakcie) sú v mnohom analogické elektrónom a fotónom. Preto úlohu o zrážke dvoch hadrónov možno previesť na úlohu o prechode kvarku cez hadrónové prostredie dĺžky l .“ Na základe analógie o rozptyle elektrónu, v tejto práci I. M. DREMIN teoreticky odvodil uhol emisie gluónu kvarkom na intervale dráhy l ako $\theta \sim \sqrt{\frac{2\pi}{El}}$, kde E je primárna energia.

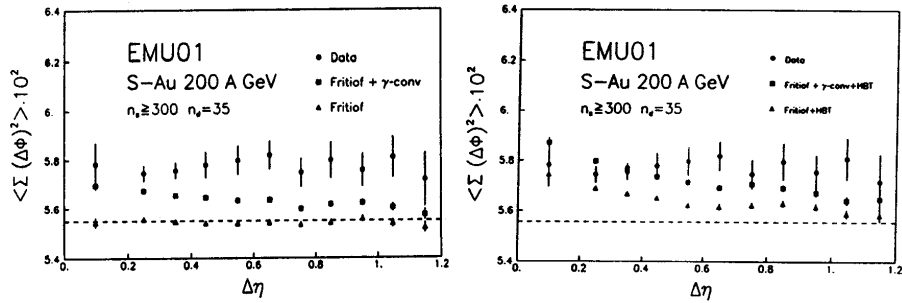
Individuálne prípady s výraznou prstencovou štruktúrou boli tiež objavené v experimentoch s urýchľovačmi [26], [27]. Obzvlášť pôsobivý je prípad kolaborácie NA22 [27] s píkom v rapiditnom rozdelení $dn/dy \approx 100$ v úzkom intervale $\delta y = 0,1$, ktorý 60 krát prevyšuje priemernú hustotu častíc (obrázok 1.5). Pri jednom evente však nemožno povedať, či odráža nejaký dynamický mechanizmus, alebo je to čiste štatistická fluktuácia, aj keď pravdepodobnosť výskytu takejto fluktuácie je extrémne malá.



Obrázok 1.6: Rozdelenie polôh hustých skupín častíc na pseudorapiditnej osi v protón-nukleónových interakciách vo fotoemulzii pri energii 400 GeV [2].

Experimentálne údaje s veľkou multiplicitou častíc, a teda vyššou štatistikou, pri energiách rádovo sto GeV boli k dispozícii až v osemdesiatych rokoch minulého storočia. Bolo by naivné očakávať, že spomínané píky v pseudorapiditnom rozdelení sekundárnych častíc budú objavené priamo, pretože pozadie z bežných procesov je veľké. Boli preto navrhnuté kritéria, ktoré by odlíšili prípady s hustými skupinami častíc v pseudorapiditnom rozdelení od ostatných skupín. Skúmanie prípadov s vysokými hustotami častíc sa previedlo v experimentoch s pevným terčikom v pp interakciách pri 205 a 360 GeV [28] a neskôr aj v πp a $K p$ interakciách [29].

Výsledky systematického hľadania prípadov s vysokými hustotami častíc v protón-nukleónových interakciách pri energii 400 GeV v jadrovej fotoemulzii boli predstavené v práci [2]. Na analýzu sa použilo 284 prípadov zrážok s počtom sekundárnych nabitých častíc od 12 do 18. Boli použité rôzne kritéria na oddelenie prípadov s prstencovými štruktúrami. Podľa jedného kritéria sa za prstencové prípady považovali tie, v ktorých skupiny pozostávali zo šiestich a viac častíc, stredná vzdialenosť na pseudorapiditnej osi medzi časticami skupiny bola menšia ako 0,15 a vzdialenosť medzi susednými časticami neprevyšovala zdvojnásobenú strednú vzdialenosť ($< 0,3$). Pre každý vyhovujúci prípad bola určená poloha stredu skupiny častíc na pseudorapiditnej osi. V rozdelení polohy stredu skupín sa objavili tri maximá pri hodnotách pseudorapidity 2,70; 3,34 a 4,00 (obrázok 1.6). Aj pre ďalšie kritéria bola pozorovaná táto štruktúra s tromi maximami, čo naznačuje tendenciu častíc zgrupovať sa v blízkosti uhlov 55° , 90° a 125° v CMS.

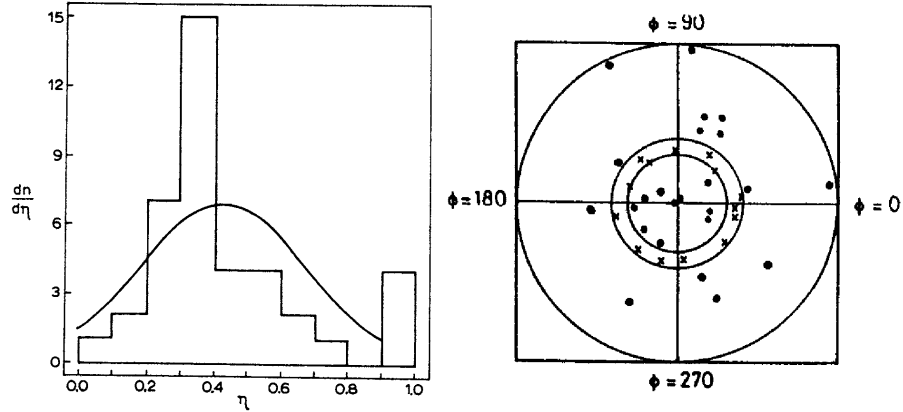


Obrázok 1.7: Závislosť S_2 parametra od veľkosti skupiny $\Delta\eta$ pre centrálne S+Au interakcie pri 200 GeV na nukleón [3]. Čiarkovaná línia predstavuje hodnoty pre prípad čisto náhodnej produkcie častíc.

Namiesto rozdelenia stredov hustých skupín častíc na pseudorapiditnej osi možno analyzovať azimutálne štruktúry znázornené ako rozdiel druhých mocnín azimutálnych uhlov $\Delta\phi$ dvoch susediacich častíc v skúmanej skupine. Táto metóda bola zavedená v práci [12]. Vhodné je zvoliť fixný počet častíc v jednotlivom prípade a zaznamenať rozdiel rapidít medzi dvoma susednými časticami. Ak je tento rozdiel menší ako nejaká kritická hodnota, možno túto skupinu považovať za hustú a možno študovať jej vlastnosti. Zároveň bol navrhnutý spôsob na parametrizáciu takýchto azimutálnych štruktúr pomocou dvoch parametrov S_1 a S_2 , ktoré sú definované v kapitole 1.2.

Touto metódou boli analyzované stredné hodnoty parametrov S_1 a S_2 ako funkcie veľkosti skupiny častíc $\Delta\eta$ v centrálnych zrážkach jadier kyslíka a síry pri energii 200 GeV na nukleón zaznamenaných v emulznej komore, kde boli terčikom jadrá striebra a zlata a jadrá fotoemulzie [3]. Pre centrálne S+Au interakcie bolo kritérium, aby počet relativistických nabitých častíc v evente bol minimálne 300. Počet častíc v skúmanej skupine bol zvolený na 35. Pre všetky kombinácie primárnej častice a terčika bol zistený dobrý súhlas medzi výpočtami podľa modelu FRITIOF a čisto náhodnou produkciou častíc. V experimentálnych dátach bola pozorovaná slabá závislosť na veľkosti skupiny $\Delta\eta$. Po zavedení HBT (Hunbury-Brown Twiss) efektu a γ -konverzie do modelových výpočtov sa dosiahol veľmi dobrý súhlas experimentálnych dát s modelom FRITIOF (obrázok 1.7), na základe čoho autori vyvodili záver, že „charakteristiky dát môžu byť chápané ako superpozícia stochastických fluktuácií, γ -konverzie a interferencie medzi časticami.“

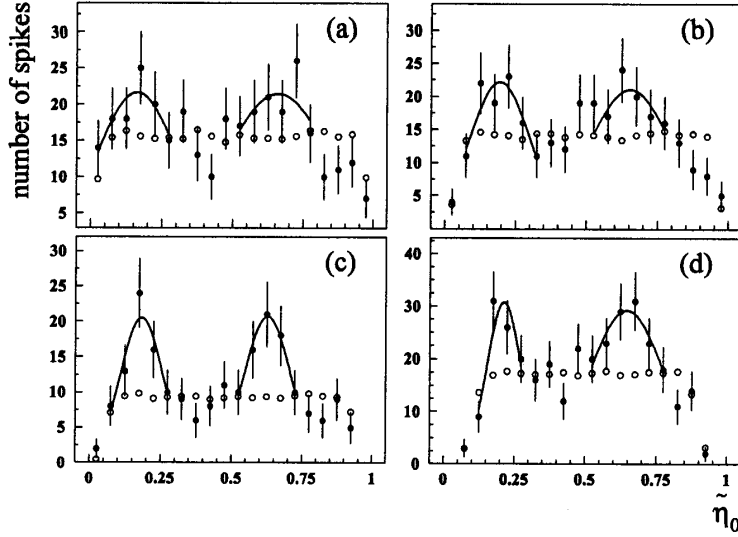
Neštatistické prstencové štruktúry boli metódou s pevne zvoleným počtom častíc skúmané aj v zrážkach jadier zlata s fotoemulziou pri 11,6 GeV/c na nukleón [30]. Boli popísané rozdelenia jednotlivých parametrov charakterizujúcich husté skupiny častíc ako S_2 parameter, šírka skupiny $\Delta\eta$, jej poloha na pseudorapiditnej osi η_m .



Obrázok 1.8: a) Rozdelenie normovanej pseudorapiditý pre jeden prípad zrážky Ne+Ag(Br) s hybnosťou 4,1 GeV/c na nukleón. Histogram – experimentálne dáta, krivka – Monte Carlo modelové dáta, b) Terčový diagram tohto prípadu. Polomer kruhu predstavuje pseudorapiditu. x – častice v píku, • – častice mimo píku [4].

V centrálnych interakciách jadier neónu ^{22}Ne (4,1 GeV/c na nukleón) a kremíka ^{28}Si (4,5 GeV/c na nukleón) s fotoemulziou boli pozorované ďalšie prípady s prstencovou štruktúrou [4]. Pre analýzu boli vyberané tie prípady zrážky, kde nebol zaregistrovaný žiaden fragment primárneho jadra a počet terčových fragmentov bol väčší ako sedem. Päť prípadov, tri z neónových a dva z kremíkových dát, poukazovali na ring-like efekt. Na selekciu nezvyčajných prípadov použili autori Monte Carlo (MC) procedúru, kde pre každý experimentálny prípad boli vyrobené MC prípady s rovnakou multiplicitou a pseudorapiditou. Po porovnaní experimentálnych dát s MC výpočtami sa v rozdelení podľa pseudorapiditý objavili štatisticky výrazné úzke píky (obrázok 1.8a). Potom boli vykreslené terčové diagramy pre tieto zaujímavé prípady (obrázok 1.8b) a bol určený uhol emisie častíc tvoriacich prsteneček v laboratórnej sústave $\theta_{lab} = 35^\circ - 60^\circ$.

Iná metóda na hľadanie hustých skupín častíc produkovaných jadrovými zrážkami je použitá v prácach [5, 31]. Pre každý prípad zrážky bol fixne zvolený pseudorapiditný interval, ktorý sa plynule posúval pozdĺž celej pseudorapiditnej osi. Každá skupina bola definovaná počtom častíc v skupine a polohou centra tejto skupiny na pseudorapiditnej osi. V týchto prácach boli skúmané interakcie jadier C+Cu pri 4,5 GeV/c na nukleón a Mg+Mg pri 4,3 GeV/c na nukleón. V experimentálnom rozdelení polohy centra skupiny na pseudorapiditnej osi sa objavila dvojpíková štruktúra, ktorá nezávisela od počtu častíc v skupine, ani od šírky pseudorapiditného intervalu. A navyše

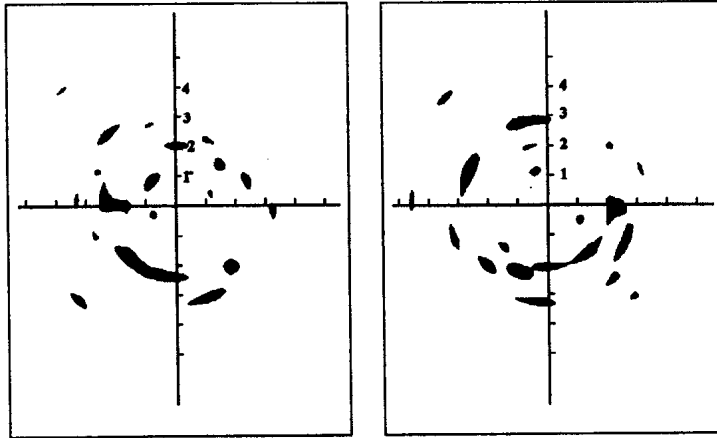


Obrázok 1.9: Experimentálne (\bullet) a generované (\circ) rozdelenia normovanej strednej pseudorapidity v Mg+Mg interakciách pre rôzne $\Delta\eta$ binovanie a multiplicitu: (a) $\Delta\eta = 0,05$ $\Delta n = 4$, (b) $\Delta\eta = 0,1$ $\Delta n = 5$, (c) $\Delta\eta = 0,15$ $\Delta n = 6$, (d) $\Delta\eta = 0,25$ $\Delta n = 7$. Krivky predstavujú fit Gaussom [31].

poloha píkov a vzdialenosť medzi nimi sa nemenili pri zmene parametrov skupiny. V modelových MC prípadoch sa táto dvojpiková štruktúra neobjavila (obrázok 1.9). Autori z toho vyvodili záver, že „to poukazuje na dynamický efekt pri vzniku hustých skupín častíc v súhlase s modelom koherentného gluónového žiarenia“, ktorý bol navrhnutý v práci [6].

Úplne nový prístup na rozlišovanie obrazcov v jednotlivých prípadoch s vysokou multiplicitou využívajúci wavelety bol aplikovaný pri štúdiu centrálnych zrážok Pb+Pb pri energii 158 GeV na nukleón [32]. Dvojrozmernou waveletovou metódou boli analyzované pseudorapiditné rozdelenia a terčové diagramy. V pseudorapiditnom rozdelení experimentálnych dát sa objavili píky, ktoré silne prevyšujú očakávané štatistické fluktuácie (obrázok 1.10). Autori vyvodili záver, že „táto nehomogenita v pseudorapidite môže pochádzať, buď z veľmi silných jetov, t.j. veľkej skupiny častíc s blízkymi polárnymi aj azimutálnymi uhlami, alebo môže byť spôsobená prstencovými štruktúrami, t.j. ak niekoľko jetov s malým počtom častíc má podobné polárne, ale rôzne azimutálne uhly“.

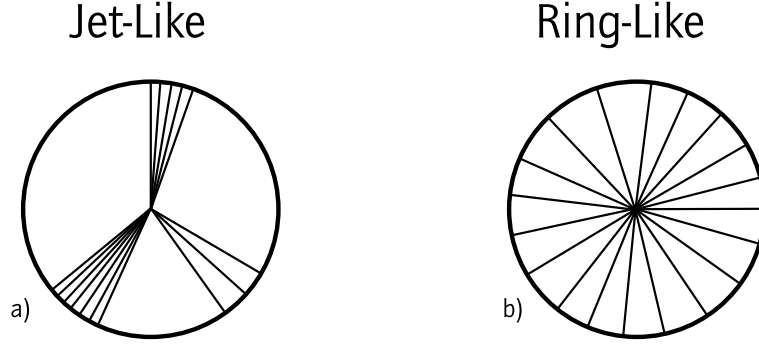
Waveletová metóda je veľmi nápomocná pri hľadaní kolektívnych efektov. V prácach [33] a [34], zameraných na štúdium uhlových spektier sekundárnych častíc v interakciách jadier olova ^{208}Pb s hybnosťou 158 GeV/c



Obrázok 1.10: Terčový diagram (dvojmerné rozdelenie častíc v azimutálnej rovine, kde polomer predstavuje pseudorapiditu) dvoch prípadov z Pb+Pb interakcií pri 158 GeV na nukleón. Tmavé oblasti odpovedajú veľkým hustotám častíc [32].

na nukleón a jadier zlata ^{197}Au s hybnosťou 11,6 GeV/c na nukleón vo fotoemulzii, je prístupnou formou a dostatočne zrozumiteľne podaná základná myšlienka waveletovej metódy. Rozdelenia jednotlivých parametrov tejto metódy (pseudorapidita a škála) súhlasia s výsledkami predkladanej dizertačnej práce. Rozdiel je v dvojparametrických rozdeleniach, na základe ktorých autori vyvodili záver, že v skúmaných interakciách relativistických jadier s fotoemuziou nie sú prítomné tzv. prstencové štruktúry.

V najnovšom prehľadnom článku [9] I. M. DREMIN rozvíja myšlienku koherentnej produkcie častíc na základe analógie elektromagnetických síl so silnými interakciami. Oba popisované efekty, známe z klasickej fyziky, Čerenkovove fotóny a Machove rázové vlny, majú podobný pôvod – vlnové vyžarovanie spôsobené telesom pohybujúcim sa v prostredí rýchlosťou prevyšujúcou fázovú rýchlosť a sú dôsledkom elektromagnetických síl pôsobiacich v tomto prostredí. Autor ponúka teoretické argumenty pre vznik týchto efektov v jadrovej hmote, kde pôsobia silné interakcie. Podľa neho možno očakávať objavenie sa dvoch typov Čerenkovových gluónov – vysokoenergetických Čerenkovových gluónov s malými uhlami emisie v laboratórnej sústave a nízkoenergetických Čerenkovových gluónov v rezonančnej oblasti s veľkými uhlami emisie, a taktiež Machových rázových vln. Zároveň sa tu komentujú zaujímavé, doteraz publikované, experimentálne výsledky a ponúkajú sa návrhy, akým spôsobom možno jednotlivé efekty v experimente objaviť.



Obrázok 1.11: Príklad dvoch tried azimutálnych štruktúr a) jet-like, b) ring-like.

1.4 Metódy fyzikálnej analýzy

Keď sa jednotlivé prípady zrážok zobrazia vizuálne, ľudské oči majú tendenciu všimnúť si všetky druhy zložitých vzorov. Napríklad, keď boli študované rozdelenia azimutálnych uhlov častíc pochádzajúcich z relativistických zrážok ťažkých iónov, produkovaných v úzkom intervale pseudorapidít, vizuálna metóda spontánne navrhla delenie do dvoch skupín: na rozdelenia s jet-like štruktúrou a na rozdelenia s prstencovou (ring-like) štruktúrou. Trieda jet-like pozostáva z prípadov, keď niekoľko častíc akoby formovalo zhľuky v azimutálnej rovine, ktoré sú oddelené pomerne veľkými prázdnyimi oblasťami, tak ako je znázornené na *obrázku 1.11a*. Trieda ring-like pozostáva z prípadov, keď sú častice rozdelené takmer rovnomerne ako špice v kolese (*obrázok 1.11b*).

Existuje niekoľko rôznych spôsobov na výber úzkej, hustej skupiny častíc. Jedna z metód [5, 31] je použitie pevne stanovenej škály veľkosti $\Delta\eta_c$ a jej posúvanie je plynulé pozdĺž pseudorapiditnej osi, kde pseudorapidita $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$. Každá skupina bude potom charakterizovaná multiplicitou N_c a hustotou $\rho = \frac{N_c}{\Delta\eta_c}$. Všetky skupiny, pre ktoré $\rho > \rho_{krit}$, možno potom zaznamenať a použiť v ďalšej analýze. Táto metóda má jednu nevýhodu, a to tú, že vzorka bude obsahovať niekoľko odlišných násobností N_c , čo môže zbytočne skomplikovať analýzu azimutálnych štruktúr. Navyše vyradené skupiny s $\rho < \rho_{krit}$ môžu mať ešte iné multiplicity, čím sa bráni možnému priamemu porovnaniu medzi hustými a redšími skupinami.

Ďalšia metóda [12] má pevne stanovenú násobnosť N_d . Každá nasledujúca N_d -tica častíc pozdĺž pseudorapiditnej osi jednotlivého prípadu zrážky sa môže považovať za skupinu charakterizovanú veľkosťou:

$$\Delta\eta = \eta_{max} - \eta_{min}, \quad (1.3)$$

kde η_{min} a η_{max} sú hodnoty pseudorapidít prvej a poslednej častice v skupine, hustotou:

$$\rho = \frac{N_d}{\Delta\eta} \quad (1.4)$$

a strednou pseudorapiditou (udáva polohou skupiny na pseudorapiditnej osi):

$$\eta_m = \frac{\sum \eta_i}{N_d}. \quad (1.5)$$

Táto metóda má výhodu v tom, že všetky skupiny majú podľa definície rovnakú multiplicitu N_d a môžu byť ľahko porovnávané. Pri tejto metóde sa dá tiež jednoducho porovnať experimentálna vzorka so vzorkou získanou pri čisto náhodných procesoch ako aj so vzorkou získanou z modelu založeného na Monte-Carlo výpočtoch.

Ďalej je potrebné parametrizovať azimutálne štruktúry vhodným spôsobom tak, že veľké hodnoty parametra budú predstavovať jeden typ štruktúr a malé hodnoty ten druhý. V práci [3] boli navrhnuté ako parametre dve sumy:

$$S_1 = - \sum \ln(\Delta\phi_i) \quad (1.6)$$

a

$$S_2 = \sum (\Delta\phi_i)^2, \quad (1.7)$$

kde $\Delta\phi$ je rozdiel azimutálnych uhlov medzi dvoma susednými časticami v skupine. Kvôli jednoduchosť sa $\Delta\phi$ počíta v jednotkách priestorového uhla a teda $\sum (\Delta\phi_i) \equiv 1$.

Oba parametre sú veľké ($S_1 \rightarrow \infty$, $S_2 \rightarrow 1$) pre jet-like štruktúry a malé ($S_1 \rightarrow N_d \ln N_d$, $S_2 \rightarrow 1/N_d$) pre prstencové štruktúry. Očakávané hodnoty pre oba parametre v prípade čisto náhodného priebehu s nezávislými časticami možno analyticky vyjadriť v tvare:

$$\langle S_1 \rangle = N_d \sum_{k=1}^{N_d-1} \frac{1}{k} \quad (1.8)$$

a

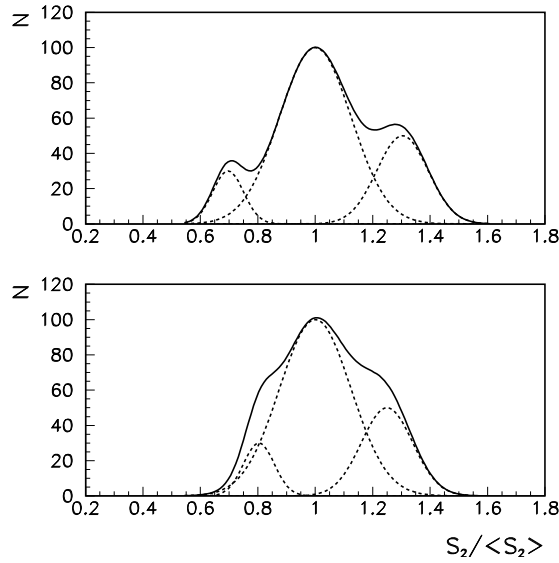
$$\langle S_2 \rangle = \frac{2}{N_d + 1}, \quad (1.9)$$

kde N_d je predvolený počet častíc v skupine. Oba tieto výrazy možno odvodiť z rozdelenia vzdialeností medzi azimutálnymi uhlami dvoch susedných častíc podľa [3]:

$$f(\Delta\phi)d(\Delta\phi) = (N_d - 1)(1 - \Delta\phi)^{(N_d-2)} d(\Delta\phi). \quad (1.10)$$

Aj keď parametre S_1 a S_2 majú podobné vlastnosti, parameter S_1 je hlavne citlivý na najmenšie hodnoty $\Delta\phi$, kým hlavný príspevok k parametru S_2 pochádza z najväčších vzdialeností medzi susednými časticami v skupine.

Treba poznamenať, že na to, aby sme dostali veľkú hodnotu S_1 postačuje aj jediná extrémne malá medzera. Parameter S_1 je teda veľmi citlivý na akúkoľvek párovú produkciu častí, t.j. elektrón-pozitrónové páry z γ -konverzie. Hoci oba parametre sú komplementárne – dopĺňajú sa navzájom, v tejto práci boli na hľadanie neštatistických efektov použité rozdelenia parametra S_2 .



Obrázok 1.12: Príklad sumárneho $S_2/\langle S_2 \rangle$ rozdelenia od troch efektov: ring-like efekt + náhodná produkcia častíc + jet-like efekt.

Vychádzajúc z vlastností parametra S_2 možno logicky predpokladať, že experimentálne rozdelenie podľa S_2 pozostáva z troch častí:

- *Štatistická časť,*
- S_2 – *spektrum odpovedajúce prstencovým štruktúram,* ktoré sa v súhlase s vlastnosťami parametra S_2 nachádza v oblasti $S_2 < \langle S_2 \rangle$,
- S_2 – *spektrum odpovedajúce jetovým štruktúram,* ktoré je v oblasti $S_2 > \langle S_2 \rangle$.

Čo možno očakávať po vynesení experimentálneho S_2 rozdelenia? Kvôli jednoduchosti použijeme ďalej na vysvetlenie normovaný parameter $S_2/\langle S_2 \rangle$. Schématicky je to znázornené na *obrázku 1.12*, pričom sa pre jednoduchosť použilo Gaussovo rozdelenie. V prípade čisto náhodnej produkcie častíc bude mať rozdelenie pík okolo hodnoty 1. Prítomnosť jet-like štruktúr v interakcii spôsobí objavenie sa dodatočných pík od tohto efektu, ale posunutých doľava vzhľadom na štatistické pozadie. Analogicky, prítomnosť prstencových

(ring-like) štruktúr vyústi do objavenia sa dodatočných píkov na ľavej strane. Potom výsledné $S_2/\langle S_2 \rangle$ rozdelenie bude sumárnym rozdelením z týchto troch efektov a jeho tvar bude závisieť od veľkosti a polohy dodatočných píkov. Ak sa z experimentálneho $S_2/\langle S_2 \rangle$ spektra oddelí štatistické pozadie, tak zostane rozdelenie pozostávajúce z dvoch dobre odlišiteľných častí: od vkladu prstencových štruktúr v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$ a od vkladu jetových štruktúr v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$.

Cieľom tejto kapitoly bolo priblížiť súčasný stav problematiky v oblasti štúdia koherentnej produkcie častíc prejavujúcej sa vznikom prstencových štruktúr a popísať základné metódy používané pri analýze prstencových štruktúr v interakciách relativistických jadier. V práci bude na analýzu ďalej využitá metóda s pevne stanovenou násobnosťou častíc v skupine N_d a parameter S_2 .

Kapitola 2

Experiment

Táto práca sa zaoberá centrálnymi interakciami relativistických jadier vo fotoemulzii. Preto bude najprv popísaný jadrový emulzný detektor a procesy prebiehajúce v ňom počas zrážky jadier.

Hlavným princípom jadrovej fotoemulzie je zaznamenanie dráh ionizujúcich častíc produkovaných v jadrových interakciách pri prechode cez fotoemulziu. Po vyvolaní emulzie môžu byť dráhy prechádzajúcich častíc zrekonštruované s veľmi veľkou presnosťou. V jadrových emulziách sa využívajú rovnaké chemické reakcie ako v bežných fotografických materiáloch. Skutočnosť, že fotografické filmy sú okrem normálneho svetla citlivé aj na ionizujúce žiarenie, je známa dávno. História používania fotografických emulzií na štúdium jadrových častíc sa začala v roku 1896, kedy H. BECQUEREL pozoroval sčernanie fotografickej platne v prítomnosti materiálu obsahujúceho uránové zlúčeniny, a to bez ožiarenia svetlom. Citlivými zložkami emulzie sú zrná bromidu strieborného (AgBr), ktoré sú rozptýlené v želatine. Jadrová emulzia obsahuje väčší podiel AgBr (okolo 80 % váhy) než bežný fotografický materiál. Kým štandardný fotografický film má hrúbku niekoľkých μm , hrúbka jadrovej emulzie je niekoľko sto μm . Väčšie množstvo AgBr zvyšuje citlivosť emulzie, čím je možné zaregistrovať aj slabo ionizujúce častice. Chemické zloženie štandardnej jadrovej emulzie NIKFI BR-2 je zhrnuté v *tabuľke 2.1*.

Tabuľka 2.1: Zloženie jadrovej emulzie typu NIKFI BR-2 [35, 36].

| <i>Prvok</i> | <i>A</i> | <i>Počet jadier v cm³</i> |
|--------------|----------|--------------------------------------|
| H | 1 | $3,150 \times 10^{22}$ |
| C | 12 | $1,410 \times 10^{22}$ |
| N | 14 | $0,395 \times 10^{22}$ |
| O | 16 | $0,956 \times 10^{22}$ |
| Br | 80 | $1,031 \times 10^{22}$ |
| Ag | 108 | $1,036 \times 10^{22}$ |

2.1 Jadrový emulzný detektor

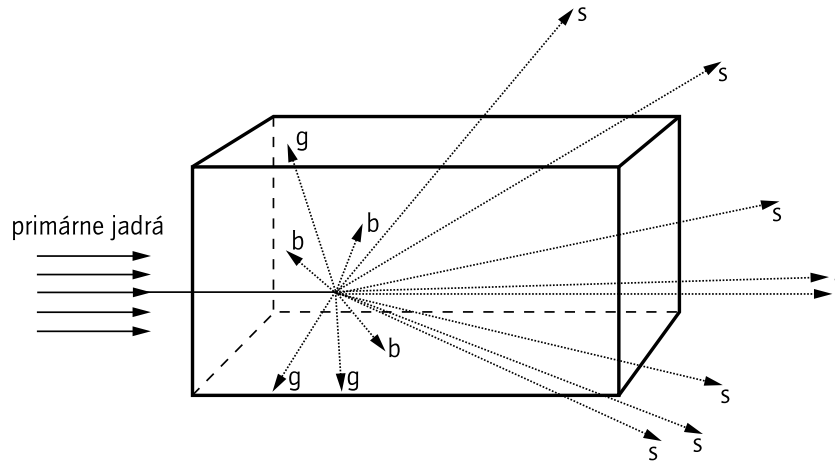
Spôsob detekcie častíc pomocou emulzného detektora patrí dnes už ku klasickým metódam detekcie častíc. Samozrejme, v oblasti fyziky vysokých energií, keď vývoj postúpil smerom k ťažším jadrom a výrazne vyšším energiám primárnych jadier, nemôže táto metóda konkurovať moderným elektronickým systémom. Jadrová emulzia má však niekoľko užitočných vlastností, ktoré v mnohých ohľadoch z nej robia vynikajúci detektor pre nabitú časticu produkovanú v jadrovo-jadrových zrážkach. Sú tu ale aj niektoré nedostatky, ktoré ohraničujú jej použitie. Niektoré z najdôležitejších predností a nevýhod jadrových emulzných detektorov sú zhrnuté nižšie.

- Medzi výhody patrí:
 - vysoká detekčná účinnosť, blízka 100 %,
 - dobré priestorové rozlíšenie ($\approx 1 \mu\text{m}$),
 - úplné 4π uhlové pokrytie,
 - prenosnosť (je možné používať rovnaké detektory v rôznych urýchľovacích zariadeniach),
 - možnosť identifikácie náboja častíc na základe ionizácie,
- Nevýhody:
 - Je ťažké získať veľkú vzorku prípadov kvôli časovo náročným meraniam.
 - Nie je vždy možné určiť atómové číslo terčového jadra v zrážke.
 - Ohraničená informácia. Ťažko sa identifikujú častice a určuje ich energia a hybnosť, najmä v ultra-relativistických interakciách.

Kolaborácia EMU01 používala jadrovú emulziu na registráciu a meranie uhlov emisie nabitých častíc produkovaných v jadrovo-jadrových zrážkach. Boli vyvinuté dve techniky ožarovania emulzií, a to ožiarenie emulzných blokov a ožiarenie emulzných komôr.

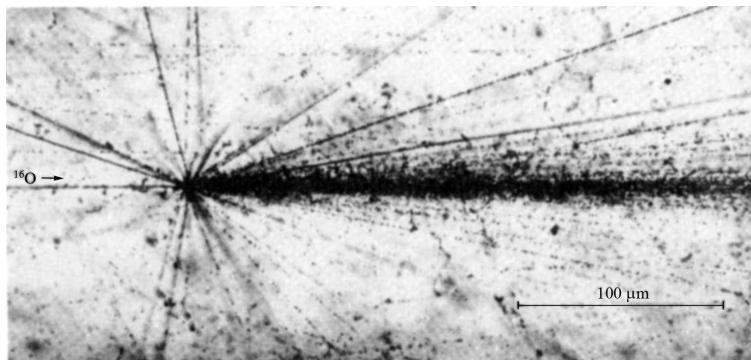
Emulzné bloky

Bloky emulzných platní sa ožarujú zväzkom paralelným k emulznej rovine, teda horizontálne. Bežne sa používajú dva typy blokov rozdielnej veľkosti, s rozmerom $20 \times 10 \text{ cm}^2$ alebo $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Emulzný blok pozostáva z niekoľkých vrstiev emulzie, ktoré majú bežne hrúbku $400\text{--}600 \mu\text{m}$ a sú umiestnené jedna na druhej. V experimente je zväzok privádzaný priamo do bloku a interakcia sa uskutočňuje v emulzii, ktorá takto slúži zároveň ako terčik aj ako detektor (*obrázok 2.1*). Pri vyvolávaní sa v emulzii vytvárajú stopy nabitých častíc v tvare čiernych zŕn kovového striebra s priemerom $0,2\text{--}0,5 \mu\text{m}$. Tieto stopy sú dobre viditeľné, ak ich pozorujeme mikroskopom s $500\text{--}1\,000$



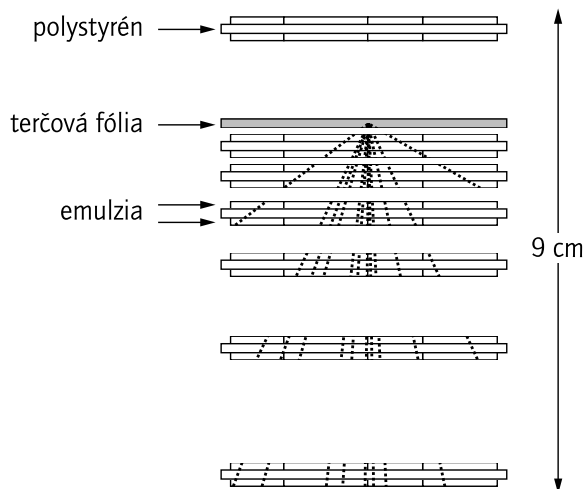
Obrázok 2.1: Schématické znázornenie emulzného bloku. Písmená predstavujú zaregistrované typy častíc.

násobným zväčšením. Po vyvolaní emulzie sa interakcie hľadajú pomocou prezerania dráh primárnej častice pozdĺž dráhy (tzv. scanning), t.j. sleduje sa dráha zväzku, až kým sa nenarazí na interakciu alebo kým dráha neopustí emulziu. Táto metóda ponúka vysokú detekčnú účinnosť. Skúmanými charakteristikami dráhy častice v jadrovej emulzii sú: dĺžka dráhy, jej smer, hustota ionizácie na tejto dráhe a linearita dráhy. Prípád interakcie primárneho jadra kyslíka ^{16}O s hybnosťou 200 GeV/c v emulznom bloku je zobrazený na *obrázku 2.2*.



Obrázok 2.2: Interakcia primárneho jadra ^{16}O s hybnosťou 200 GeV/c v emulznom bloku [37].

EMU01 Emulzná komora



Obrázok 2.3: Schématické znázornenie emulznej komory [?, 37].

Emulzné komory

V prípade interakcií, kde je hustota častíc príliš vysoká, sa meranie v emulzných blokoch stáva oveľa zložitejším. Príkladom takých interakcií sú zrážky veľmi ťažkých jadier alebo interakcie s veľkou primárnou energiou, kde sú produkované častice z kinematických dôvodov koncentrované v úzkom prednom kuželi. Preto bola vyvinutá druhá detekčná metóda, ktorá využíva vertikálne ožiarené emulzné komory.

Emulzné komory používané EMU01 kolaboráciou pozostávajú zo siedmich emulzných platní z polystyrénu veľkosti $10 \times 10 \text{ cm}^2$ s hrúbkou $500 \mu\text{m}$ umiestnených jedna za druhou ako znázorňuje *obrázok 2.3*. Každá platňa je z oboch strán obklopená tenkou vrstvou emulzie. Počas ožarovania zväzok zasiahne komoru kolmo vzhľadom na emulzné platne. Interakcie prebiehajú v terčovej fólii, ktorá je umiestnená tesne pred prvou emulznou vrstvou druhej platne. V každej platni komory postupne v smere zväzku od terčika sa registruje pozícia zásahov v dvoch emulzných platniach. Pomocou skombinovania informácií o zásahoch zo všetkých platní je potom možné zrekonštruovať dráhy častíc vyžiarených z miesta interakcie. Z geometrie komory vyplýva, že možno merať jedine častice, ktorých uhol emisie je menší ako 30° . Druhá až siedma komorová platňa je umiestnená za terčovú fóliu vo vzrastajúcej vzdialenosti. Toto rozmiestnenie dáva konštantnú relatívnu chybu v uhle emisie θ ($\Delta\theta/\theta \approx \text{konšt.}$) [37]. Prípady interakcií častíc sa hľadajú po vyvolaní emulzie pomocou prezerania emulzných vrstiev platní. Informácia

z prvej platne sa používa len na kontrolu, či primárne jadro neinteragovalo pred dosiahnutím komory. Na meranie a rekonštrukciu dráh sa používa poloautomatický počítačový systém alebo plne automatizovaný merací systém využívajúci kameru so CCD (Charge Coupled Device) snímačom.

Výhodou používania emulzných komôr je, že poskytujú lepšie uhlové rozlíšenie ($\approx 0,01$ jednotiek pseudorapidity) než emulzné bloky, a to znamená, že sa pomocou nich môžu spracovávať väčšie hustoty častíc. Keďže platne v komore sú od seba oddelené, častice sa väčšinu času pohybujú mimo emulzie, a tým je celková hustota bežnej emulznej komory v smere zväzku len okolo $1,25 \text{ g cm}^{-2}$. To značne redukuje odchýlky spôsobené mnohonásobným coulombovským rozptylom. Ďalšou výhodou komory je, že umožňuje rozptýliť sa časticiam na veľkú vzdialenosť ($\approx 5 \text{ cm}$), čím je možné odlíšiť všetky dráhy vystupujúce zo stredu interakcie. Takže sa dajú ľahko zmerať aj prípady zrážok s multiplicitou väčšou ako 600. Navyše je terčové jadro presne dané použitou terčovou fóliou.

Jednou z nevýhod komôr je, že prezeranie emulzie pozdĺž dráh nie je možné. Prípady zrážok v emulznej komore sa hľadajú pomocou prezerania po ploche, ktoré je neefektívne pre hľadanie prípadov zrážok s malým počtom častíc. Druhou nevýhodou je, že je ťažké merať veľké uhly emisie a častice pohybujúce sa dozadu.

2.2 Prechod nabitých častíc prostredím

Nabité častice pri prechode cez látkové prostredie strácajú svoju energiu prevažne v nepružných zrážkach s atómami prostredia. Pri tomto procese sa kinetická energia nabitej častice spotrebuje na excitáciu a ionizáciu atómov prostredia. Pre nízkoenergetické hadróny a nie veľmi ťažké jadrá možno priemerné energetické straty na jednotke dĺžky približne vyjadriť pomocou Bethe-Blochovej formuly [38]:

$$-\frac{dE}{dx} = K \left(\frac{Z}{A} \right) \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.1)$$

kde $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ je konštanta, $K = 0,3071 \text{ MeV cm}^2$, r_e je klasický polomer elektrónu a N_A Avogadrova konštanta, Z a A sú protónové a nukleónové čísla atómov prostredia, I je stredný ionizačný potenciál atómov prostredia, z je náboj častice, β jej rýchlosť v jednotkách c a $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

Ak I a $m_e c^2$ sú udané v MeV, potom $-\frac{dE}{dx}$ je vyjadrené v $\text{MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$. Pre jadrovú emulziu je $\rho = 3,82 \text{ g cm}^{-3}$ a $I = 3,31 \text{ MeV}$ [37].

U látky zloženej z rôznych atómov je nutné sčítať energetické straty pre jednotlivé typy atómov [39]:

$$-\frac{dE}{dx} = \sum_i \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \quad (2.2)$$

Napriek komplikovanému tvaru rovnice (2.1), priemerné energetické straty v danom prostredí sú určené len pomocou dvoch parametrov: náboja a rýchlosti častice. Rovnica má minimum pri rýchlostiach častice okolo $v \approx 0,96c$, a jednonásobne nabité častice s takouto rýchlosťou sú preto nazývané minimálne ionizujúce častice. Energetické straty sú priamo úmerné druhej mocnine náboja častice. Dôležitou charakteristikou dráh relativistických častíc je relatívna ionizácia $\frac{q}{g_0}$, t.j. pomer stredného počtu zrn na dĺžke dráhy $100 \mu\text{m}$ k minimálnemu počtu zrn na dĺžke $100 \mu\text{m}$.

V jadrovej emulzii sa veľkosť ionizácie odrazí na tvare dráh. Na vyčíslenie stupňa ionizácie existuje niekoľko metód. Spomedzi viacerých spomeniem:

- a) *počítanie zhlukov zrn (blob-counting)* a s nimi súvisiace metódy ako výpočet hustoty zrn, meranie veľkosti medzier medzi zrnami [39, 40, 41]
- b) *počítanie δ -elektrónov* [39, 40]
- c) *meranie doletu častíc* [39, 40]

Metóda *a)* sa používa hlavne pre slabo alebo nie veľmi silno ionizujúce dráhy, kým metódy *b)* a *c)* sú používané pre silno ionizujúce častice, zvyčajne jadrové fragmenty. Detailné informácie o tom, ako sa také merania vykonávajú možno nájsť v knihe [40].

Ak má nabitá častica na svojej dráhe značné energetické straty a jej dráha končí v emulzii, potom stredný dolet častice s kinetickou energiou E_k je daný [42]:

$$R = \int_0^{E_k} \frac{-dE}{(dE/dx)} \quad (2.3)$$

Z kalibračných meraní boli zistené vzťahy medzi doletom častíc R a ich kinetickou energiou E_k . Pre ťažké jadro s hmotnostným číslom A a atómovým číslom Z je táto závislosť daná vzťahom [42]:

$$E_k = 0,251 Z^2 A^{0,419} R^{0,581} \quad (2.4)$$

Ak je dolet R udaný v μm , potom E_k dostaneme v MeV.

Pri prechode nabitej častice hmotným prostredím dochádza zároveň k jej postupnému rozptylu v silovom poli jadier. Tento proces postupného pružného rozptylu častice na atómových jadrách prostredia sa nazýva mnohonásobný coulombovský rozptyl. Stredný uhol rozptylu častice $\langle\alpha_i\rangle$ je nepriamo úmerný hybnosti p a rýchlosti častice β [39]:

$$\langle\alpha_i\rangle = \frac{K_0\sqrt{Z}t}{p\beta} \quad (2.5)$$

kde Z je náboj častice, K_0 je konštanta rozptylu (jej hodnota závisí od prostredia, ktorým častica prechádza, pre jadrovú emulziu je $K_0 = 28$) a t je tzv. dĺžka cely (interval dráhy, na ktorom sa meria zmena smeru dráhy).

Stredný uhol mnohonásobného coulombovského rozptylu je potom [39]:

$$\langle \alpha \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\alpha_i|. \quad (2.6)$$

Ak poznáme hmotnosť a náboj častice, môžeme pomocou stredného uhla coulombovského rozptylu určiť energiu a hybnosť častice.

Skutočnosť, že energetické straty sú priamo úmerné druhej mocnine náboja častice, umožňuje oddeliť častice s rôznymi nábojmi. Najľahšie sa dajú odlíšiť jednonásobne nabité častice od mnohonásobne nabitých. Odlíšenie jednonásobne nabitých častíc s rôznymi hmotnosťami na druhej strane nie je až také jednoduché. Kým je ionizácia určená presne pomocou rýchlosti častice, určenie hmotnosti vyžaduje dodatočné informácie. Keď sa častica zastaví v emulzii, tak zo zmerania jej doletu možno určiť jej kinetickú energiu, a teda aj jej hmotnosť. Na určenie hmotnosti jednonásobne nabitých častíc sa využívajú nasledujúce kombinácie meraní [39]: ionizácia – dolet, mnohonásobný coulombovský rozptyl – dolet, ionizácia – mnohonásobný rozptyl. V ultra-relativistických interakciách majú však produkované častice takú vysokú energiu, že sa v emulzii nezastavia. Z tohto dôvodu neboli identifikované jednonásobne nabité častice vo vzorkách dát používaných na analýzu v tejto práci.

2.3 Účinný prierez jadrovej interakcie

Pri dopade silne interagujúcej častice na atómové jadro môže nastať celý rad procesov, jadrových reakcií. Pravdepodobnosť toho, že nastane jadrová interakcia je určená pomocou účinného prierezu pre danú reakciu. Účinný prierez má rozmer plochy a je zvyčajne vyjadrený v barnoch alebo milibarnoch ($1 \text{ mb} = 0,1 \text{ fm}^2$). Pravdepodobnosť interakcií v jadrovom fotoemulznom detektore závisí od hustoty jadier v emulzii a od prejdenej dráhy častice. Stredná voľná dráha jadier λ vo fotoemulzii je daná celkovým počtom jadrových interakcií N a dĺžky $L = \sum l_i$ všetkých dráh l_i , ktoré boli prezerané: $\lambda = \frac{N}{L}$. Závislosť účinného prierezu na strednej voľnej dráhe určuje vzťah: $\sigma = \frac{1}{\lambda n}$, kde n je počet jadier v 1 cm^3 . Keďže jadrová emulzia je nehomogénna, účinný prierez bude daný vzťahom: $\sigma = \frac{1}{\lambda \sum n_i}$, kde n_i je počet určitých jadier, z ktorých je zložená jadrová emulzia. V prípade, že poznáme účinné prierezy reakcie na jednotlivých jadrách emulzie σ_i , môžeme naopak strednú voľnú dráhu určiť zo vzťahu [43]:

$$\lambda = \frac{1}{\sum n_i \sigma_i} \quad (2.7)$$

Ako prvú aproximáciu nepružného účinného prierezu interakcie medzi dvoma jadrami obsahujúcimi A a B nukleónov možno získať na základe predpokladu, že jadro má sférický tvar s polomerom $R = r_0 A^{1/3}$. Takto dostaneme výraz: $\sigma = \pi r_0^2 (A^{1/3} + B^{1/3})^2$, kde $r_0 \approx 1,2$ fm. Táto aproximácia bohužiaľ nepopisuje správne zmenu účinného prierezu σ so zmenou veľkosti jadier A a B , a preto môže byť použitá len na rádový odhad.

Lepšiu parametrizáciu dáva Bradt-Petersova formula [44], ktorá bola prvý krát získaná z údajov experimentov s kozmickými lúčmi. Začiatkom 50-tych rokov minulého storočia anglickí fyzici H. L. BRADT a B. PETERS zistili, že účinné prierezy jadrovo-jadrových zrážok nie je možné počítať spôsobom, ktorý sa používal pri štúdiu účinných prierezov veľmi ľahkých jadier s jadrami (napríklad protón-jadro, neutrón-jadro, hélium-jadro). Dospeli k záveru, že uvedené zrážky závisia od rozmerov obidvoch interagujúcich jadier. To znamená, že pre účinný prierez jadrovo-jadrových interakcií neplatí jednoduchá závislosť $\sigma \sim A^{2/3}$, ale zložitejší vzťah: $\sigma = \pi (R_1 + R_2 - b_0)^2$, kde R_1 a R_2 sú polomery interagujúcich jadier a b_0 je parameter prekrytia. Parameter prekrytia možno presne stanoviť pre konkrétnu jadrovo-jadrovú interakciu.

Vzťah môžeme prepísať aj ako:

$$\sigma = \pi r_0^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - b_0)^2 \quad (2.8)$$

kde A_P je hmotnostné číslo nalietajúceho jadra, A_T je hmotnostné číslo terčového jadra a b_0 je parameter prekrytia. Tento vzťah neplatí rovnako pre ľahké a ťažké jadrá. V ďalšom texte upresníme toto tvrdenie.

V 70-tych rokoch minulého storočia B. JACOBSON a R. KULBERG [45] zistili, že vzťah (2.8) je veľmi dobre použiteľný pre výpočet účinných prierezov nepružných interakcií ľahkých jadier (C, N, O). Účinné prierezy nepružných interakcií takýchto jadier boli dobre určené pre hodnoty $r_0 = \langle 1,2 - 1,35 \rangle \times 10^{-13}$ cm a $b_0 = \langle 0,5 - 0,8 \rangle \times 10^{-13}$ cm. Zároveň zistili, že pri počítaní účinných prierezov interakcií ťažkých jadier pomocou tohto vzťahu vznikajú veľké rozdiely medzi experimentálnymi a teoretickými hodnotami. Z toho teda vyplynulo, že tento vzťah nie je možné použiť pre výpočet účinných prierezov interakcií ťažkých jadier.

P. J. LINDSTROM vo svojich experimentoch podal dôkaz o tom, že parameter prekrytia nie je konštantný, ale závisí od hmotnosti, t.j. od polomeru primárneho jadra. Koncom 70-tych rokov minulého storočia sa H. H. HECKMANN [43] zaoberal určením účinných prierezov nepružných interakcií jadier He, C, N a O s ťažkými jadrami (Ag, Br) vo fotoemulzii. Dopracoval sa k záveru, že parameter prekrytia závisí od rozmerov obidvoch interagujúcich jadier $b_0(A_P, A_T)$. V tomto prípade $b_0 = B(A_P^{-1/3} + A_T^{-1/3})$ a účinný prierez sa počíta podľa vzťahu:

$$\sigma = \pi r_0^2 [A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - B(A_P^{-1/3} + A_T^{-1/3})]^2 \quad (2.9)$$

Zo vzťahu (2.9) vyplýva, že čím sú jadrá ťažšie, tým je ich prekryv menší a pre dostatočne ťažké jadrá jeho vklad možno zanedbať. H. H. HECKMAN vo svojom článku [43] uvádza, že parameter prekrytia je väčší pre ľahké jadrá, jeho hodnota klesá približne lineárne s nárastom hmotnosti jadier a potom sa stáva konštantným pre $A \geq 30$.

Na základe týchto poznatkov možno celkový účinný prierez pre jadrovú interakciu určiť nasledovne [46]:

$$\sigma_0 = \pi r_0^2 \left(A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - \delta \right)^2 \quad (2.10)$$

kde $r_0 = 1,29$ fm a parameter δ je daný vzťahmi:

$$\begin{aligned} \delta &= 1,0 - 0,028 A_{min} && \text{pre } A_{min} < 30, \text{ kde } A_{min} = \min(A_P, A_T) \\ \delta &= 0 && \text{pre } A_{min} \geq 30. \end{aligned}$$

2.4 Experimentálne údaje

Emulznou technikou sú bežne merané multiplicity nabitých častíc spolu s ich priestorovými θ a azimutálnymi ϕ uhlami. Priestorový (polárny) uhol θ je uhol medzi smerom nalietajúceho zväzku a danej dráhy častice. Azimutálny uhol ϕ je uhol medzi projekciou danej dráhy v azimutálnej rovine (rovine kolmej na zväzok) a smerom zväzku. Nevykonáva sa identifikácia častíc a ich hybnosti nie sú bežne merané. Robí sa však všeobecná klasifikácia pozorovaných nabitých častíc podľa štandardných fotoemulzných kritérií na základe veľkosti ionizácie pozdĺž dráh do nasledujúcich typov:

- *Relativistické častice (shower particles)* sú slabo ionizujúce jednonásobne nabité častice ($Z = 1$), ktorých relatívna ionizácia je $g/g_0 \leq 1,4$ a rýchlosť $\beta > 0,71$. Dráhy relativistických častíc sú prakticky priamočiare a ich počet sa označuje N_s .
- *Šedivé častice (grey particles)* predstavujú rýchle terčové fragmenty s rýchlosťou $0,23 < \beta \leq 0,71$, ktoré majú dolet v emulzii väčší než 3 mm. Ich relatívna ionizácia je $g/g_0 > 1,4$ a označujú sa N_g .
- *Čierne častice (black particles)* sú silne ionizujúce častice s doletom v emulzii menším ako 3 mm. Sú to pomalé terčové fragmenty s $\beta \leq 0,23$. Počet čiernych častíc je označený N_b .

Pre terčové fragmenty (šedivé a čierne častice) sa používa spoločné označenie h-častice. Sú to vlastne silne ionizujúce častice z terčového jadra a ich počet je daný súčtom $N_h = N_b + N_g$.

- *Fragmenty primárneho jadra (fragments)* sú dopredu smerujúce nepreinteragované fragmenty s nábojom $Z \geq 1$ a označujú sa N_f .

Ohraničenie v rýchlosti ($\beta > 0,71$) pre relativistické častice odpovedá nasledujúcim spodným limitom v kinetickej energii: pre pióny $E_k > 60$ MeV, pre kaóny $E_k > 200$ MeV a pre protóny $E_k > 400$ MeV. Podobne ohraničenie 3 mm pre dolet, ktoré oddeľuje šedivé častice od čiernych odpovedá nasledujúcim limitom v kinetických energiách: pre pióny $E_k > 12$ MeV, pre kaóny $E_k > 20$ MeV a protóny $E_k > 26$ MeV [37]. Relativistické častice sú prevažne zrodené častice (pióny a kaóny), kým šedivé častice predstavujú hlavne protóny pochádzajúce z terčového jadra. Toto priblíženie je len zjednodušením, pretože existuje zmiešavanie medzi týmito prípadmi. Takže šedivé častice obsahujú malú prímies piónov a kaónov, a podobne. Čierne častice sú zvyčajne mnohonásobne ($Z \geq 3$) nabité fragmenty z terčového jadra spolu s pomalými protónmi a α -časticami.

V predkladanej práci sú použité experimentálne údaje získané pri horizontálnom ožiarení emulzných blokov NIKFI BR-2 zväzkami jadier olova ^{208}Pb s hybnosťou 158 GeV/c na nukleón na urýchľovači SPS v CERN-e (experiment EMU12). Vyhľadávanie prípadov zrážok sa robilo pozdĺž dráh primárneho jadra, najprv rýchlo dopredu a potom pomaly dozadu. Celkovo bolo nájdených 628 prípadov interakcií. Stredná voľná dráha jadier olova vo fotoemulzii bola $\lambda = (3,8 \pm 0,1)$ cm. Ďalšie detaily experimentu, meraní a experimentálnych kritérií možno nájsť v [10, 47].

Fotoemulzie rovnakého typu boli horizontálne exponované zväzkami jadier zlata ^{197}Au s hybnosťou 11,6 GeV/c na nukleón na urýchľovači AGS v Brookhavene (experiment E863). Bolo nájdených spolu 1185 prípadov zrážok. Stredná voľná dráha zlata vo fotoemulzii bola $\lambda = (4,99 \pm 0,16)$ cm. Experimentálne detaily možno nájsť v [11, 48].

Fotoemulznou metódou boli v oboch experimentoch zmerané multiplicity všetkých nabitých častíc, polárne a azimutálne uhly častíc a bol určený náboj fragmentov primárneho jadra Z_F . Pre každú relativistickú časticu bola vypočítaná veličina pseudorapidita, ktorá je daná vzťahom $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$, kde θ je polárny uhol.

Multiplicity a uhlové rozdelenia sekundárnych častíc sú dôležitými charakteristikami jadrovej zrážky, ktoré poskytujú určitú informáciu o mechanizme, akým interakcia prebehla. Tieto charakteristiky sa navzájom líšia jednak podľa energie primárneho jadra a jednak podľa jeho veľkosti. Pre obidva experimenty boli získané rozdelenia multiplicití všetkých typov nabitých sekundárnych častíc pochádzajúcich z terčového jadra. V *tabuľke 2.2* sú uvedené stredné multiplicity týchto rozdelení. Z uhlových rozdelení boli študované závislosti podľa $\cos\theta_b$ pomalých terčových fragmentov, podľa $\cos\theta_g$ rýchlych terčových fragmentov a rozdelenie pseudorapidity η_s relativistických častíc. Stredné hodnoty týchto rozdelení pre oba experimenty sú uvedené v *tabuľke 2.3*.

Tabuľka 2.2: Stredné multiplicity sekundárnych častíc.

| | ^{208}Pb | ^{197}Au |
|-----------------------|-------------------|-------------------|
| Počet interakcií | 628 | 1185 |
| $\langle N_s \rangle$ | $121,6 \pm 8,2$ | $66,3 \pm 2,3$ |
| $\langle N_b \rangle$ | $3,6 \pm 0,2$ | $4,2 \pm 0,1$ |
| $\langle N_g \rangle$ | $4,0 \pm 0,2$ | $4,9 \pm 0,2$ |
| $\langle N_h \rangle$ | $7,4 \pm 0,3$ | $8,8 \pm 0,3$ |

Tabuľka 2.3: Uhlové charakteristiky sekundárnych častíc.

| | ^{208}Pb | ^{197}Au |
|--------------------------------|-------------------|-------------------|
| $\langle \eta_s \rangle$ | $3,85 \pm 0,01$ | $2,83 \pm 0,01$ |
| $\langle \cos\theta_b \rangle$ | $0,06 \pm 0,01$ | $0,17 \pm 0,01$ |
| $\langle \cos\theta_g \rangle$ | $0,31 \pm 0,01$ | $0,31 \pm 0,01$ |

V tejto kapitole bol popísaný jadrový emulzný detektor a procesy prebiehajúce počas prechodu nabitých častíc prostredím. Ďalej bol načrtnutý historický prehľad fenomenologického odhadu účinného prierezu jadrovej interakcie. Nakoniec boli predstavené experimentálne údaje, ktoré sa použili pri samotnej analýze a ich základné charakteristiky.

Kapitola 3

Určovanie centrality zrážky

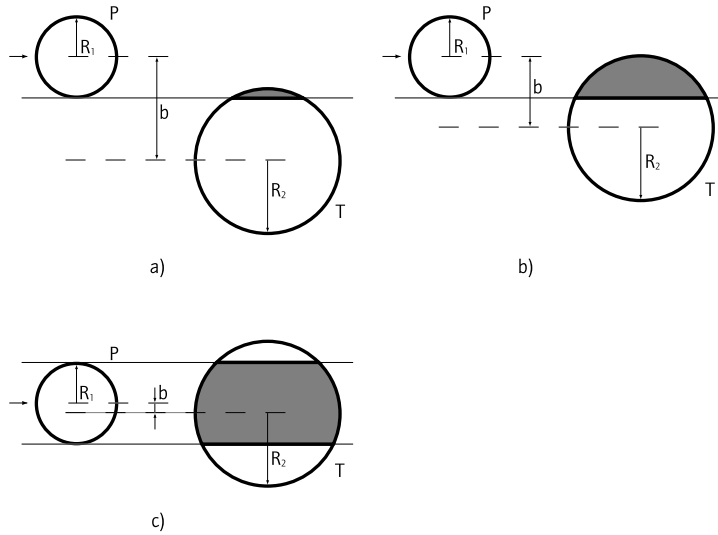
Pri štúdiu vysokoenergetických interakcií ťažkých iónov hraje významnú úlohu centralita zrážky popisujúca geometriu interakčnej oblasti. Už prvé experimenty s kozmickými lúčmi naznačovali, že vo väčšine prípadov jadrových interakcií pri vysokých energiách sa v zrážkach nezúčastňujú všetky nukleóny z interagujúcich jadier. Viaceré sekundárne častice z takýchto zrážok, niektoré nukleóny alebo jadrové fragmenty sú často zaregistrované s charakteristikami typickými pre fragmentačné produkty primárnej častice alebo terčového jadra. Tieto pozorovania viedli k formulovaniu modelu účastníkov-divákov, podľa ktorého geometricky sa prekrývajúce oblasti interagujúcich jadier určujú časť nukleónov, účastníkov zrážky (tzv. participantov) a časti jadier ležiace mimo tejto oblasti, pokračujúce vo svojom pôvodnom pohybe takmer bez rozptýlenia sú diváci (tzv. spektátory).

Teoretické potvrdenie tejto jednoduchej predstavy možno poskytnúť pomocou relatívnych pomerov medzi de Broglieho vlnovou dĺžkou λ nalietajúcej častice a nukleónovými vzdialenosťami. Už pri energii 1 GeV na nukleón je vlnová dĺžka len $\lambda \cong 0,3 \text{ fm}$, čo je oveľa menej než je stredná vzdialenosť medzi nukleónmi v jadre $d \cong 1,8 \text{ fm}$. Takže každý nukleón v jadre vníma druhé jadro ako súbor jednotlivých nukleónov [49].

3.1 Typy zrážok

Aby sme mohli lepšie predvídať výsledky experimentu, je vhodné zaviesť určitý geometrický popis jadrovej reakcie, založený na parametri zrážky. Vychádzame z toho, že vo zväzku sa dopadajúce častice pohybujú po dráhach, ktoré sú vo veľkej vzdialenosti od ostreľovaného objektu paralelné s osou zväzku. Vzdialenosť asymptotickej dráhy dopadajúcej častice od osi prechádzajúcej stredom terčového jadra sa nazýva zrážkový parameter (zámerná vzdialenosť).

Zrážky silnointeragujúcich a vysokoenergetických častíc alebo jadier akéhokoľvek druhu s terčovým jadrom možno rozdeliť na tri typy:



Obrázok 3.1: Typy zrážok rozdelené podľa centrality interakcie.

1. zrážky periférne
2. zrážky kvázicentrálne (resp. kváziperiférne)
3. zrážky centrálné

Pomocou polomeru primárneho jadra R_1 , polomeru terčového jadra R_2 a zrážkového parametra b možno uvedené typy zrážok popísať nasledovne:

1. Za periférnu možno považovať zrážku, pre ktorú je $b \approx R_1 + R_2$. Pri periférnej zrážke preinteraguje jeden, prípadne niekoľko okrajových nukleónov primárneho jadra a terčika (*obrázok 3.1a*). Periférne reakcie sa realizujú s relatívne malým prenosom hybnosti a energie. Nukleóny z terčového a primárneho jadra si zachovávajú väčšinu zo svojich počiatočných charakteristík pohybu pozdĺž osi zväzku.
2. Podmienka pre kvázicentrálne zrážky má tvar: $|R_1 + R_2| > b > |R_1 - R_2|$. V dôsledku krátkeho dosahu jadrových síl dochádza k silnej interakcii jedine v tej oblasti, kde sa obidve interagujúce jadrá prekrývajú (*obrázok 3.1b*).
3. Centrálné zrážky sú také, pre ktoré platí: $0 \leq b < |R_1 - R_2|$. V tomto prípade dochádza k maximálnemu rozrušeniu terčového i primárneho jadra, pretože oblasť interakcie je veľká (*obrázok 3.1c*). Centrálné zrážky vedú k výskytu vysokoenergetických fragmentov rozdelených takmer v celej prednej hemisfére, pričom nie je zreteľne oddelená emisia z terčového jadra a projektilu. Okrem týchto fragmentov stredných

energií a piónov zrodených v reakcii boli objavené aj zložky s nízkou energiou, ktoré sú izotropne rozdelené v celom priestore. Toto možno pripísať rozpadu zvyšku po terčovom jadre, ktorý nevypovedá nič o silnej primárnej interakcii.

Experimenty prebiehajúce pri vysokých energiách poukazujú na to, že všetky multiplicity nabitých častíc, ktoré sú vysoké, presahujú celkový počet pôvodných nabitých častíc spolu s nezanedbateľným počtom zrodených nabitých piónov. Tieto vysoké počty častíc naznačujú, že v prípadoch často spájaných s centrálnou zrážkou nastáva takmer úplná dezintegrácia oboch jadier, terčového aj primárneho. Vo všeobecnosti bolo prijaté, že vysoká násobnosť fragmentov a piónov pri veľkých uhloch a stredných energiách môže byť použitá ako charakteristická vlastnosť, ktorá umožňuje vydeliť centrálnu zrážku relativistických jadier [50].

Cieľom tejto práce je študovať takéto vysokoenergetické centrálnu zrážky, ktoré vedú k úplnej dezintegrácii oboch interagujúcich jadier. Zámerom je získať informácie o správaní sa jadrovej hmoty počas interakcie pri extrémnych podmienkach, charakterizovaných vysokými teplotami a hustotami jadrovej hmoty v interakčnej oblasti.

3.2 Veličiny popisujúce centralitu zrážky

Pri štúdiu jadrovo-jadrových zrážok vysokých energií sa na charakterizovanie stupňa centrality zrážky okrem parametra zrážky b používajú aj ďalšie veličiny, ktoré sa so zrážkovým parametrom menia. Obvykle je to počet zúčastnených nukleónov N_{part} . Treba si však uvedomiť, že ani parameter zrážky b a ani počet zúčastnených nukleónov N_{part} nie sú priamo merateľné veličiny. Z toho dôvodu sa musia za účelom definovania centrality zrážky zvoliť také experimentálne veličiny, ktoré sú vo vzájomnom vzťahu k parametru zrážky, alebo počtu zúčastnených nukleónov.

V princípe počet preinteragovaných nukleónov možno určiť zvlášť pre primárne a zvlášť pre terčové jadro pri započítaní odpovedajúcich spektárových nukleónov. Zvyčajne sa registrujú len nabité fragmenty z primárneho jadra a ich celkový náboj $Q_s = \sum Q_i$ sa potom odčíta od pôvodného náboja jadra Z , čím získame počet zúčastnených protónov $Q_p = Z - Q_s$. Neutróny, ktoré sa väčšinou neregistrujú, môžu byť spočítané len štatisticky po vynásobení počtu zúčastnených protónov faktorom A/Z . Pre jadro s rovnakým počtom protónov a neutrónov je tento faktor rovný 2 a stredný počet zúčastnených nukleónov je potom [49]:

$$\langle N_{part} \rangle = 2(Z - \langle Q_s \rangle) \quad (3.1)$$

Už zo skorších výskumov je známa proporcionálnosť multiplicity relativistických častíc v jadrovo-jadrových zrážkach $\langle N_s \rangle_{A,B}$ a v zrážkach protón-jadro $\langle N_s \rangle_{p,B}$ prostredníctvom počtu preinteragovaných nukleónov primárneho jadra $\langle P_{pr} \rangle$ zostredovaná na celú oblasť centrality [51]:

$$\overline{\langle N_s \rangle}_{A,B} = \overline{\langle P_{pr} \rangle} \overline{\langle N_s \rangle}_{p,B} \quad (3.2)$$

Dôležitou charakteristikou jadrovo-jadrovej zrážky je veličina Q , ktorá predstavuje sumárny náboj nepreinteragovaných fragmentov primárneho jadra v jednom prípade interakcie (vrátane jednonásobne nabitých fragmentov primárneho jadra s nábojom $Z_f = 1$). Sumárny náboj Q označuje náboj tých nukleónov primárneho jadra, ktoré sa nezúčastnili interakcie s terčovým jadrom. Definuje sa [52]:

$$Q = \sum_f n_f Z_f \quad (3.3)$$

kde n_f je počet fragmentov primárneho jadra s nábojom Z_f .

Veľkosť sumárneho náboja Q určujú diváci interakcie. Je zrejmé, že hodnota tohto náboja Q predstavuje informáciu o centralite zrážky: čím je Q väčšie, tým viac bola zrážka periférna a naopak, čím je Q menšie, tým bola zrážka centrálnějšía. To znamená, že ak zmeráme veľkosť náboja Q , tak vieme nepriamo určiť aj zrážkový parameter b .

Veličina Q je spojená s veličinou N_{int} , ktorá reprezentuje počet nukleónov primárneho jadra, zúčastňujúcich sa interakcie s terčikom. Jej stredná hodnota sa určuje v experimente zo vzťahu:

$$\langle N_{int} \rangle = A_p - \left(\frac{A_p}{Z_p} \right) \langle Q \rangle \quad (3.4)$$

kde A_p , Z_p sú hmotnostné a atómové čísla primárneho jadra. Q a N_{int} sú mierou parametra zrážky, od ktorého závisia multiplicity všetkých typov nabitých sekundárnych častíc.

V emulzných experimentoch je ďalšou užitočnou veličinou počet silne ionizujúcich fragmentov terčového jadra N_h , $N_h = N_b + N_g$. Hodnota tejto veličiny je mierou dezintegrácie terčového jadra. Napr. interakcie s malým N_h ($N_h \leq 8$) obsahujú všetky interakcie na vodíku a ľahkých terčových jadrách (C, N, O) a periférne interakcie na ťažkých jadrách Br a Ag, zatiaľ čo interakcie s veľkým N_h ($N_h \geq 28$) zahŕňajú centrálné interakcie s jadrami Br a Ag.

V elektronických experimentoch dáva rozdelenie počtu záporne nabitých hadrónov N_{h-} informáciu súčasne o parametri zrážky a o hustote energie pri

zrážke. Multiplicita prípadu zrážky je jednou z veličín, ktoré sú spojené s parametrom zrážky. Táto myšlienka je jednoduchá. Každý nukleón v jadre, ktorý sa zúčastní zrážky produkuje v priemere istý počet častíc. Pomocou geometrického modelu môžeme vypočítať stredný počet nukleónov, ktoré sa zúčastnili zrážky N_{part} pre daný parameter zrážky. Teda vieme získať štatistické zmapovanie: $\langle N_{h-} \rangle \rightarrow \langle N_{part} \rangle \rightarrow \langle b \rangle$. Počet zúčastnených nukleónov N_{part} sa tiež niekedy nazýva počet zasiahnutých nukleónov („wounded nucleons“). Škálovanie multiplicity pomocou počtu zúčastnených častíc je väčšinou myslené ako odzrkadlenie sa produkcie častíc spôsobenej malým prenosom hybností – mäkké procesy. Pri veľkých energiách sa očakáva, že bude zvýšená produkcia častíc od veľkého prenosu energie – tvrdé procesy. Účinný prierez tvrdého procesu v pA zrážkach, t.j. rozdelenie priečných hybností p_{\perp} pri veľmi vysokých hodnotách p_{\perp} je úmerné počtu elementárnych nukleón-nukleónových zrážok, ktoré možno nazvať počet binárnych zrážok N_{coll} . Niektoré posledné modely zahŕňajú napríklad predpoklad, že produkcia častíc pochádza z lineárnej kombinácie mäkkých a tvrdých procesov, t.j. lineárnej kombinácie N_{part} a N_{coll} [53].

Ujasnime si rozdiel medzi týmito dvoma veličinami, pretože obe navzájom súvisia a často dochádza k ich zámene. N_{part} poukazuje na počet nukleónov, ktoré boli zasiahnuté, alebo ktoré v istom zmysle interagovali. Pri čelnej zrážke ($b = 0$) dvoch rovnakých jadier, za predpokladu, že jadro je tvrdá guľa, alebo skôr miešok naplnený tvrdými guľôčkami, ľahko nájdeme: $N_{part} = 2A$, kde A je počet nukleónov jadre. Ak sa zavedie realistickejší tvar hustoty pre jadro, bude toto riešenie odlišné. Navyše rozdelenie nukleónov v jadre nie je vždy to isté, ale vyskytujú sa tu objemové fluktuácie a v jadre nastáva Fermiho pohyb nukleónov. Toto je bežne zavedené v modeloch pomocou dodatočného parametra, ktorý predstavuje veľkosť fluktuácií. V literatúre tiež možno nájsť odvolávky na „počet zúčastnených párov“ a porovnanie robené touto cestou. Ak sa normalizuje produkcia častíc na „zúčastnený pár“, tak je to priamo porovnanie ku pp alebo $\overline{p\overline{p}}$ dátam, ktoré možno považovať ako ohraničenie pre jeden zúčastnený pár. Takže pre čelnú zrážku dvoch totožných jadier potom bude počet zúčastnených párov presne $N_{part}/2 = A$.

N_{coll} ukazuje na počet elementárnych nukleón-nukleónových zrážok. Táto hodnota zahŕňa všetky zúčastnené nukleóny, t.j. $N_{coll} \geq N_{part}$. Rozdiel si možno uvedomiť na základe jednoduchej predstavy. Uvažujme jeden konkrétny nukleón počas zrážky, tak ako keby bol biliardová guľa a počítajme zásahy. Ak nukleón vôbec neinteraguje, tak sa to nezapočítava ani do N_{part} a ani do N_{coll} a takýto nukleón sa nazýva divák (spektátor). Ak interaguje, potom raz započítame hodnotu N_{part} a to je všetko na účet N_{part} pre tento nukleón. Samozrejme, že v tomto prípade započítavame aj raz hodnotu N_{coll} . Rozdiel je v tom, že tu vždy môžu byť ešte iné nukleóny v ceste, s ktorými môže sledovaný nukleón znova interagovať, a tým rastie hodnota N_{coll} . Zvýšenie hodnoty N_{coll} sa robí vždy, keď primárny nukleón interaguje,

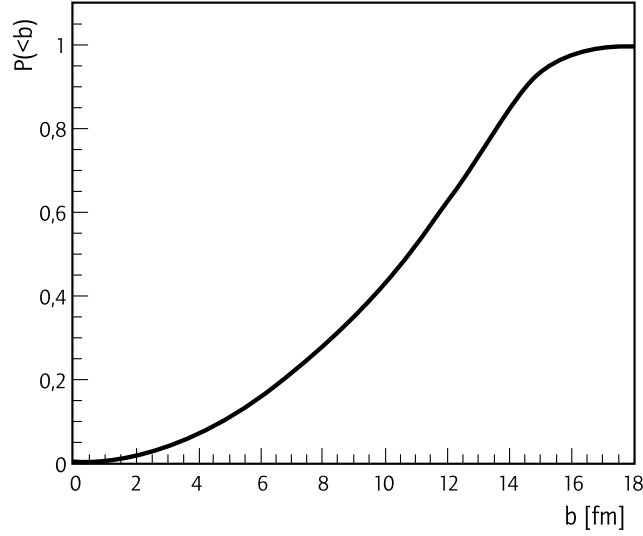
pričom hodnota N_{part} ostáva stále rovná 1. Keďže každý nukleón v jadre môže interagovať viac krát počas prechodu cez druhé jadro, teda je zrejmé, že $N_{coll} \geq N_{part}$. Odpovedajúce ohraničenie pre prípad tvrdých gúľ dáva $N_{coll} \approx N_{part}^{4/3}$. Ľahko sa môžeme presvedčiť, že N_{part} je úmerné A (t.j. $N_{part} = 2A$ pre centrálnu zrážku dvoch rovnakých jadier). Každý nukleón, ktorý sa zarátava do N_{part} sa musí tiež započítať do hodnoty N_{coll} . Počet dodatočných zrážok, ktoré sa zarátavajú do N_{coll} súvisí s počtom ďalších nukleónov z terčového jadra, ktoré ležia v ceste primárnemu nukleónu z nalietavajúceho jadra. Dráha primárneho nukleónu pri prechode cez jadro je priama a rovnobežná s osou zväzku. Nukleón, ktorý prerazí cez stred terčového jadra prejde vzdialenosť $2R_{terč}$, kde $R_{terč}$ je polomer terčového jadra. Ak nukleón neprechádza presne stredom jadra, vzdialenosť bude stále úmerná polomeru $R_{terč}$. Keďže polomer jadra je daný $R_{terč} \approx A^{1/3}$, dostaneme pre $N_{coll} \approx A A^{1/3} = A^{4/3} \approx N_{part}^{4/3}$.

Je dôležité zdôrazniť ohraničenie tohto postupu. Poprvé, spoľahli sme sa na presnosť zjednodušeného modelového vzťahu medzi počtom zúčastnených nukleónov a produkciou častíc. Navyše, tento vzťah je len štatistický, t.j. nemožno experimentálne zmerať parameter zrážky pre daný prípad. Vieme zmerať len multiplicitu každého prípadu zrážky a pre daný súbor prípadov spočítať stredný počet častíc. Potom vieme vzťahnúť túto hodnotu na stredný počet zúčastnených nukleónov, pretože pre každý prípad, dokonca aj keď je počet nukleónov zúčastnených v zrážke fixný, stále budú existovať fluktuácie v multiplicitate. Okrem toho ani pevne stanovený parameter zrážky nijako nefixuje počet zúčastnených nukleónov, pretože očakávame fluktuácie v počiatočnom stave nukleónov v jadre pre každý prípad zrážky spôsobený Fermiho pohybom, a tým aj malé zmeny vo veľkosti jadra. Preto očakávame, že takéto štatistické rozdelenie počtu záporne nabitých hadrónov N_h v závislosti od parametera zrážky b bude pravdepodobne fungovať najlepšie pre centrálnu zrážku (t.j. vieme, že prípady s najväčšími multiplicitami pochádzajú z centrálnych zrážok) a sú menej pravdepodobné pre periférne zrážky, kde dominujú fluktuácie [53].

Rozdelenie počtu relativistických nabitých sekundárnych častíc patrí k najvšeobecnejšej triede veličín popisujúcich centralitu zrážky. Informácia, ktorú možno získať z rozdelenia multiplicity relativistických častíc v podstate súvisí s tým, či existujú výrazné odchýlky od jednoduchšej geometrickej predstavy zrážky, bežne popisovanej Glauberovým modelom [54].

3.3 Glauberov model

V experimentoch študujúcich interakcie ťažkých iónov a protón-jadrové zrážky sa v širokej miere používa Glauberov model na výpočet nepružného účinného prierezu, počtu binárnych zrážok a počtu zúčastnených nukleónov.



Obrázok 3.2: Rozdelenie parametra zrážky b v interakciách jadier zlata Au+Au [56].

V rámci formalizmu Glauberovho modelu [54] možno získať detailnú definíciu parametrov centrality.

Základnou koncepciou tohto modelu je predstava zrážky dvoch jadier ako superpozície mnohých nezávislých nukleón-nukleónových zrážok. Predpokladá sa, že:

- nukleóny sú rozdelené podľa funkcie jadrovej hustoty,
- nukleóny sa pohybujú po priamych dráhach a nie sú z nich vychyľované pri prechode cez druhé jadro,
- nukleóny interagujú podľa nepružného účinného prierezu zmeraného v pp -zrážkach aj po samotnej interakcii,

Takto sú jedinými parametrami, na ktorých závisí model, len tvar jadrovej hustoty a nedifrakčný nepružný nukleón-nukleónový účinný prierez. Pomocou týchto parametrov je potom možné určiť aj celkový počet nezávislých nukleón-nukleónových zrážok N_{coll} , aj celkový počet nukleónov zúčastnených v zrážke N_{part} ako funkciu parametra zrážky b .

Rozdelenie parametra zrážky v interakciách jadier (*obrázok 3.2*) dokazuje, že len malé percento interakcií sa vyznačuje malým zrážkovým parametrom. Znamená to, že za účelom skúmania centrálnych zrážok treba vyvinúť efektívne a presné metódy na určovanie centrality.

Existujú dve realizácie Glauberovho modelu: Optický a Monte-Carlo [55]. V optickom formalizme N_{col} a N_{part} sú priamo určené pomocou analytickej

integrácie cez Woods-Saxonove rozdelenie. V Monte-Carlo metóde je simulovaný ľubovoľný počet prípadov za použitia počítačového programu a sú určené výsledné rozdelenia N_{col} a N_{part} .

Väčšina bežných modelov popisujúcich jadrové interakcie používa Glauberov formalizmus na odhadnutie počiatočnej geometrie systému (N_{part}, N_{coll}, b). Potom sa získajú predpovede pre hustotu produkcie častíc, buď za predpokladu nezávislej superpozície nukleón-nukleónových zrážok, alebo za použitia rôznych škálovacích hypotéz [56]. V niektorých modeloch sú vypočítané počiatočné podmienky použité ako vstupné údaje do náročnejších Monte-Carlo interakčných modelov, ktoré berú do úvahy nové fyzikálne efekty, ktoré sa podľa predpovedí môžu vyskytovať pri vysokých energiách a vysokých hustotách jadrovej hmoty.

V Glauberovom modeli je vzťah medzi protón-jadrovým nepružným účinným prierezom σ_{in} a celkovým protón-protónovým účinným prierezom σ_{tot} daný [57]:

$$\sigma_{in} = \int d^2b \left[1 - \exp[-\sigma_{tot} A T(b)] \right] \quad (3.5)$$

kde b je parameter zrážky, A nukleónové číslo jadra a $T(b)$ je jadrová hrúbka:

$$T(b) = \int dz \rho(b, z) \quad (3.6)$$

daná vo vzťahu k jadrovej hustote $\rho(b, z)$.

Na výpočet rozdelenia jadrovej hustoty sa používa Woods-Saxonova formula, ktorá je daná [58]:

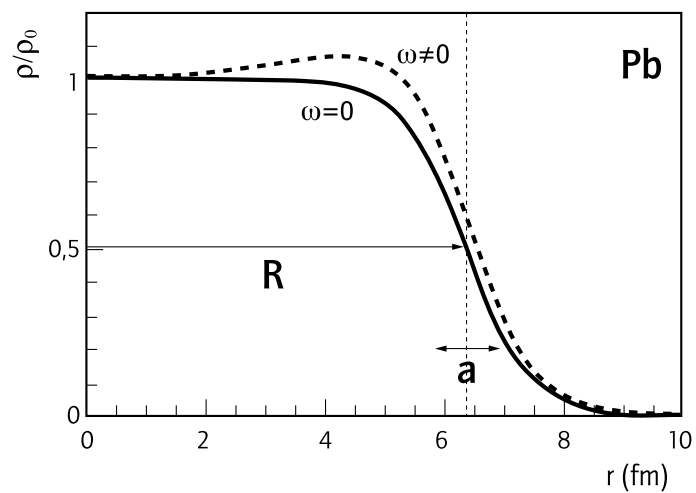
$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \exp \frac{r - R}{a} \right]^{-1} \left(1 + \omega \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (3.7)$$

kde faktor $\left(1 + \omega \frac{r^2}{R^2} \right)$ odpovedá oprave Fermiho parabolického rozdelenia. Parameter ρ_0 je normalizačný faktor určený z podmienky $\int d^3r \rho(r) = 1$.

Parametre R , a a ω možno získať z experimentálnych dát. Fitovaním experimentálnych údajov, napríklad pre jadrá olova (*obrázok 3.3*) dostaneme $R = 0,976 A^{1/3}$ fm, $a = 0,546$ fm a pre parameter ω máme [57]:

$$\begin{aligned} \omega &= -0,25839 & \text{ak } A \leq 40 \\ \omega &= 0 & \text{ak } A > 40 \end{aligned}$$

Hodnoty týchto parametrov pre niektoré ďalšie jadrá sú uvedené v *tabuľke 3.1* [59].



Obrázok 3.3: Rozdelenie jadrovej hustoty v jadre olova [59].

Tabuľka 3.1: Tabuľka parametrov R , a , a ω pre rôzne jadrá [59].

| <i>Jadro</i> | A | R | a | ω |
|--------------|-----|-------|-------|----------|
| C | 12 | 2,47 | 0 | 0 |
| O | 16 | 2,608 | 0,513 | -0,051 |
| Al | 27 | 3,07 | 0,519 | 0 |
| S | 32 | 3,458 | 0,61 | 0 |
| Ca | 40 | 3,76 | 0,586 | -0,161 |
| Ni | 58 | 4,309 | 0,516 | -0,1308 |
| Cu | 63 | 4,2 | 0,596 | 0 |
| W | 186 | 6,51 | 0,535 | 0 |
| Au | 197 | 6,38 | 0,535 | 0 |
| Pb | 208 | 6,68 | 0,546 | 0 |
| U | 238 | 6,68 | 0,6 | 0 |

3.4 Kritéria centrality v experimentoch

V *emulzných experimentoch* s protónmi pri rôznych energiách [60, 61] sa zistilo, že rozdelenie multiplicity silno ionizujúcich častíc nezávisí od energie primárneho protónu. To podporilo hypotézu, že počet terčových fragmentov N_h je mierou parametra zrážky a súvisí s počtom nukleón-nukleónových zrážok v terčovom jadre.

Práce o jadrových interakciách hadrónov vo fotoemulzii ukázali, že počet rýchlych protónov s kinetickou energiou od 30–400 MeV emitovaných z terčového jadra (tzv. šedivé dráhy, g-častice) súvisí s počtom medzinukleónových zrážok iniciovaných primárnym jadrom. Za predpokladu, že rozdelenie počtu šedivých častíc N_g z jednotlivých zrážok je dané geometrickým rozdelením, bola z protónových interakcií v emulzii odvodená užitočná závislosť priemerneho počtu medzinukleónových zrážok na počte šedivých dráh [60]. Podobné vzťahy možno tiež získať pre jadrovo-jadrové zrážky.

Napríklad v analýze popísanej v článku [61] sa daná interakcia považovala za centrálnu zrážku protónu s ťažkými jadrami fotoemulzie AgBr, ak počet silne ionizujúcich terčových fragmentov N_h bol väčší ako 27. Existuje súvislosť medzi N_h a počtom medzinukleónových zrážok, ktorá predpovedá, že veľké hodnoty N_h budú odrážať veľký počet zrážok medzi nukleónmi v jadre. Tiež bolo ukázané, že kritérium $N_h > 27$ poskytuje výber prípadov interakcií, v ktorých došlo k úplnej dezintegrácii terčového jadra Ag alebo Br, t.j. terčové jadro sa vyparí za vzniku iba protónov a alfa častíc bez objavenia sa zvyškových fragmentov.

V práci [62] boli analyzované interakcie jadier kyslíka a síry vo fotoemulzii pri energii 200 GeV na nukleón. Za mieru centrality zrážky bol zvolený počet nukleón-nukleónových zrážok N_{coll} a sumárny náboj nepreinteragovaných fragmentov primárneho jadra Q . Pomocou modelových výpočtov bol určený stredný počet $\langle N_{coll} \rangle$ pre každý prípad zrážky na základe experimentálne zmeranej hodnoty sumárneho náboja Q . Zo závislosti $\langle N_{coll} \rangle$ od Q bolo zistené, že maximálne hodnoty $\langle N_{coll} \rangle$ odpovedajú najcentrálnejším prípadom, kde hodnota sumárneho náboja je minimálna. Tiež bolo ukázané, že stredný počet rýchlych terčových fragmentov $\langle N_g \rangle$ narastá takmer lineárne s poklesom hodnoty Q , teda so zvyšovaním centrality zrážky, kým stredný počet pomalých terčových fragmentov $\langle N_b \rangle$ pre centrálnu zrážku ostáva konštantný. Tieto rozdiely sú vysvetlené na základe odlišného procesu vzniku pomalých a rýchlych terčových fragmentov. Rýchle terčové fragmenty vznikajú v prvotných interakciách ako vyrazené častice, zatiaľ čo pomalé fragmenty sú následne vyparené zo vzbudeného terčového jadra.

Elektronické experimenty uplatňujú rôzne metódy na určovanie centrality zrážky. Vo všeobecnosti všetky experimenty merajú veličiny, ktoré súvisia s celkovým účinným prierezom hadrónov. Niektoré detekčné systémy umožňujú presne určiť počet zúčastnených nukleónov z projektilového jadra.

Napríklad v experimente NA35 bol tzv. „veto“ kalorimeter, ktorý meral celkovú energiu odnesenú nepreinteragovanými fragmentami primárneho jadra. Hodnota energie z „veto“ kalorimetra delená veľkosťou energie na nukleón primárneho jadra určovala pre daný prípad zrážky presný počet nukleónov – divákov pochádzajúcich z projektilového jadra [49]. Na druhej strane, však v tomto systéme neboli registrované nepreinteragované nukleóny z terčového jadra.

Neprítomnosť spektátorov z primárneho jadra sa často používa ako selekčné kritérium pre centrálnu zrážku, čo znamená, že všetky projektilové nukleóny interagovali s terčikom. V závislosti od typu použitého detektora sa často berú do úvahy len nabité nepreinteragované nukleóny, pretože v tomto prípade je selekcia oveľa jednoduchšia.

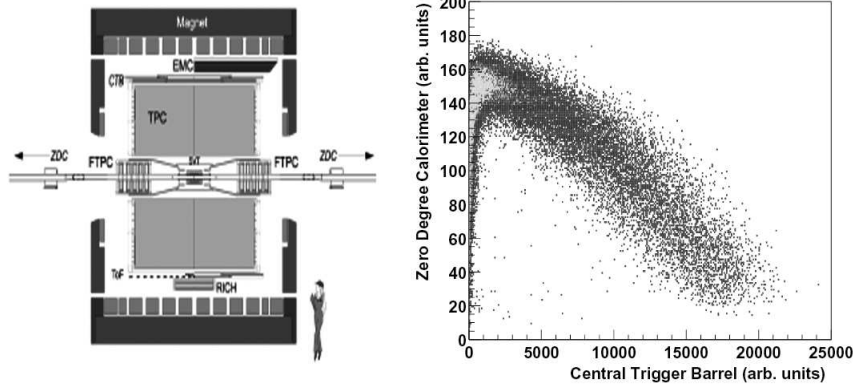
Centralitu možno určiť aj pomocou merania multiplicity vzniknutých častíc (alebo ich priechnej energie) v blízkosti interakčného bodu skombinovanej s počtom voľných neutrónov letiacich v smere zväzku.

Na urýchľovači protibežných zväzkov RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) v Brookhavenskom národnom laboratóriu (BNL) sú všetky experimenty s ťažkými iónmi vybavené rovnakými „Zero Degree“ kalorimetrami umiestnenými ± 18 metrov od interakčného bodu za magnetmi, ktoré odkláňajú nabitú časticu [56, 63]. Je to kvôli triggeru a vzájomnej kalibrácii medzi jednotlivými experimentami.

V experimente STAR (Solenoidal Tracker at RHIC) na urýchľovači RHIC (*obrázok 3.4a*) sa ako trigger pre centrálnu zrážku používajú rýchle detektory: Central Trigger Barrel (CTB) a dva Zero Degree kalorimetre (ZDC) [63, 64]. CTB, zložený z 240 scintilačných doštičiek, obklopuje vonkajší valec časovo projekčnej komory (Time Projection Chamber, TPC) a meria počty nabitých častíc v oblasti stredných rapidít $|\eta| < 1$ s 2π azimutálnym pokrytím. ZDC detektory umiestnené v priamom smere po oboch stranách detektora merajú počet neutrónov letiacich pod malým priestorovým uhlom $\theta < 2$ mrad [64].

V prípade najcentrálnejších zrážok, kde zostáva len veľmi malý počet spektátorových neutrónov, je signál zo ZDC slabý. Z toho dôvodu bol ako doplnujúca podmienka pre spúšťanie triggeru centrálnych zrážok zvolený silný signál z CTB, naznačujúci veľký počet nabitých častíc v oblasti stredných rapidít. Na *obrázku 3.4b* je zobrazený vzájomný vzťah medzi sumarizovanou výškou impulzov v ZDC a v CTB, pre prípady zrážok, u ktorých bol úspešne zrekonštruovaný vrchol primárnej zrážky z dráh zaznamenaných v TPC [64].

Periférne zrážky sú v dolnom ľavom rohu, kde sú aj signál z CTB a aj suma signálov z oboch ZDC malé. To je dôkaz malého počtu častíc v oblasti stredných rapidít a zriedkavého výskytu disociácie neutrónov. V geometrii urýchľovača buď vzбудené jadro alebo disociované protóny dosiahnu kalorimetre, pretože ich trajektórie sú zviazané pomocou zväzkovej optiky. Ako sa zväčšuje prekrytie zrážajúcich sa jadier (t.j. rastie centralita zrážky), tým



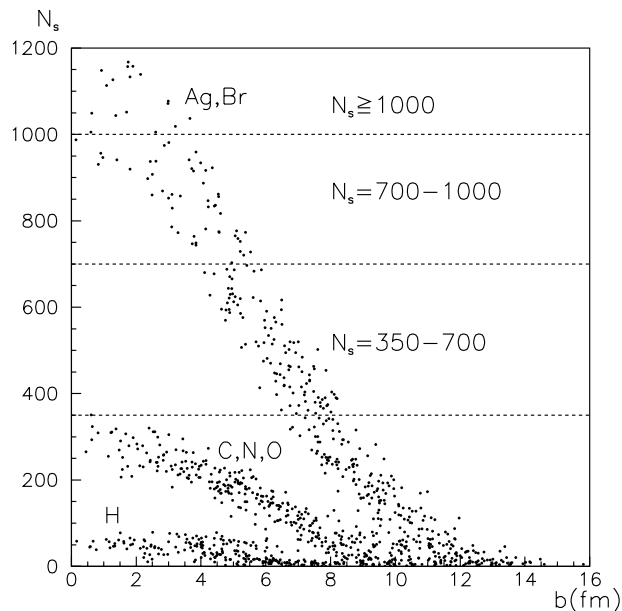
Obrázok 3.4: a) Bočný pohľad na detektor STAR (konfigurácia z roku 2001) [63], b) Signály ZDC vs. CTB [53]. Najcentrálnejšie prípady zrážok (dolný pravý roh) dávajú najväčší signál v CTB (veľký počet nabitých častíc v oblasti stredných rapidít) a malý signál v ZDC (malý počet spektátorových neutrónov).

viac neutrónov dosiahne kalorimetre a zároveň narastá signál v ZDC. Podobne narastá multiplicita v oblasti stredných rapidít. Po určitej hranici, keď je zrážka dostatočne centrálna, už len málo neutrónov dosiahne ZDC, kým počet vznikajúcich častíc pokračuje v náraste. Tento vzájomný vzťah medzi ZDC a CTB je monotónnou funkciou, ktorá sa používa v experimente ako trigger merania centrality zrážky [53].

V experimente PHOBOS na urýchľovači RHIC sa merá počet voľných neutrónov pomocou dvoch ZDC detektorov a súčasne produkcia častíc v ohraničenej pseudorapiditnej oblasti $3 < |\eta| < 4,5$ pomocou scintilačných detektorov „Paddle“. Amplitúda signálu z týchto detektorov je hlavným parametrom používaným na klasifikáciu prípadov zrážky podľa centrality v tomto experimente [56].

V predloženej práci sa skúmali centrálné interakcie jadier olova ^{208}Pb s hybnosťou $158 \text{ GeV}/c$ na nukleón a jadier zlata ^{197}Au s hybnosťou $11,6 \text{ GeV}/c$ na nukleón vo fotoemulzii. Keďže dostupné experimentálne údaje obsahujú len informáciu o multiplicita nabitých sekundárnych častíc a ich polárnych a azimutálnych uhloch, boli kvôli analýze prstencových štruktúr tieto experimentálne dáta rozdelené do troch skupín podľa multiplicity relativistických sekundárnych častíc N_s v danom prípade zrážky.

V prípade interakcií jadier olova ^{208}Pb boli zvolené nasledujúce intervaly: $350 \leq N_s < 700$, $700 \leq N_s < 1000$ a $N_s \geq 1000$. Na obrázku 5.1 je znázornená závislosť počtu relativistických sekundárnych častíc N_s od zrážkového parametra b získaná z výpočtov podľa modifikovanej verzie modelu FRITIOF [65] pre rôzne terčové jadrá fotoemulzie. Ako si možno všimnúť,



Obrázok 3.5: Závislosť multiplicity relativistických sekundárnych častíc N_s od zrážkového parametra b získaná z výpočtov podľa modelu FRITIOF pre rôzne terčové jadrá.

zvolené kritérium $N_s \geq 350$ vyberá len interakcie jadier olova s najväčšími jadrami fotoemulzie, striebrom ^{108}Ag a brómom ^{80}Br , s $b < 8$ fm. Skupina s $N_s \geq 1000$ zahŕňa už len centrálnu interakciu $\text{Pb}+\text{Ag}(\text{Br})$, kde je parameter zrážky $b \cong (0 - 4)$ fm.

Pre interakcie jadier zlata ^{197}Au s jadrami fotoemulzie boli vymedzené tri skupiny s rôznou centralitou: $100 \leq N_s < 200$, $200 \leq N_s < 300$ a $N_s \geq 300$. Podľa práce [11] kritérium pre počet relativistických sekundárnych častíc v danej interakcii $N_s \geq 300$ vydeľuje najcentrálnejšie („very central“) prípady zrážok.

Táto kapitola sa venovala určovaniu centrality interakcie v emulzných aj elektronických experimentoch. Najprv boli jadrové zrážky rozdelené podľa centrality na tri typy (periférne, kvázicentrálne a centrálnu), ďalej sa zdefinovali veličiny charakterizujúce centralitu zrážky a popísal sa Glauberov model. Nakoniec boli predstavené kritéria centrality, ktoré si zvolili rôzne experimenty a taktiež multiplicitné kritérium pre experimentálne údaje použité pri analýze prstencových štruktúr, ktorými sa zaoberá táto práca.

Kapitola 4

Modely jadrových interakcií

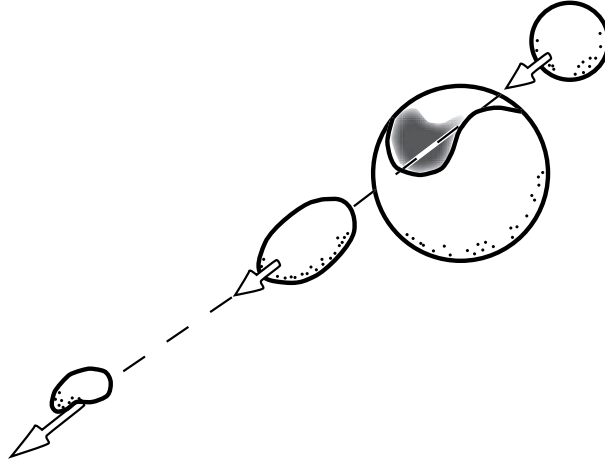
Východiskom pre štúdium priebehu jadrových interakcií sú hlavne mnohé experimentálne výsledky získané v tejto oblasti, ktoré sa teória snaží vysvetliť a čo najviac zovšeobecniť v modelových predstavách mechanizmu jadrovoadrovej zrážky. Keďže ide o skúmanie silnej interakcie, ktorej dosah je veľmi krátky ($r \approx 10^{-15}$ m), musia byť v experimentoch použité nalietaajúce častice s veľkou hybnosťou ako to vyplýva z relácií neurčitosti: $\Delta x \Delta p_x \geq \hbar$.

Prvé predstavy o mechanizmoch jadrových reakcií sa objavili v tridsiatych rokoch minulého storočia, predovšetkým v práci NIELSA BOHRA, ktorý sformuloval základné predstavy modelu, známeho dnes ako *model zloženého jadra*:

- dopadajúca častica vytvorí s terčovým jadrom zložený systém,
- ďalšími interakciami sa postupne stráca pamäť systému o spôsobe jeho vzniku, energia a hybnosť nalietaajúcej častice sa rozdelia medzi nukleóny v jadre tak, že vznikne rovnovážny stav,
- po dlhom čase (v porovnaní s jadrovým časom) sa jadro deexcituje emisiou častíc alebo γ -kvánt.

Pretože jadro dosiahlo rovnováhu, je charakterizované len celkovými integrálmi pohybu (energia, moment hybnosti, ...), neobsahuje žiadnu informáciu o spôsobe, akým bolo vytvorené. Táto vzájomná nezávislosť rozpadu a vytvorenia excitovaného jadra je základnou charakteristikou Bohrovho modelu zloženého jadra. Tento model dobre popisuje jadrové reakcie, ktorých kinetické energie nalietaajúcich častíc sú pomerne nízke, pohybujú sa od niekoľko keV do niekoľko MeV [66].

Ak čas trvania jadrovej reakcie je zrovnateľný s jadrovým časom (10^{-23} – 10^{-21} s), reakciu nazývame priamou. *Priame procesy* začínajú prevládať nad reakciami cez zložené jadro pri energiách rádovo desiatky MeV. Priame reakcie sú modelované nasledovne: pri reakcii projektil interaguje iba s jedným,



Obrázok 4.1: Schéma priebehu zrážky dvoch jadier podľa modelu so vznikom fireballu [50].

s menšou pravdepodobnosťou s viacerými nukleónmi terčového jadra. Pretože projektil odovzdáva časť svojej hybnosti v podstate jednému nukleónu, tento vylietava z jadra s najväčšou pravdepodobnosťou dopredu, v smere primárnej hybnosti. Tiež energie vylietavajúcich častíc môžu byť pomerne vysoké. Po tom, čo nukleón vyletí z jadra, prípadne ho ináč naruší, sa jadro rozpadne. Ak je energia primárnej častice dostatočne veľká, vznikajú pri zrážke nové častice, predovšetkým π -mezóny. Pri zvyšovaní interakčnej energie počet generovaných častíc vzrastá.

Existujú rôzne predstavy o mechanizme priamej interakcie v centrálnej oblasti. Model fireballu [67, 50] je jednoduchý makroskopický model pre emisiu nukleónov s rýchlosťami v oblasti rapidít medzi terčovým a projektilovým jadrom zahŕňajúci štatistické parametre a idealizujúce geometrické predstavy. Geometrické poňatie tohto modelu je zobrazené na obrázku 4.1.

Keď sa zrazí relativistický ťažký ión primárneho jadra s terčovým jadrom, nastane počas prvej rýchlej fázy sústredenie interakcie v prekrývajúcej sa oblasti terčika a projektilu, zatiaľ čo zvyšok oboch jadier zostáva v podstate neporušený. V druhej fáze prebieha excitácia týchto zvyškov spôsobená disociáciou stlačenej oblasti a uvoľnením energie na povrch, ako aj znovuabsorbovaním piónov a nukleónov emitovaných z primárnej interakčnej oblasti. Zvyškové fragmenty sa následne rozpadajú a sú charakterizované pomerne nízkymi energiami. Táto idea navádza k rozdeleniu nukleónov počas zrážky na účastníkov (participantov) a divákov (spektátorov). Model jadrového fireballu sa zaoberá len zúčastnenými nukleónmi, t.j. vzťahuje sa na podskupinu emitovaných častíc.

Tento model predpokladá, že dve jadrá, ktorých polomer je $1,2 A^{1/3}$, vytvoria cez seba navzájom čistý valcovitý rez. Účastníci z primárneho jadra

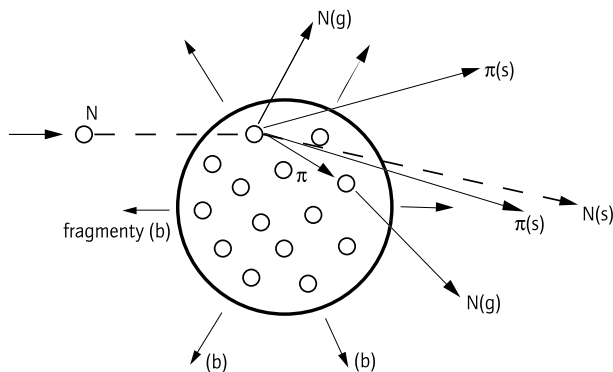
odovzdajú všetku svoju hybnosť do efektívnej ťažiskovej sústavy všetkých zúčastnených nukleónov formujúcich silne nahriaty plyn. Fireball sa pohybuje v laboratórnej sústave smerom dopredu s rýchlosťou medzi hodnotami rýchlostí terčového a primárneho jadra. Jeho stredná kinetická energia na nukleón je oveľa väčšia ako je väzbová energia na nukleón. V zjednodušenej predstave sa fireball považuje za nerotujúci ideálny plyn v rovnovážnom stave, ktorý sa rozpína rovnomerne do okolitého priestoru podľa Maxwellovho rozdelenia energie charakterizovaného teplotou [68].

Pri relativistických zrážkach ťažkých jadier veľký počet zúčastnených nukleónov neumožňuje jej presný mechanický popis. Často sa na vysvetlenie priebehu jadrovej zrážky používajú modely troch odlišných tried: štatistický, hydrodynamický a kaskádny model [46].

V *štatistickom modeli* je dostupný fázový priestor vyplnený podľa pravidiel štatistiky. Pri jadrovej zrážke nastáva iba limitovaný počet zrážok medzi daným nukleónom a ďalšími nukleónmi, pretože interaguje len ohraničená skupina nukleónov. Konečné rozdelenie hybností systému vyplýva zo spôsobu vyplnenia fázového priestoru. Keďže musí byť splnená podmienka zachovania energie a hybnosti, možno očakávať značné korelácie. Štatistické modely predstavujú pre experiment typ „základných modelov“. Nesúhlas medzi experimentálnymi dátami a štatistickým modelom môže poukazovať na existenciu zaujímavých dynamických efektov.

Použitie *hydrodynamického modelu* vyžaduje, aby stredná voľná dráha nukleónov λ bola oveľa menšia ako veľkosť interakčnej oblasti R ($\lambda \ll R$). Jadro sa považuje za kvapku tekutiny a hydrodynamické rovnice popisujú interakciu ako zrážku medzi dvoma kvapkami. S jadrovou hmotou sa narába ako so spojitým kontinuumom a jednotlivý nukleón tu hrá zanedbateľnú úlohu. Počas interakcie jadier sa formuje rovnovážny systém. Charakteristiky veličín vyplývajú zo známeho nukleón-nukleónového účinného prierezu vyjadreného pomocou rozdelenia počiatočných stavov jednotlivých častíc pochádzajúcich z terčového a primárneho jadra. Tieto modely môžu obsahovať hustotu nukleónov vyššiu než je rovnovážna hustota ρ_0 vyplývajúca z nezávislého pohybu častíc. Ak sú počiatočné hybnosti silne potlačené a uvedené do rovnováhy cez dostatočne veľký objem jadrovej hmoty, možno plným právom hovoriť o vysokej hustote hadrónovej hmoty a pripisovať jej hadrónovú teplotu. Vďaka tomu sa hydrodynamické modely ľahko spájajú s jadrovou stavovou rovnicou, a teda majú jasnú interpretáciu.

Kaskádne modely požadujú, aby stredná voľná dráha nukleónu bola väčšia ako je oblasť dosahu jadrových síl ($\lambda \gg \frac{\hbar}{m_\pi c}$). Potom možno jadrovú zrážku chápať ako superpozíciu elementárnych nukleón-nukleónových zrážok. Pre vysoké energie sa uvažujú lineárne dráhy nukleónov. Vkladom do modelu sú pružný a nepružný nukleón-nukleónový účinný prierez. Tiež sú približne zavedené kvantové efekty. Najjednoduchší 3-dimenzionálny model vnútrojadrových kaskád je zobrazenie interakcie medzi nukleónmi ako zrážky



Obrázok 4.2: Schéma priebehu interakcie jadier podľa kaskádno-evaporačného modelu [69].

dvoch pružných gúl. Každé z jadier má polomer $R = (\frac{\sigma_{tot}}{\pi})^{1/2}$. Vývoj kaskádnych procesov sleduje presne určené klasické trajektórie mnohonásobných zrážok nukleónov.

Pri výpočtoch podľa kaskádno-evaporačného modelu sa sledujú postupne dráhy jednotlivých nukleónov. Interakciou nalietajúceho nukleónu s niektorým z nukleónov jadra sa terčový nukleón spravidla excituje, čiže po tejto interakcii sa v jadre pohybujú už dva nukleóny. Excitovaný nukleón môže vyletieť z jadra alebo môže byť v jadre pohltený alebo iniciovať ďalšiu interakciu [66]. Schéma modelu je na *obrázku 4.2*.

Po vyletení zrodých a vyrazených častíc jadro ostane v silne vzbudenom stave. Táto excitácia je zapríčinená tým, že niektoré rýchle nukleóny uviazli uprostred iných vnútrojadrových nukleónov a nemohli opustiť jadro v procese rozvoja vnútrojadrovej kaskády. Následkom zrážok takýchto nukleónov s nukleónmi jadra sa ich energia dostatočne rýchlo prerozdelená medzi všetkými vnútrojadrovými nukleónmi a zvyškové jadro sa dostáva do silne vzbudeného stavu. Následne sa toto vzbudenie sníma konkurujúcimi procesmi: delením jadra a vyparením častíc (evaporáciou). Vzájomný pomer medzi týmito procesmi závisí od pravdepodobnosti delenia a pravdepodobnosti vyparenia častíc. Vznikajúce zvyšky delenia prechádzajú do základného, nevzbudeného stavu cestou ďalšej emisie častíc. Prepojenie na jadrovú stavovú rovnicu nie je až také samozrejmé, aj keď hustoty možno zrátať ako počet častíc pripadajúcich na jednotku objemu.

Tento jednoduchý model napriek tomu dáva postačujúci popis experimentálnych dát. Vnútrojadrové kaskádne modely boli úspešne použité v oblasti od 200 MeV na nukleón až do relativistických energií. Sú zároveň súčasťou tzv. generátorov prípadov zrážok ako Fritiof, QGSM, RQMD a ďalších, ktoré sa používajú na popis ultrarelativistických zrážok. Tieto modely sú založené na Monte-Carlo technikách a ich napojenie na jadrovú teóriu je voľné. Existujú dve triedy vnútrojadrových kaskádnych modelov, jedna

popisuje zrážku medzi skupinou nukleónov a druhá popisuje zrážku medzi skupinou nukleónov a jadrovou spojenou hmotou charakterizovanou strednou voľnou dráhou λ .

V princípe hodnota strednej voľnej dráhy λ určuje, či sa použije hydrodynamický alebo kaskádny model. Hodnota λ je závislá od účinného prierezu nukleón-nukleónovej interakcie σ_{nn} podľa vzťahu $\lambda = \frac{1}{n\sigma_{nn}}$ a tiež je závislá od energie nalietajúceho jadra. Nie je jasné ako si vybrať medzi hydrodynamickým a kaskádnym modelom len podľa geometrických kritérií, keď v skutočnosti platí: $\frac{\hbar}{m_\pi c} \leq \lambda \leq R$. Z toho dôvodu sa možno cítiť slobodne pri výbere vhodného modelu a zvoliť si ten, ktorý dáva najuspokojivejší opis experimentálnych dát.

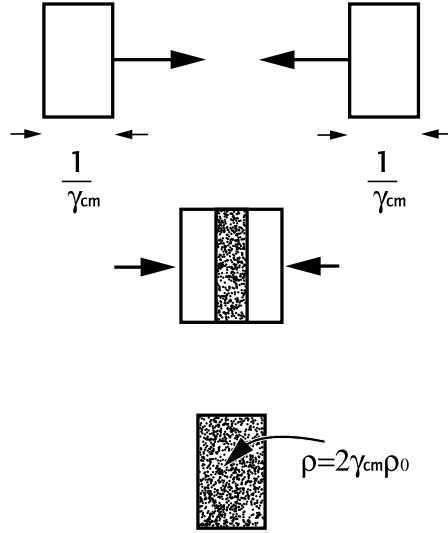
Je zaujímavé porovnať hydrodynamické modely s výpočtami podľa kaskádnych modelov. V oboch modeloch je prvá fáza neúplnou interpretáciou dvoch jadier a formuje sa elipsoidálny útvar s vysokou hustotou. Postupne, ako sa proces vyvíja, všetky nukleóny sa nachádzajú v objeme veľkosti jedného z pôvodných jadier. Navzájom splynuté a stlačené jadrá potom expandujú a rýchlo vypĺňajú priestor, objem ktorého je väčší než bol pôvodný objem jadier. Nasleduje výrazné rozrušenie jadier. Hlavný rozdiel medzi predpoveďami týchto dvoch modelov sa nachádza v interpretovaní poslednej fázy zrážky.

V kaskádnom modeli je väčšia časť nukleónov vyžiarená v laboratórnej sústave pozdĺž zväzkovej osi. Napriek veľkému stlačeniu a množstvu nukleón-nukleónových zrážok sú jadrá navzájom takmer priehľadné a väčšina nukleónov primárneho jadra prechádza priamo cez terčové jadro.

V hydrodynamickom modeli sa navzájom tieto dve jadrá zastavia. Po kompresii je značná časť hmoty vyžiarená kolmo na smer zväzku. Keď jadrá cez seba prenikajú nadzvukovou rýchlosťou, vzniká v oblasti zrážky rázová vlna. Táto rázová vlna smeruje dopredu, a tým tlačí hmotu pred sebou, ale zároveň ju vytláča aj do strán. V poslednej fáze interakcie spôsobuje kolektívny tok zapríčinený rázovou vlnou emisiu produktov zrážky do strán nazývanú „sideward splash“ (bočný výstrek, bočná škvvrna).

Samotný vývoj ultrarelativistickej jadrovej zrážky ťažkých iónov závisí od spôsobu zastavenia sa interagujúcich jadier. Existujú dve krajné predstavy jadrovo-jadrovej zrážky: úplné zastavenie projektilu v terčovom jadre a úplný prechod (primárne jadro prejde cez terčik bez pôsobenia interakcie) [46].

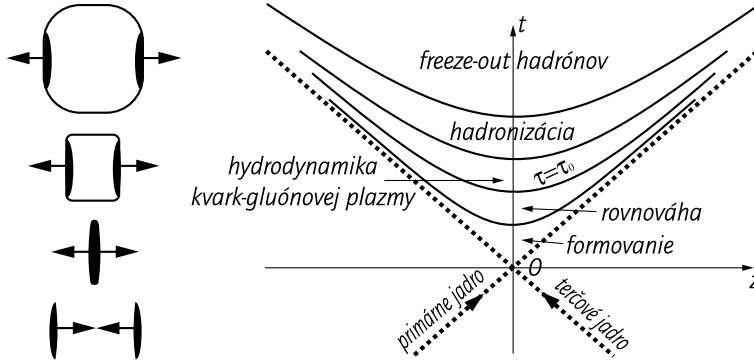
Často používaný model popisujúci zrážku s úplným zastavením je *Landauov model*. Tu sa dve silne lorentzovsky sploštené jadrá navzájom zastavia v jednom okamihu (*obrázok 4.3*). V tomto prípade dosiahne hustota baryónov pre symetrickú zrážku dvoch jadier (A+A) hodnotu $\rho = 2\gamma_{cm}\rho_0$. Veličina ρ_0 predstavuje bežnú hustotu jadrovej hmoty a γ_{cm} je lorentzovský faktor kontrakcie.



Obrázok 4.3: Jadrová zrážka s úplným zastavením – Landauov model [46].

Pre energie 200 GeV na nukleón predpovedá Landauov model, za predpokladu nulového priečného toku počas kompresie, možnosť vytvorenia hmoty s hustotou až $\rho = 20 \rho_0$. Ak by sa dosiahla fáza vytvorenia kvarkovo-gluónovej plazmy pri landauovskej kompresii, bola by to na baryóny bohatá plazma („baryon rich“), pre ktorú súčasné výpočty podľa kvantovej chromodynamiky nie sú schopné poskytnúť vhodný popis.

Druhým a veľmi populárnym modelom toho, čo sa deje počas ultrarelativistickej transparentnej zrážky medzi dvoma jadrami je *Björkenov model* [70, 14] (*obrázok 4.4*). Po predrovnovážnom čase asi 1 fm, čo je vlastný čas interakcie, nastáva fáza, počas ktorej sa formujú partóny do vysoko vzbudeného stavu. Počas formačnej doby sa vyskytujú medzi dvoma lorentzovsky sploštenými jadrami oba typy procesov: tvrdé rozptylové procesy na partónovej úrovni (malý účinný prierez) a tiež aj mäkké nukleón–nukleónové zrážky (veľký účinný prierez). Počas týchto rozptylových procesov sa časť pôvodnej energie zväzku transformuje na iné stupne voľnosti. Po uplynutí formačného času nastáva tepelná rovnováha systému v partón-partónových zrážkach. Systém sa rozpína v pozdĺžnom smere, teplota sa znižuje a po istom čase (3–5 fm) sa dosiahne kritická teplota T_c . Potom systém zotrúva až do času 10 fm v zmiešanej fáze (mixing phase). V poslednej hadrónovej fáze ($\tau \gg 10$ fm) ešte stále interagujúci systém expanduje ďalej do väčšieho priestoru až po fázu tzv. vymŕzania („freeze-out“). Potom sú všetky interakcie ukončené a častice sa voľne pohybujú.



Obrázok 4.4: Priestorovo-časový vývoj jadrovej zrážky – Björkenov model [49, 14].

4.1 Popis použitých generátorov prípadov zrážok

Modifikovaný model FRITIOF

Generátor prípadov zrážok FRITIOF je založený na Lundscom modeli strún [71], kde pri zrážke dvoch jadier všetky nukleóny z prekrývajúcich sa oblastí (účastníci zrážky) sa stávajú pozdĺžne excitovanými strunovými objektmi. Struny môžu opäť interagovať s ďalšími nukleónmi alebo strunami po celej svojej dráhe, v dôsledku čoho vzrastá ich excitácia. Mäkká emisia gluónov je považovaná za priečne uzly alebo vzbudenie na strunách. O nukleónoch z obidvoch jadier, ktoré sa nezúčastnili zrážky sa predpokladá, že pokračujú pozdĺž svojich pôvodných dráh a nie sú ďalej v modeli uvažované [72, 73]. Vzniknuté struny sa nakoniec rozpadnú podľa Lundskej fragmentačnej schémy.

FRITIOF, model Monte-Carlo simulácií nepružných hadrón-hadrónových, hadrón-jadrových a jadrovo-jadrových interakcií, je veľmi populárny v experimentálnej fyzike vysokých energií. Je to vysvetliteľné jeho prístupnosťou, ľahkým používaním, jednoduchosťou fyzikálnych myšlienok [74]. Zároveň však jednoduchá interpretácia fyzikálnych procesov nedovoľuje použitie programu pri energiách menších ako 10 GeV na nukleón a neprítomnosť simulácie relaxácie vzbudeného zvyškového jadra zužuje oblasť jeho aplikácie.

V tejto práci bol použitý modifikovaný model FRITIOF [65], v ktorom boli tieto nedostatky odstránené bez značných programových komplikácií.

K určeniu časovej postupnosti nukleón-nukleónových zrážok v jadrovo-jadrových interakciách používa model FRITIOF Glauberovu aproximáciu (kapitola 3.3). To znamená, že aj tento model ako väčšina programov predpokladá, že dva nukleóny interagujú, ak je parameter zrážky menší ako definovaná hodnota ~ 1 fm. Z hľadiska Glauberovho prístupu je to veľmi hrubé

priblíženie, ktoré neodpovedá tomu, čo poznáme z nukleón-nukleónových interakcií. Tento nedostatok je v modifikovanej verzii prekonaný použitím programového kódu DIAGEN, ktorý pridáva nepružné jadrovo-jadrové účinné prierezy k významným charakteristikám. Ďalšou nevýhodou modelu bolo vynechanie kaskád pomalých častíc v jadre. Zvyčajne sa pod pojmom „kaskády“ rozumie štandardný vnútrojadrový kaskádny scenár používaný v modeloch, ktoré uvažujú formačný čas. Kvantovo-mechanický popis kaskád častíc v jadrách v modifikovanom modeli je urobený v rámci Regge teórie.

K simulácii jadrového rozpadu a definovaniu počtu vyrazených nukleónov v jednotlivých prípadoch je aplikovaný nasledujúci algoritmus:

1. Súradnice nukleónov $x_i, y_i, z_i (1 \leq i \leq A)$ sú simulované podľa Saxon-Woodsovho rozdelenia (vzťah 3.7).
2. Interagujúce nukleóny jadier sú identifikované Glauberovou aproximáciou.
3. Nasledujú terčové a projektilové spektátorové nukleóny. Ak i -ty spektátor jadra A je vo vzdialenosti $b_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}$ od j -tého interagujúceho nukleónu z A , i -ty nukleón je považovaný za účastníka zrážky s pravdepodobnosťou $W_{ij}^2 = C_{nd} \exp(-b_{ij}^2)$, $C_{nd} = 0,35$.
4. Ak počet nových nukleónových účastníkov nie je nula, je potrebné v tomto prípade opakovať krok 3 pre nových účastníkov. Ak ich počet je nula, interakcia je zamietnutá.

Všetci novo zahrnutí účastníci a interagujúce nukleóny sú vyrazené z jadra.

V modifikovanej verzii modelu FRITIOF bol taktiež vylepšený algoritmus popisu Fermiho pohybu nukleónov a výpočtu excitačnej energie zvyškového jadra. Pre simuláciu relaxácie vzbudeného jadra bol použitý evaporáčny model.

Modifikovaný kaskádno-evaporačný model

Tradičný kaskádny model hadrónovo-jadrových a jadrovo-jadrových interakcií, v ktorom je mnohočasticová produkcia superpozíciou nukleónovo-nukleónových a mezónovo-nukleónových interakcií, je v dobrej zhode s experimentálnymi výsledkami pri stredných energiách. Avšak pri vyšších energiách nadhodnocuje mnohonásobnú produkciu častíc. Základným prvkom tradičného kaskádneho modelu je predpoklad, že konečné stavy hadrónov sú vytvorené v okamihu interakcie.

Pre výpočty pri vyšších energiách sú vypracované rôzne kvarkovo-partónové strunové modely hadrónovo-jadrových a jadrovo-jadrových zrážok.

V mnohých súčasných modeloch je mnohočasticová produkcia považovaná za dvojstupňový proces. V prvom štádiu sa formujú partóny (kvarkovo–gluónové struny), ktoré potom v druhom štádiu fragmentujú na koncové stavy hadrónov. Dôsledkom tohto dvojstupňového mechanizmu produkcie hadrónov je, že tvorba hadrónov nie je okamžitý proces, ale trvá istý čas. Tento čas formovania hadrónov sa nazýva formačná doba.

Modifikovaný kaskádno–evaporačný model zahŕňajúci koncepciu formačnej doby je založený na Monte Carlo metóde pre hadrónovo–jadrové a jadrové–jadrové interakcie. Tento model vcelku dobre popisuje vysokoenergetické procesy, pričom využíva tradičný hadrónový jazyk binárnych interakcií. Hlavnými črtami tohto modelu sú:

- proces rozvoja kaskád prebieha ako v terčovom jadre, tak aj v projektilovom jadre,
- do výpočtu sú zahrnuté aj kaskádno–kaskádne interakcie,
- všetky interakcie sú usporiadané v čase,
- formačná doba, ktorá fenomenologicky charakterizuje vývoj interagujúcich nukleónov a produkovaných mezónov, je zahrnutá do kaskádneho procesu medzi zrážajúcimi sa jadrami,
- hadrónovo-hadrónový generátor je založený na priestorovom cylindrickom fázovom modeli a produkcia ρ, ω, Δ rezonancií je zahrnutá do výpočtu [75].

Fyzikálny obraz interakcie dvoch jadier v modeli vnútrojadrovej kaskády predstavuje proces zrážky dvoch plynových oblakov. Každé zo zrážajúcich sa jadier je vo svojej vzťažnej sústave považované za degenerovaný Fermiho plyn nukleónov uzatvorený v určitom objeme s difúznou hranicou. Nukleóny sa nachádzajú v potenciálovej jame, ktorá má tvar:

$$V(r) = \epsilon + \frac{p_F^2}{2m}, \quad (4.1)$$

kde m je hmotnosť voľného nukleónu, ϵ je stredná väzbová energia na nukleón ($\epsilon \sim 7 \text{ MeV}$) a p_F je Fermiho hybnosť nukleónu v jadre. Maximálna hodnota Fermiho hybnosti je vyjadrená pomocou jadrovej hustoty nasledovne

$$p_{max}(r) = (3\pi^2)^{\frac{1}{3}} \hbar \rho(r)^{\frac{1}{3}}. \quad (4.2)$$

Pre jadrá s $2 < A < 12$ sa jadrová hustota aproximuje rozdelením

$$\rho(r) = \frac{2}{Z\pi^{\frac{3}{2}}R_0^3} \left[1 + \frac{Z-2}{3} \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right] \exp\left(-\frac{r^2}{R_0^2}\right), \quad (4.3)$$

kde Z je náboj jadra, R_0 je parameter Gaussovho rozdelenia, ktorý závisí od atómového čísla A a získava sa z experimentu. Pre jadrá s $A \geq 12$ je jadrová hustota daná dvojparametrickým rozdelením

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp(\frac{r-a}{b})}, \quad (4.4)$$

kde parameter $a = 1,07 \cdot A^{\frac{1}{3}} \text{ fm}$ je polomer polovičnej hustoty, $b = 0,545 \text{ fm}$ je parameter difúznosti hraničnej vrstvy [76]. Vzďialenosť medzi dvoma rôznymi nukleónmi z celkového počtu A nukleónov v jadre nesmie byť menšia ako $2r_c$, kde $r_c = 0,4 \text{ fm}$.

Nepružná zrážka dvoch jadier predstavuje superpozíciu baryón–baryónových, mezón–baryónových a mezón–mezónových pružných a nepružných interakcií, ktoré je možné formálne rozdeliť do štyroch skupín:

- interakcie nukleónov primárneho jadra s nukleónmi terčového jadra,
- interakcie sekundárnych častíc s nukleónmi terčového jadra,
- interakcie sekundárnych častíc s nukleónmi primárneho jadra,
- interakcie sekundárnych častíc medzi sebou navzájom, tzv. kaskádno–kaskádne interakcie.

Všetky sekundárne častice vzniknuté v ľubovoľnej skupine interakcií sa považujú za kaskádne častice. Zrážky z prvej skupiny nastávajú v oblasti prekrytia jadier, zatiaľ čo interakcie kaskádnych častíc s vnútrojadrovými nukleónmi môžu prebiehať aj potom, ako sa jadrá vzdialia a trvajú dovtedy, kým tieto častice neopustia dané jadro, alebo ním nie sú pohltené, ak ich energia je už menšia ako definovaná energia úniku. Veľkosť energie úniku závisí od typu častice a od náboja jadra a vo všeobecnosti je parametrom modelu. Pravdepodobnosť interakcie ľubovoľných dvoch častíc je definovaná pomocou účinného prierezu:

$$q = \frac{\sigma_{tot}}{\pi(r_0 + \lambda)^2}, \quad (4.5)$$

kde σ_{tot} je celkový (totálny) účinný prierez interakcie, r_0 je parameter súvisiaci s polomerom silnej interakcie a λ je de Broglieho vlnová dĺžka.

Evolúcia interagujúceho systému sa skúma nasledovne. V začiatočnom časovom okamihu sa definujú všetci možní partneri. Partneri pre interakcie sa vypočítajú pre každú vyššie uvedenú skupinu. Spomedzi všetkých možných interakcií sa vyberá tá, ktorá sa realizuje skôr ako ostatné. Potom sa daný stav obidvoch jadier a všetkých častíc posúva k nasledujúcemu stavu odpovedajúcemu novej párnej interakcii alebo rozpadu rezonancie. Počas vývinu

systému sa môžu vzniknuté rezonancie rozpadat' až po zrážkach s vnútrojadrovými nukleónmi alebo s druhými kaskádnymi časticami. Pre všetky typy interakcií a taktiež rozpady rezonancií, realizujúcich sa vnútri jadra, sa overuje splnenie Pauliho princípu. Kaskádne štádium generovania častíc sa končí vtedy, keď všetky častice opustia obidve jadrá alebo sú v nich absorbované. Do procesu mnohočasticovej produkcie v hadrónovo-hadrónových a jadrovo-jadrových interakcií je zahrnutá aj tzv. formačná doba, čo je možné realizovať rôznymi spôsobmi. Jeden spôsob je založený na predpoklade, že produkované rýchle častice neinteragujú vo vnútri jadra, čo môže byť sformulované na základe Heisenbergovho princípu neurčitosti. Druhý spôsob súvisí so strunovými modelmi - ak je hadrón vytvorený vo vnútri jadra, môže interagovať s jadrovou hmotou. Interakcia strún vo vnútri jadra môže prebiehať nasledovne: buď struny vôbec neinteragujú s jadrovou hmotou, alebo je struna úplne absorbovaná s typickým hadrónovým účinným prierezom. Ako ďalšia sa ukazuje možnosť, že je struna absorbovaná len čiastočne.

Model je v dobrej zhode s experimentálnymi údajmi pre jadrovo-jadrové interakcie v energetickej oblasti od 0,1 do 200 GeV na nukleón, ako je stredná multiplicita sekundárnych častíc a ich energetické spektrum, uhlové rozdelenia jednotlivých typov sekundárnych častíc, stupeň fragmentácie primárneho jadra a parameter zrážky. Formačný čas bol odhadnutý na hodnotu $(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-23}$ s, čo zodpovedá charakteristickému jadrovému času [76].

Procedúra mixovania prípadov

Pre porovnanie experimentálnych údajov s modelovými sa použila aj Monte Carlo procedúra mixovania prípadov interakcií. Pre každý experimentálny prípad zrážky bol vytvorený príslušný modelový prípad s tou istou multiplicitou, pričom pseudorapidita častice sa náhodne volila pomocou Monte Carlo procedúry zo súboru všetkých experimentálnych multiplicit a azimutálny uhol sa vyberal z rovnomerného rozdelenia všetkých možných azimutálnych uhlov. Takýmto spôsobom sa zachovalo stredné rozdelenie pseudorapidity odpovedajúce experimentálnemu, ale odstránili sa korelácie medzi dráhami.

V tejto kapitole boli popísané modely jadrovo-jadrových zrážok a boli predstavené základné myšlienky modelu FRITIOF a kaskádno-evaporačného modelu, ktoré sa použili pri analýze prstencových štruktúr na generovanie prípadov kvôli porovnaniu s experimentálnymi údajmi.

Kapitola 5

Výsledky analýzy experimentálnych údajov

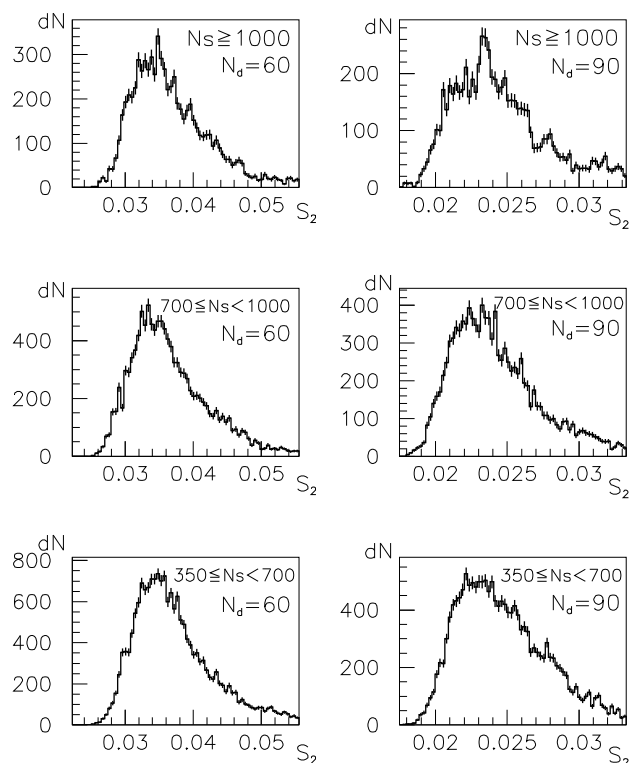
5.1 Interakcie jadier olova s jadrami fotoemulzie

Daná kapitola sa venuje analýze prstencových štruktúr v interakciách primárnych jadier olova ^{208}Pb s jadrami fotoemulzie. Na urýchľovači SPS v CERN-e bol zväzkom primárnych jadier ^{208}Pb s hybnosťou $158\text{ GeV}/c$ na nukleón horizontálne ožiarený fotoemulzný detektor (experiment EMU12). Cieľom tohto experimentu bolo študovať multiplicity a uhlové rozdelenia terčových fragmentov, a zároveň skúmať multiplicity a rozdelenia pseudorapidity relativistických častíc. Získané výsledky boli porovnané s experimentálnymi údajmi pre iné primárne jadrá. Podrobné údaje o experimente a výsledky analýzy experimentálnych údajov boli publikované v prácach [10, 47].

Celkovo bolo zmeraných 628 prípadov interakcií. Základné charakteristiky experimentálnych údajov sú prehľadne uvedené v *tabuľkách 2.2 a 2.3 kapitoly 2.4*. Pri analýze prstencových štruktúr boli experimentálne údaje rozdelené do troch tried podľa multiplicity relativistických sekundárnych častíc N_s v danom prípade: $350 \leq N_s < 700$, $700 \leq N_s < 1000$ a $N_s \geq 1000$. V *kapitole 3.4* venovanej určovaniu centrality zrážky je toto multiplicitné kritérium zdôvodnené na základe závislosti počtu relativistických sekundárnych častíc N_s od zrážkového parametra b získanej z výpočtov podľa modelu FRITIOF [65]. Kritérium $N_s \geq 350$ vyberá semicentrálne a centrálné prípady, kedy jadro olova interagovalo s najťažšími jadrami fotoemulzie, a to brómom ^{80}Br a striebrom ^{108}Ag . Centrálné interakcie so zrážkovým parametrom $b = (0 - 4)\text{ fm}$ spĺňajú kritérium $N_s \geq 1000$.

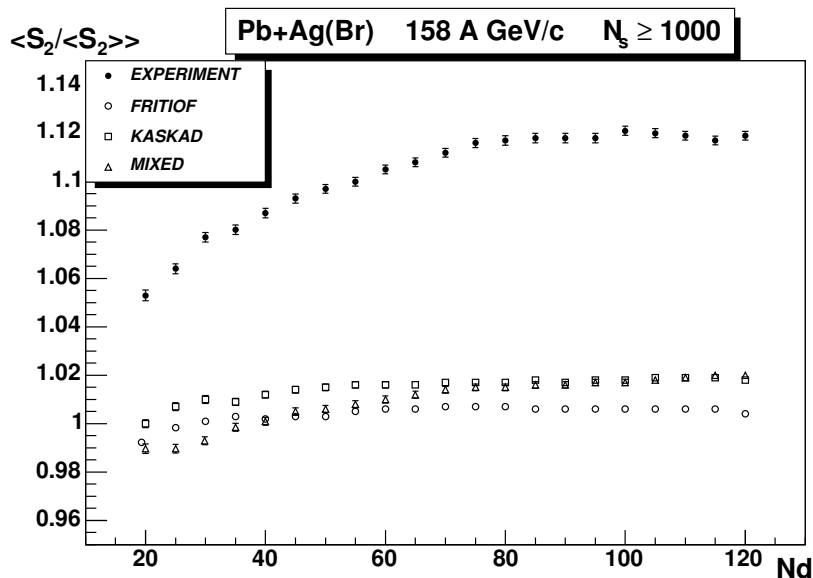
V prvom kroku samotnej analýzy boli spočítané rozdelenia S_2 parametra (vzťah 1.7) pre rôzne násobnosti častíc v skupine $N_d = 20, 25, 30, 35, \dots, 120$ vytvárajúcej prstencovú štruktúru, keďže nie je známa najpravdepodobnejšia hodnota násobnosti N_d charakteristická pre vznik týchto štruktúr v interakciách relativistických jadier.

Pb+Ag(Br)



Obrázok 5.1: Rozdelenie parametra S_2 v interakciách jadier olova s fotoemulziou pre dve rôzne násobnosti častíc v skupine $N_d = 60$ a $N_d = 90$ a pre všetky tri centralitné triedy: $N_s \geq 1000$, $700 \leq N_s < 1000$ a $350 \leq N_s < 700$.

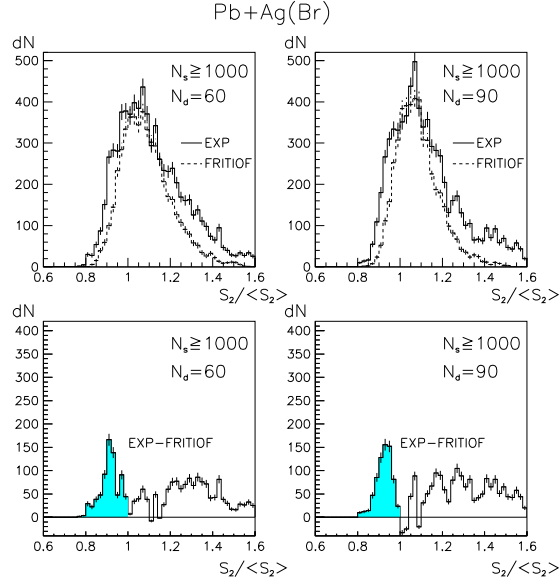
Ako príklad je uvedené rozdelenie S_2 parametra (obrázok 5.1) pre dve rôzne násobnosti častíc v skupine $N_d = 60$ a $N_d = 90$ pre všetky tri centralitné triedy: $N_s \geq 1000$, $700 \leq N_s < 1000$ a $350 \leq N_s < 700$. V prípade čisto náhodnej produkcie častíc by malo mať rozdelenie S_2 parametra Gaussov tvar s píkum pri hodnote $S_2 = 0,033$ pre $N_d = 60$ a $S_2 = 0,022$ pre $N_d = 90$ danej podľa vzťahu 1.9. Možno si všimnúť predĺženie rozdelenia S_2 parametra v pravej časti, odpovedajúcej štruktúram typu jet-like. Zároveň sa objavili dodatočné píky i v ľavej časti rozdelenia (najvýraznejšie je to pre rozdelenie s $N_s \geq 1000$ a $N_d = 90$), čo môže poukazovať na prítomnosť prstencových štruktúr v centrálnych interakciách jadier olova ^{208}Pb s jadrami fotoemulzie.



Obrázok 5.2: Normované rozdelenie stredných hodnôt parametra S_2 pre $N_s \geq 1000$ porovnané s výpočtami podľa modelu FRITIOF, kaskádno-evaporačného modelu (KASKAD) a s hodnotami získanými zmixovaním experimentálnych prípadov (MIXED).

Ďalej v texte budeme používať namiesto parametra S_2 normovaný parameter $S_2 / \langle S_2 \rangle$, ktorý je výhodné používať kvôli ľahšiemu porovnaniu rozdelení s rôznymi násobnosťami častíc v skupine N_d vytvárajúcej prstenec. Zároveň sa týmto normovaním pík rozdelenia štatistického pozadia presunie pre všetky násobnosti N_d do hodnoty 1, čo uľahčí proces identifikácie prstencových štruktúr.

Experimentálne údaje boli ďalej porovnávané s modelovými výpočtami, počet vygenerovaných prípadov interakcií bol 1000. Na obrázku 5.2 je znázornené normované rozdelenie stredných hodnôt parametra S_2 v závislosti od násobnosti častíc v skupine N_d pre najcentrálnejšie prípady zrážok s multipllicitou $N_s \geq 1000$. Experimentálne hodnoty sú porovnané s výpočtami podľa modelu FRITIOF, podľa kaskádno-evaporačného modelu i s hodnotami získanými zmixovaním experimentálnych prípadov a ich náhodným výberom. Kapitola 4.1 sa bližšie venuje procedúram modelových výpočtov. Keďže medzi modelovými výpočtami nie sú značné rozdiely, na porovnávanie experimentálnych údajov v ďalšom texte sme si zvolili model FRITIOF.



Obrázok 5.3: Experimentálne rozdelenie $S_2/\langle S_2 \rangle$ pre $N_s \geq 1000$ a dve násobnosti častíc $N_d = 60$ a $N_d = 90$, hore – porovnané s modelom FRITIOF, dole – výsledok po odčítaní modelového rozdelenia od experimentálneho.

Vidieť, že v prípade interakcií jadier olova ^{208}Pb s jadrami fotoemulzie sa objavil posun experimentálneho rozdelenia k vyšším hodnotám oproti všetkým modelovým výpočtom. Tento posun bol vysvetlený v práci [3]. Vzhľadom na to, že v experimentálnom rozdelení sa nachádza pozadie z neidentifikovaných e^-e^+ párov z γ -konverzie a z efektu interferencie medzi identickými časticami (HBT), ktoré nie sú zahrnuté v modeli FRITIOF, sú stredné hodnoty experimentálneho rozdelenia väčšie. Autori v danom článku ukázali, že započítanie týchto faktorov do modelu spôsobilo posun stredných hodnôt modelového S_2 rozdelenia. Kvôli skompenzovaniu tohto efektu boli naše modelové rozdelenia posunuté na stranu veľkých hodnôt parametra S_2 tak, aby sa zhodovali poloha a aj výška maxima oboch rozdelení.

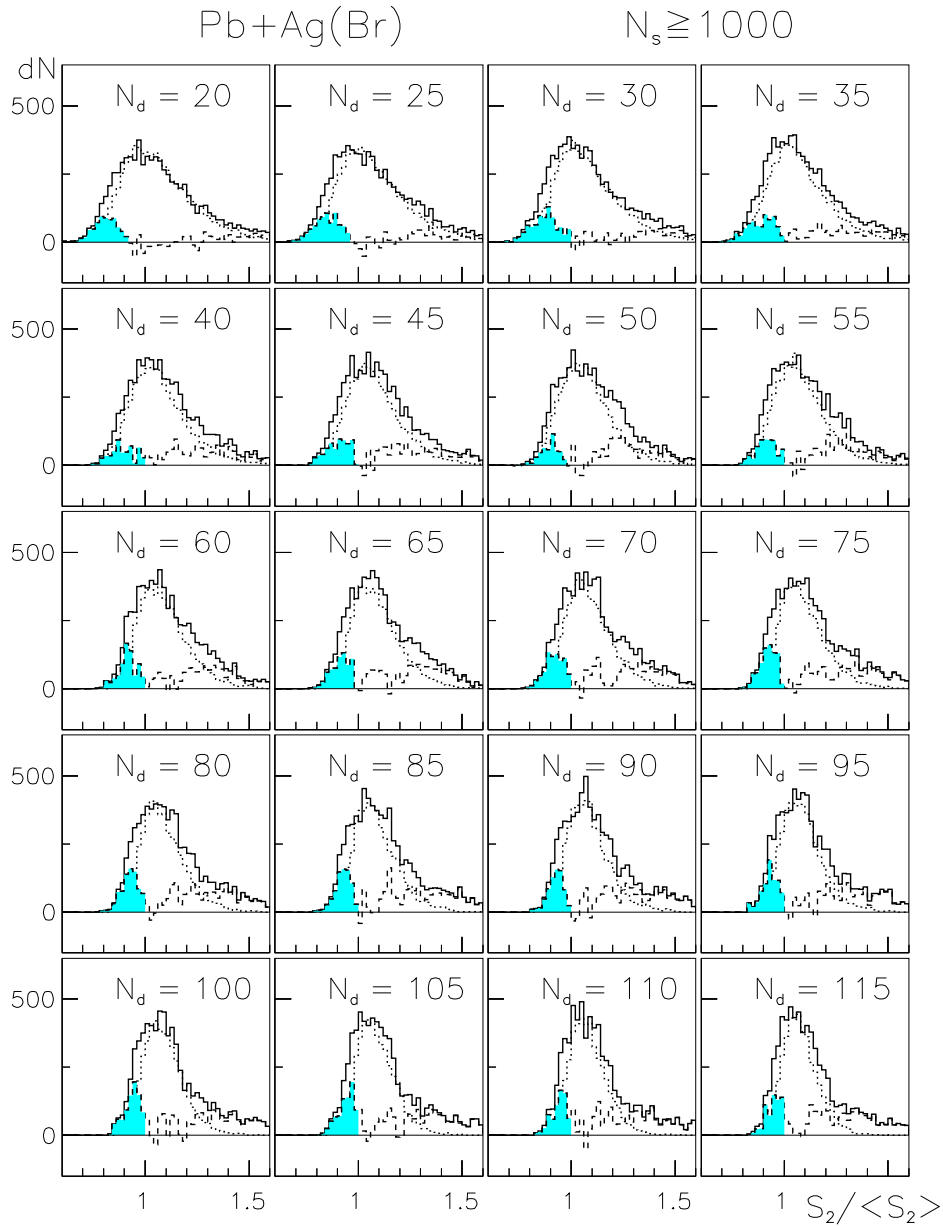
Z porovnania experimentálneho rozdelenia $S_2/\langle S_2 \rangle$ parametra s výpočtami generovanými podľa modelu FRITIOF (obrázok 5.3) možno usudzovať na prítomnosť efektu vzniku prstencových štruktúr. V ľavej časti experimentálneho rozdelenia sa nachádza často nie veľký pík, alebo jeho zbytok, ktorý v modelovom rozdelení chýba. Pre centrálné prípady s $N_s \geq 1000$ a dve rôzne multiplicity častíc v prstenci boli spočítané hodnoty χ^2/N , kde N je počet binov: pre $N_d = 60$ je $\chi^2/N = 19,85$ a pre $N_d = 90$ je $\chi^2/N = 28,74$. Model FRITIOF však nezahŕňa ani efekty vzniku štruktúr typu jet-like a ani

prstencových štruktúr, a preto boli rozdelenia generované podľa tohto modelu použité ako štatistické pozadie. V dolnej časti *obrázka 5.3* sú výsledky získané po odčítaní štatistického pozadia z experimentálneho rozdelenia. Výsledné rozdelenie má dva veľmi dobre odlišiteľné časti, jednu v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$, kde sa očakáva prejavenie efektu formovania prstencových štruktúr a druhú v oblasti jet-like štruktúr, kde $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$.

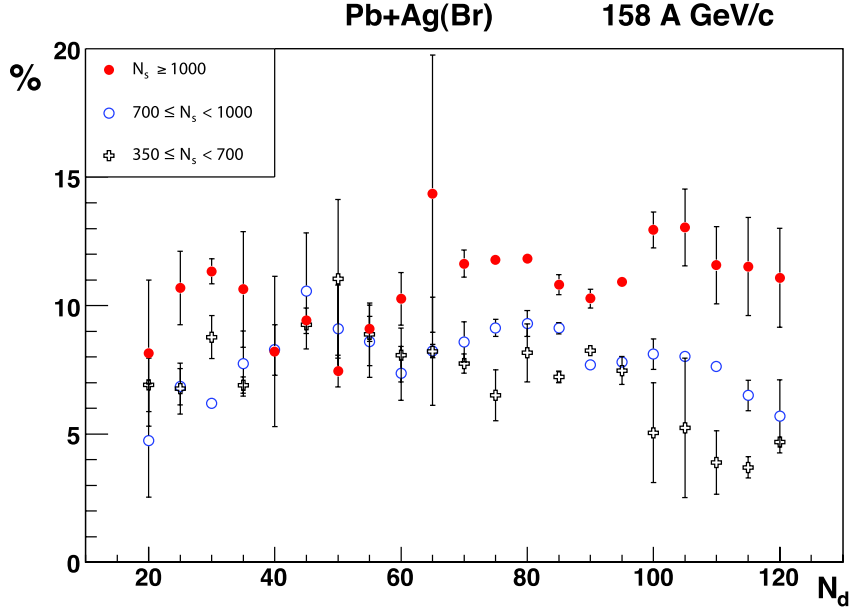
Obrázok 5.4 obsahuje experimentálne rozdelenia $S_2/\langle S_2 \rangle$ parametra pre všetky skúmané násobnosti častíc v skupine N_d vytvárajúcej prstencovú štruktúru v centrálnych interakciách jadier olova s fotoemulziou. Zároveň sú na grafoch vynesené aj rozdelenia získané z modelových výpočtov a rozdelenia po odčítaní modelového rozdelenia od experimentálneho. Oblasť $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$, odpovedajúca efektu prstencových štruktúr, je zvýraznená šrafovaním. Pomer plochy odpovedajúcej výslednému rozdeleniu v oblasti prstencových štruktúr ku celkovej ploche experimentálneho rozdelenia umožňuje oceniť pravdepodobnosť sformovania prstencov v centrálnych interakciách relativistických jadier.

Na *obrázku 5.5* je znázornená závislosť pravdepodobnosti vzniku prstencových štruktúr od počtu častíc v prstenci N_d pre tri rôzne skupiny multiplicit relativistických častíc N_s . Očakávali sme plynulú závislosť, teda rast pravdepodobnosti a potom jej pokles so zväčšovaním počtu častíc v prstenci N_d . Maximum by malo ukazovať na najpravdepodobnejšiu hodnotu multiplicity častíc N_d formujúcej prstencovú štruktúru. Predpokladali sme, že stredná hodnota počtu častíc $\langle N_d \rangle$ v prstenci bude proporcionálna multiplicity vyprodukovaných častíc N_s v danom prípade zrážky. Naše odhady boli: $\langle N_d \rangle \approx 30 - 40$ pre $350 \leq N_s < 700$, $\langle N_d \rangle \approx 60$ pre $700 \leq N_s < 1000$ a $\langle N_d \rangle \approx 100 - 110$ pre $N_s \geq 1000$. No v tejto závislosti sa objavil neočakávaný efekt. V každej multiplicitnej skupine N_s má závislosť niekoľko maxim, ktoré sa nachádzajú na približne rovnakých hodnotách N_d . V skupine $N_s \geq 1000$ toto rozdelenie celkovo pomaly rastie, kým v ďalších dvoch skupinách má klesajúci charakter.

Tvar rozdelení na *obrázku 5.5* možno vysvetliť nasledovne: Pozorované prstencové štruktúry sa javia ako sumárny výsledok nezávislého formovania prstenca súčasne od niekoľkých jednotlivých gluónov, ktorých počet môže byť rôzny. Každý pík v závislosti na *obrázku 5.5* odpovedá prstencovej štruktúre s rôznym počtom formujúcich gluónov. Stredná hodnota počtu gluónov, zúčastňujúcich sa v procese vzniku prstencových štruktúr je úmerná stupňu prekrytia sa interagujúcich jadier, t.j. je väčšia pre centrálnejšie interakcie. Teda stredná hodnota násobnosti častíc v skupine N_d vytvárajúcej prstencovú štruktúru nie je fixovaná, ale je proporcionálna počtu gluónov, ktoré sa zúčastnili formovania prstencovej štruktúry. Z tejto závislosti možno odhadnúť, že približne 10 – 12% z celkového počtu centrálnych interakcií jadier



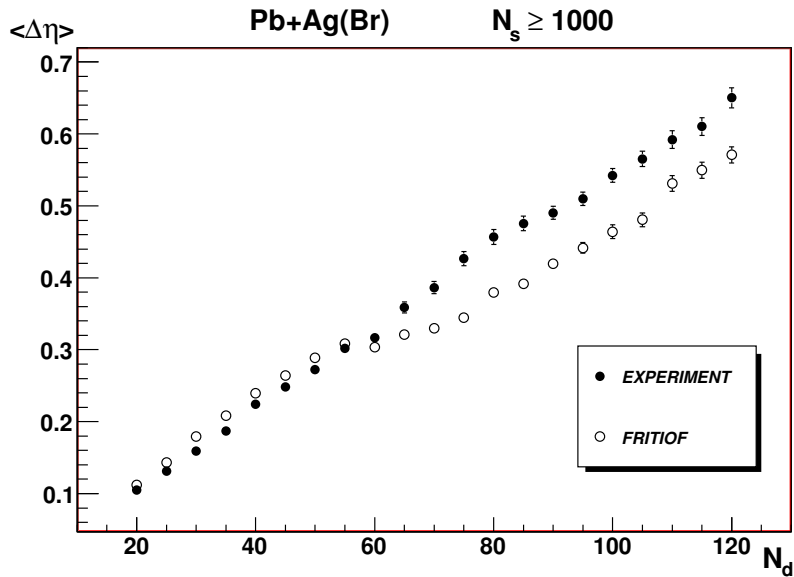
Obrázok 5.4: Experimentálne rozdelenie $S_2/\langle S_2 \rangle$ parametra (plná čiara) pre všetky skúmané násobnosti častíc N_d porovnané s výpočtami podľa modelu FRITIOF (bodkovaná čiara) a výsledné rozdelenie (čiarkovaná čiara) získané po odčítaní modelového rozdelenia od experimentálneho. Oblasť odpovedajúca efektu prstencových štruktúr je vyšrafovaná.



Obrázok 5.5: Závislosť pravdepodobnosti vzniku prstencových štruktúr od počtu častíc v prstenci N_d pre tri rôzne skupiny multiplicít relativistických častíc N_s .

olova ^{208}Pb s hybnosťou $158 \text{ GeV}/c$ na nukleón s jadrami fotoemulzie prispieva k prípadom s neštatistickými prstencovými štruktúrami.

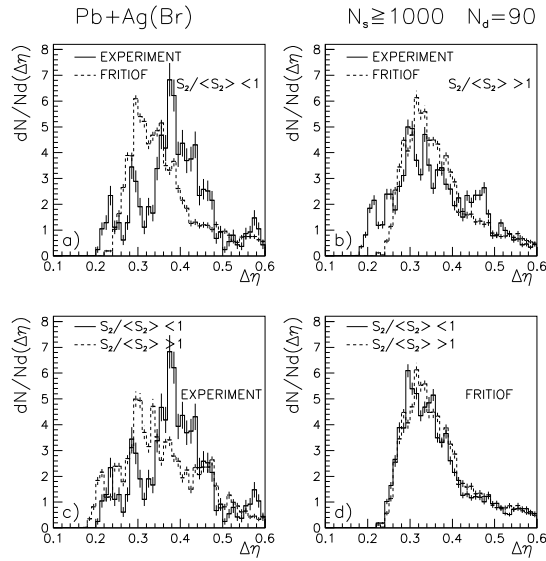
V ďalšom kroku sa skúmala veľkosť prstencovej štruktúry $\Delta\eta$ danej podľa vzťahu 1.3. Je zrejmé, že so zvyšovaním počtu častíc v skupine N_d formujúcej prstencovú štruktúru, sa zväčšuje prirodzene aj šírka tejto štruktúry $\Delta\eta$. Tento trend sa pozoroval v rozdeleniach stredných hodnôt $\langle\Delta\eta\rangle$ od multiplicít častíc N_d pre všetky tri centralitné triedy: $350 \leq N_s < 700$, $700 \leq N_s < 1000$ a $N_s \geq 1000$. Pri porovnaní experimentálnych hodnôt $\langle\Delta\eta\rangle$ s hodnotami získanými z výpočtov podľa modelu FRITIOF bolo zistené nasledovné. V centralitných triedach $350 \leq N_s < 700$ a $700 \leq N_s < 1000$ experimentálne i modelové hodnoty rovnomerne rastú, pričom hodnoty vypočítané podľa modelu sú trochu nižšie pre obe oblasti: $S_2/\langle S_2\rangle < 1$ – oblasť prstencových štruktúr aj $S_2/\langle S_2\rangle > 1$ – oblasť jet-like štruktúr. V triede najcentrálnejších prípadov s $N_s \geq 1000$ sú modelové hodnoty $\langle\Delta\eta\rangle$ v oblasti jet-like štruktúr mierne nad experimentálnymi hodnotami. Avšak v oblasti prislúchajúcej prstencovým štruktúram ($S_2/\langle S_2\rangle < 1$) bolo pozorované, že pre malé hodnoty násobnosti častíc $N_d = 20 - 60$ sa experimentálne i modelové stredné hodnoty prekrývajú, kým pri veľkých multiplicitách častíc v prstenci od $N_d = 60$ nastáva prudší rast experimentálnych hodnôt oproti hodnotám získaným z výpočtov podľa modelu FRITIOF.



Obrázok 5.6: Rozdelenie stredných hodnôt $\langle \Delta \eta \rangle$ v závislosti od počtu častíc N_d pre centrálne interakcie s $N_s \geq 1000$ v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ a porovnané s modelovými výpočtami.

Na obrázku 5.6 je znázornené rozdelenie experimentálnych stredných hodnôt $\langle \Delta \eta \rangle$ v závislosti od počtu častíc N_d pre centrálne interakcie s $N_s \geq 1000$ v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ (zosilnené kritérium) a porovnané s modelovými výpočtami.

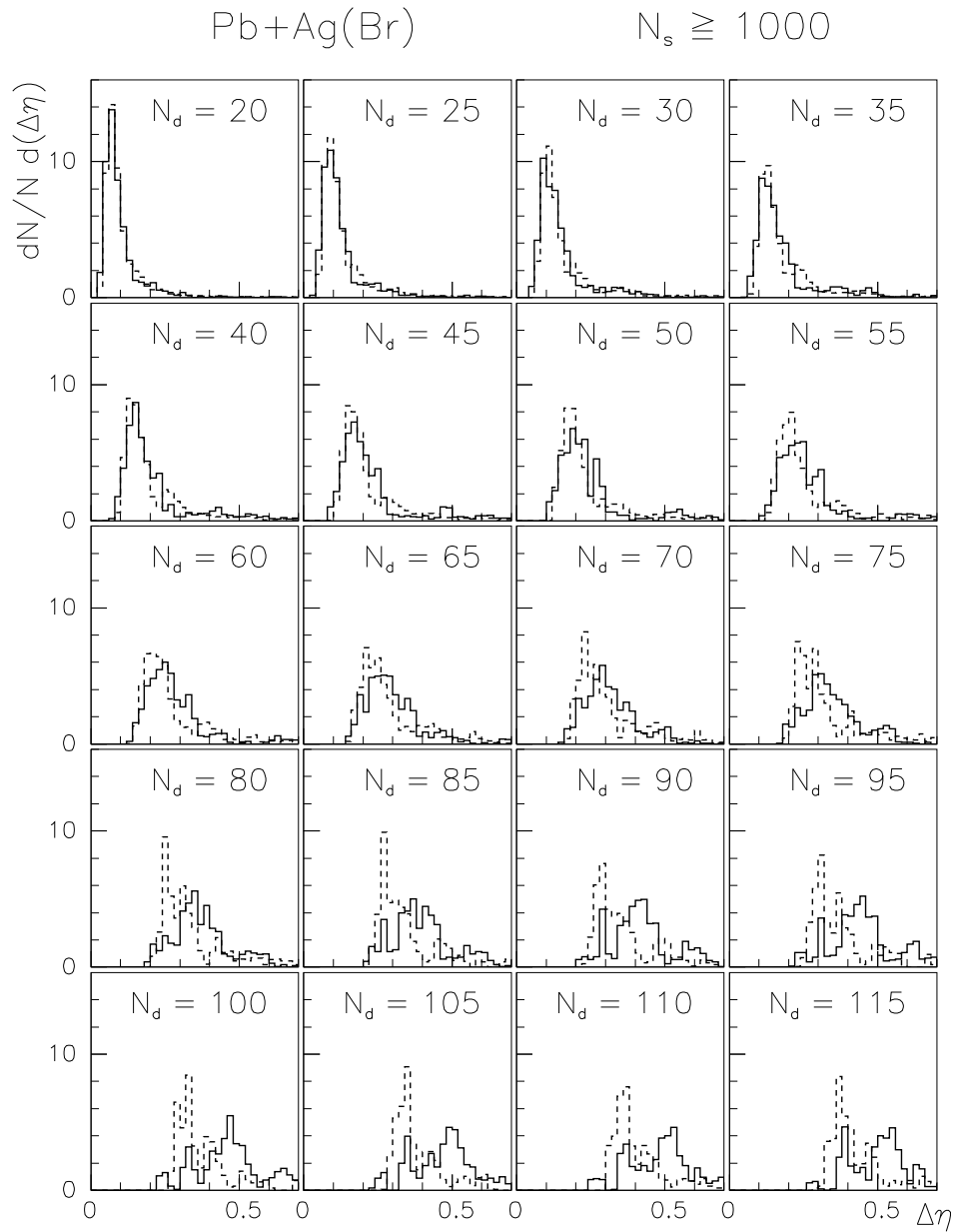
Obrázok 5.7 predstavuje $\Delta \eta$ rozdelenie pre centrálne interakcie ($N_s \geq 1000$) s počtom častíc v skupine $N_d = 90$. Toto rozdelenie je zostrojené pre dve skupiny: $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$ – oblasť prstencových štruktúr a $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$ – oblasť jet-like štruktúr. Kvôli porovnaniu sú zároveň vynesené analogické rozdelenia získané z výpočtov podľa modelu FRITIOF. Možno si všimnúť, že sú tu rozdiely v tvare experimentálnych a modelových $\Delta \eta$ rozdelení v oboch oblastiach (obrázok 5.7a, 5.7b). Hodnoty χ^2/N , kde N je počet binov sú nasledovné: pre $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$ je $\chi^2/N = 19,02$ a pre $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$ je $\chi^2/N = 21,46$. Zároveň sa experimentálne $\Delta \eta$ rozdelenie pre oblasť prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$ líši ako v tvare, tak aj v hodnotách od prípadu s $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$ (obrázok 5.7c). No modelové rozdelenia pre obe skupiny $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$ a $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$ sa navzájom výrazne nelíšia (obrázok 5.7d). V experimentálnom $\Delta \eta$ rozdelení pre oblasť prstencových štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle < 1$) sa objavili štyri píky pri hodnotách $\Delta \eta = 0,20-0,27$, $0,27-0,33$, $0,33-0,48$ a $0,48-0,60$. Podobný tvar $\Delta \eta$ rozdelenia sme očakávali v prípade, že sa pri formovaní uprednostňujú prstencové štruktúry len s určitými šírkami prstenca.



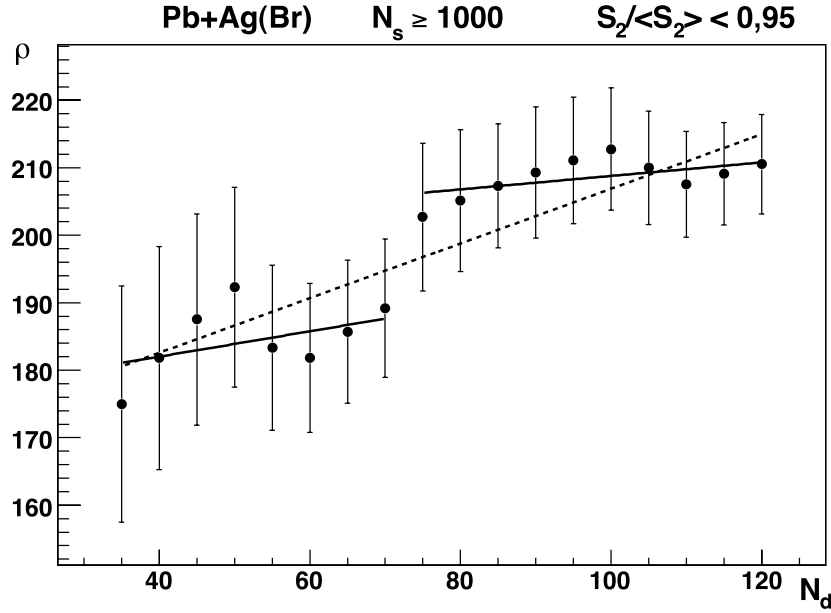
Obrázok 5.7: Experimentálne $\Delta\eta$ rozdelenie pre centrálne interakcie s $N_s \geq 1000$ a počtom častíc v prstenci $N_d = 90$ porovnané s modelovým rozdelením pre dve skupiny: $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$ (oblasť prstencových štruktúr) a $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$ (oblasť jet-like štruktúr).

Na obrázku 5.8 sú vynesené experimentálne $\Delta\eta$ rozdelenia pre všetky skúmané násobnosti častíc N_d porovnané s výpočtami podľa modelu FRITIOF pre centrálne interakcie ($N_s \geq 1000$) jadier olova s fotoemulziou v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$. Možno si všimnúť, že pri vyšších hodnotách počtu častíc N_d v prstenci sa taktiež objavilo niekoľko pík v experimentálnom rozdelení, ako to bolo opísané pri predchádzajúcom obrázku. Niektoré z týchto pík sú však prítomné i v modelových rozdeleniach (napríklad pre násobnosť $N_d = 90$ pri hodnote $\Delta\eta = 0,27-0,33$), a preto ich možno považovať za štatistické. No od počtu častíc $N_d = 40$ smerom k vyšším násobnostiam sa v experimentálnych $\Delta\eta$ rozdeleniach vyskytujú píky aj pri hodnotách, pri ktorých má modelové rozdelenie minimum. So zvyšovaním multiplicity častíc N_d v prstencovej štruktúre sa tieto zaujímavé píky posúvajú postupne k vyšším hodnotám $\Delta\eta$. Teda každej násobnosti častíc N_d odpovedá konkrétna hodnota $\Delta\eta$, predstavujúca šírku prstenca na pseudorapiditnej osi. Pomer počtu častíc v prstencovej štruktúre N_d ku hodnote $\Delta\eta$ udáva hustotu častíc v tejto štruktúre (vzťah 1.4).

Rozdelenie hustoty častíc ρ v prstencovej štruktúre v závislosti od počtu častíc N_d formujúcej túto štruktúru je znázornené na obrázku 5.9. V tomto



Obrázok 5.8: Experimentálne $\Delta\eta$ rozdelenie (plná čiara) pre všetky skúmané násobnosti častíc N_d porovnané s výpočtami podľa modelu FRITIOF (čiarkovaná čiara) pre centrálnu interakciu ($N_s \geq 1000$) jadier olova s fotoemulziou v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ (oblasť prstencových štruktúr).

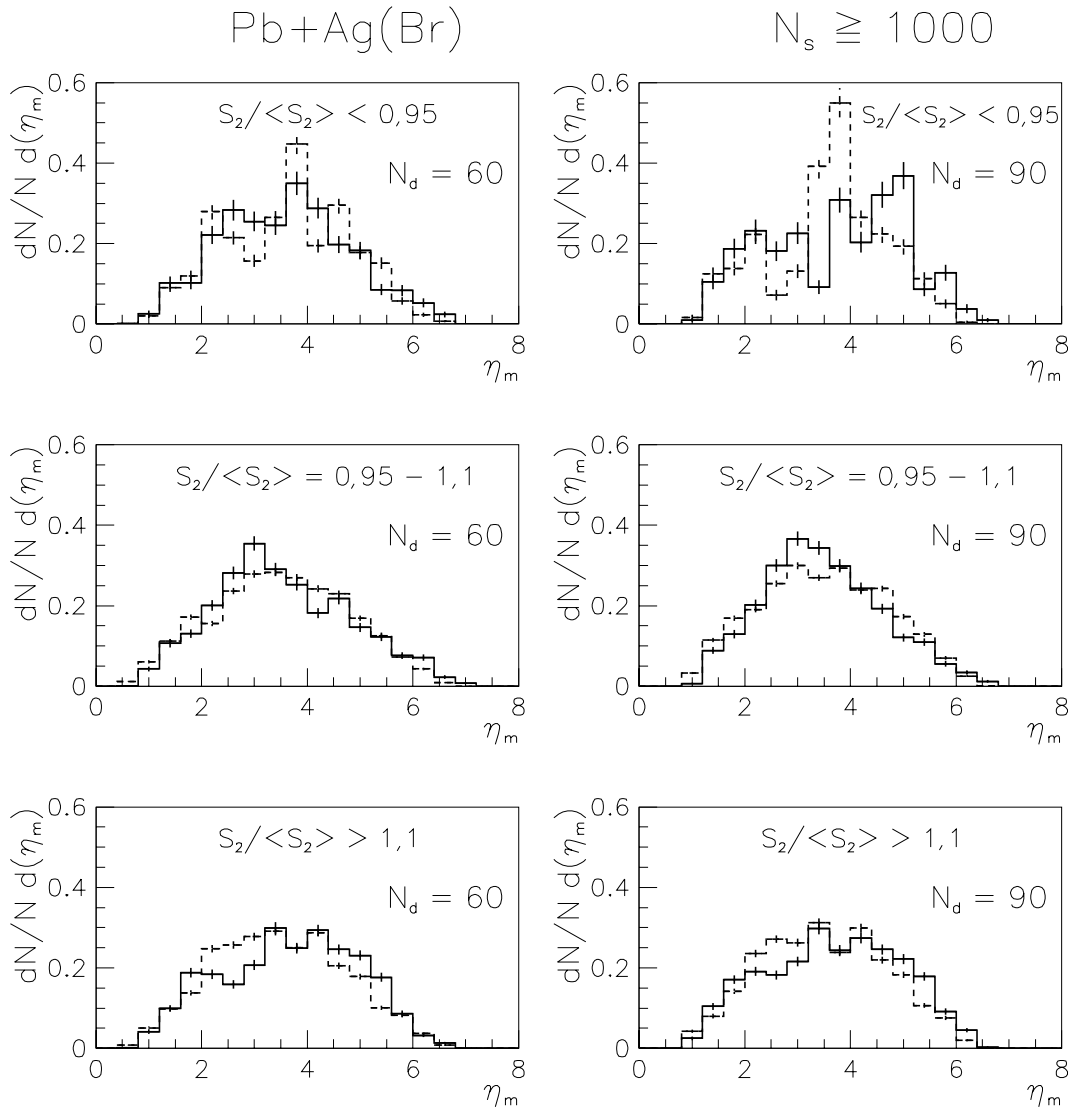


Obrázok 5.9: Rozdelenie hustoty častíc ρ v prstencovej štruktúre v závislosti od násobnosti častíc N_d pre centrálne interakcie ($N_s \geq 1000$) jadier olova s jadrami fotoemulzie v oblasti prstencových štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$).

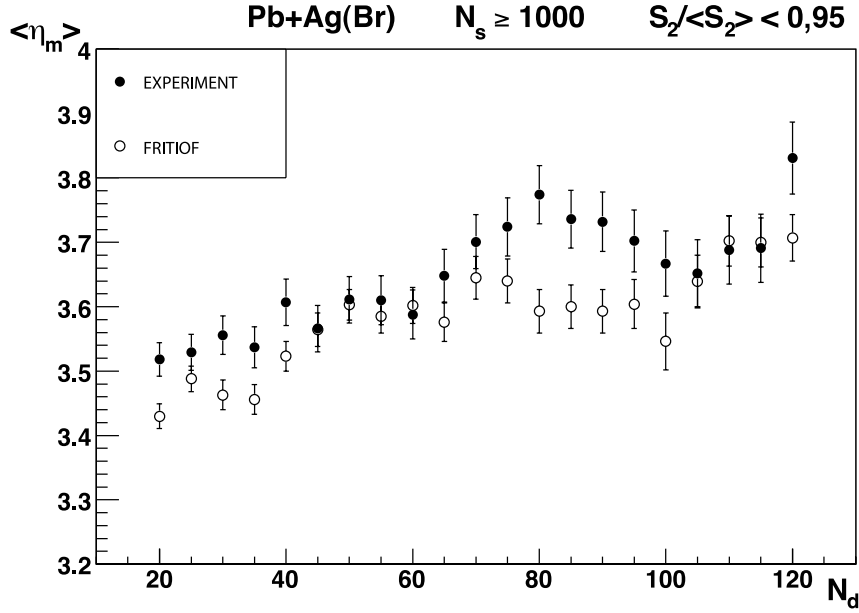
rozdelení sa objavil skok v hustote častíc pri násobnosti $N_d = 75$, a to z hodnoty $\rho = 188,61 \pm 55,35$ na hodnotu $\rho = 206,29 \pm 34,82$. Hodnoty hustôt sú získané z fitovania rozdelenia dvoma priamkami (plná čiara), ako je to naznačené na *obrázku 5.9*. Je vidieť, že v rámci chýb 1σ sa tieto hodnoty prekrývajú (čiarkovaná čiara), teda toto rozdelenie možno interpretovať aj len ako rast hustoty častíc ρ v prstencovej štruktúre so zvyšovaním multiplicity častíc N_d tvoriacej túto štruktúru.

Poloha prstencovej štruktúry na pseudorapiditnej osi sa skúmala pomocou parametra η_m , ktorý je daný vzťahom 1.5. Parameter η_m sa študoval pre všetky tri centralitné triedy: $350 \leq N_s < 700$, $700 \leq N_s < 1000$ a $N_s \geq 1000$ v troch oblastiach: $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ – oblasť prstencových štruktúr, $S_2/\langle S_2 \rangle = 0,95 - 1,1$ – oblasť štatistického pozadia a $S_2/\langle S_2 \rangle > 1,1$ – oblasť jet-like štruktúr.

Na *obrázku 5.10* je zobrazené experimentálne η_m rozdelenie pre centrálne interakcie ($N_s \geq 1000$) jadier olova s jadrami fotoemulzie pre dve násobnosti častíc $N_d = 60$ a $N_d = 90$. Zároveň sú pre porovnanie vynesené aj modelové rozdelenia. Možno si všimnúť významný rozdiel medzi experimentálnymi dátami a výpočtami podľa modelu FRITIOF v oblasti predpokladaného výskytu prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ oproti ostatným dvom oblastiam pri násobnosti častíc v skupine $N_d = 90$.



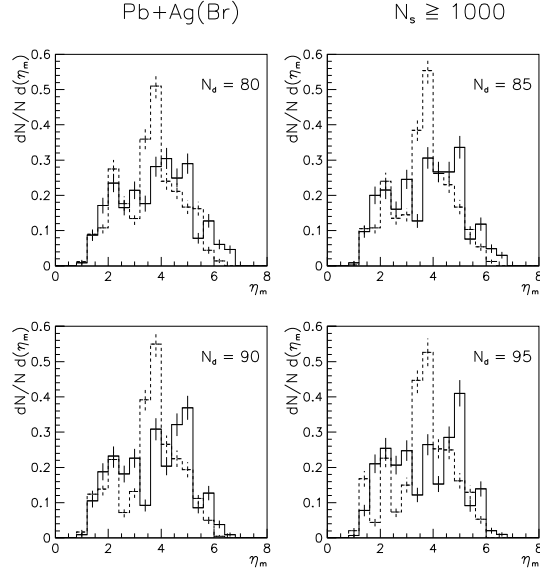
Obrázok 5.10: Experimentálne rozdelenie parametra η_m (plná čiara) pre centrálnu interakciu ($N_s \geq 1000$) jadier olova s jadrami fotoemulzie a dve násobnosti častíc v skupine $N_d = 60$ a $N_d = 90$ porovnané s modelom FRITIOF (čiarkovaná čiara) v oblasti výskytu prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$, v oblasti štatistického pozadia $S_2/\langle S_2 \rangle = 0,95 - 1,1$ a v oblasti jet-like štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle > 1,1$.



Obrázok 5.11: Rozdelenie stredných hodnôt $\langle \eta_m \rangle$ v závislosti od počtu častíc N_d pre centrálne interakcie s $N_s \geq 1000$ v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ porovnané s modelovými výpočtami.

Tiež sa analyzovali stredné hodnoty parametra η_m v závislosti od násobnosti častíc v skupine N_d . Pre všetky tri centralitné triedy: $350 \leq N_s < 700$, $700 \leq N_s < 1000$ a $N_s \geq 1000$ experimentálne hodnoty $\langle \eta_m \rangle$ v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ mierne stúpajú s rastúcim počtom častíc v skupine N_d , v oblasti štatistického pozadia $S_2/\langle S_2 \rangle = 0,95 - 1,1$ sú konštantné a v oblasti jet-like štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle > 1,1$ zasa mierne klesajú. Rozdelenie stredných hodnôt získané z výpočtov podľa modelu FRITIOF si vo všetkých troch oblastiach zachováva konštantný tvar. V oblasti štatistického pozadia $S_2/\langle S_2 \rangle = 0,95 - 1,1$ sa experimentálne stredné hodnoty $\langle \eta_m \rangle$ prekrývajú s modelovými, kým v ostatných dvoch oblastiach $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ a $S_2/\langle S_2 \rangle > 1,1$ sú experimentálne hodnoty vyššie ako modelové.

Obrázok 5.11 predstavuje rozdelenie experimentálnych stredných hodnôt $\langle \eta_m \rangle$ v závislosti od počtu častíc N_d pre centrálne interakcie s $N_s \geq 1000$ v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$, ktoré je porovnané s výpočtami podľa modelu FRITIOF. V tomto experimentálnom rozdelení stredných hodnôt $\langle \eta_m \rangle$ sa objavil pík pri hodnote $N_d = 80$. Rozdelenie stredných hodnôt $\langle \eta_m \rangle$ od násobnosti N_d získané z modelu FRITIOF takýto pík neobsahuje a možno ho v oblasti $N_d = 45 - 110$ preložiť konštantnou priamkou $\langle \eta_m \rangle = 3,602 \pm 0,008$, pričom $\chi^2/N = 1,186$.



Obrázok 5.12: Experimentálne rozdelenie η_m (plná čiara) pre centrálnu interakciu s $N_s \geq 1000$ v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ pre rôzne násobnosti častíc N_d porovnané s modelom FRITIOF (čiarkovaná čiara).

Na obrázku 5.12 sú vynesené experimentálne i modelové rozdelenia parametra η_m pre centrálnu interakciu ($N_s \geq 1000$) jadier olova s jadrami fotoemulzie v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ pre rôzne počty častíc v skupine $N_d = 80$ až $N_d = 95$. V strednej časti pri hodnote $\eta_m = 3,5$ má experimentálne rozdelenie minimum, kým modelové rozdelenie tam má maximum. Experimentálne rozdelenie sa takto rozdelilo na dve symetrické oblasti: $\eta_m = 1,6 - 3,2$ a $\eta_m = 3,6 - 5,2$.

Rozdiel medzi experimentálnymi údajmi a výpočtami podľa modelu FRITIOF v oblasti predpokladaného výskytu prstencových štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$) naznačuje existenciu dvoch η_m -oblastí preferovanej emisie prstencových štruktúr – jednu dopredu a druhú dozadu v CMS. V prípade vzniku prstencových štruktúr počas zrážky relativistických jadier podľa modelu koherentnej emisie gluónov [8] sa predpokladá, že sa objavia dva prstence formujúce dva kužele s rovnakými polárnymi uhlami v ťažiskovej sústave, jeden v prednej a druhý v zadnej hemisfére [30]. Je známe, že uhol emisie čerenkovského žiarenia je priamo spätý s indexom lomu prostredia, v našom prípade s jadrovou hmotou. Toto by mohol byť jeden zo spôsobov ako zmerať index lomu jadrovej hmoty. Ten sa bude meniť v prípade fázového prechodu hadrónovej hmoty na kvarkovo-gluónovú plazmu.

5.2 Interakcie jadier zlata s jadrami fotoemulzie

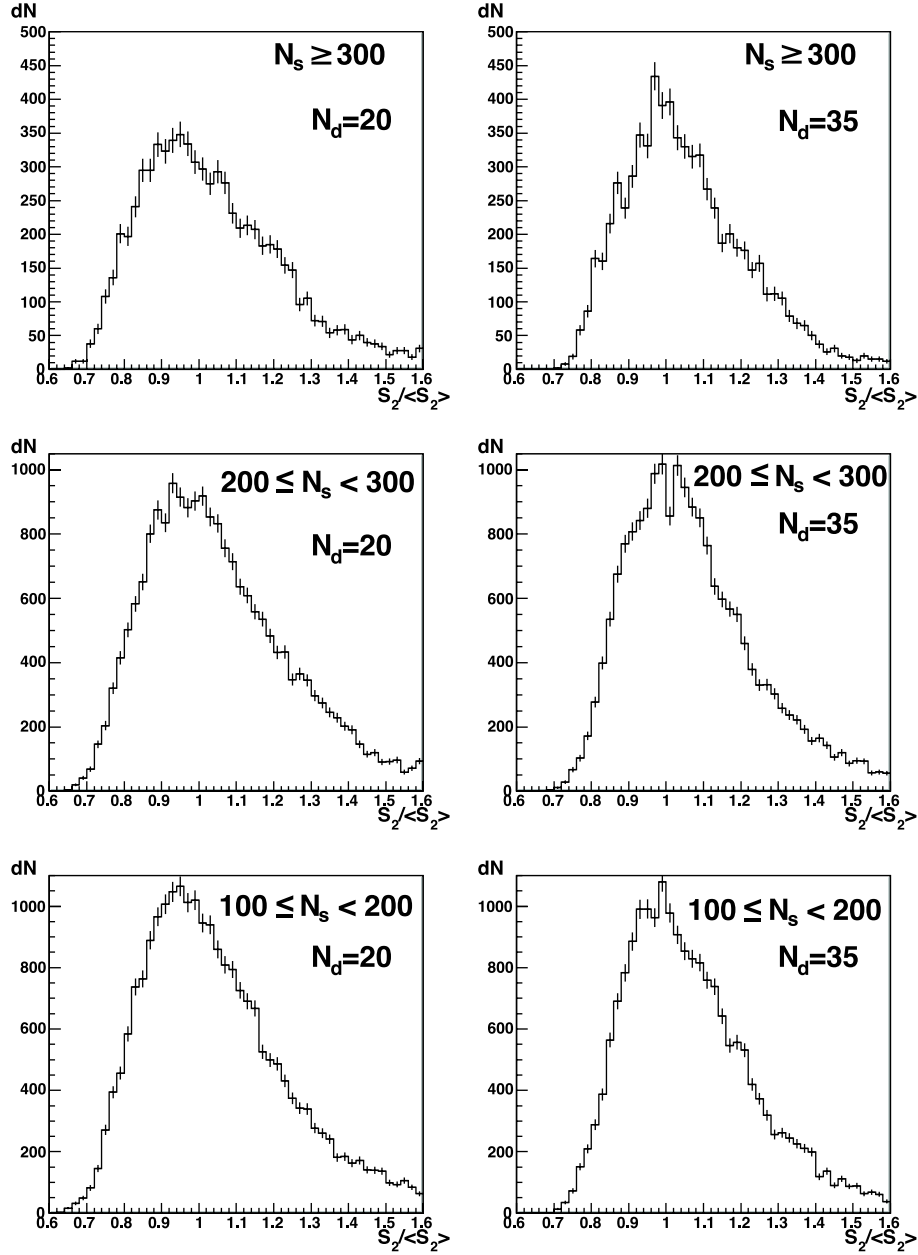
V ďalšej etape boli analyzované experimentálne údaje získané pri horizontálnom ožiarení emulzných blokov zväzkom primárnych jadier zlata ^{197}Au s hybnosťou $11,6\text{ GeV}/c$ na nukleón v Brookhaven National Laboratory (experiment BNL E863/EMU01). Tento experiment bol zameraný na štúdium multiplicít produkovaných nabitých častíc a analýzu pseudorapiditných rozdelení sekundárnych častíc na celom intervale pseudorapidoty i vo vybraných oblastiach intervalu pseudorapidoty. Ďalej sa skúmali projektilové fragmenty, emisia stredne ťažkých a ľahkých fragmentov, zvlášť so zameraním na emisiu alfa častíc. Taktiež sa študovala evaporácia terčika. Získané experimentálne výsledky boli porovnané s inými experimentálnymi a modelovými údajmi. Podrobné informácie o danom experimente a niektoré publikované výsledky možno nájsť napríklad v prácach [11, 48, 77, 78, 79]. Základné charakteristiky experimentálnych údajov o multiplicitách sekundárnych nabitých častíc, uhlových rozdeleniach a pseudorapidite sú zhrnuté v *tabuľkách 2.2 a 2.3 kapitoly 2.4*.

Z celkového počtu 1185 zmeraných prípadov interakcií jadier zlata ^{197}Au s jadrami fotoemulzie boli na analýzu prstencových štruktúr použité prípady spĺňajúce kritérium: $100 \leq N_s < 200$, $200 \leq N_s < 300$ a $N_s \geq 300$. Podľa práce [11] podmienka pre počet relativistických sekundárnych častíc v danej interakcii $N_s \geq 300$ vydeľuje najcentrálnejšie prípady zrážok so zrážkovým parametrom $b = (0-6)\text{ fm}$. Kvôli porovnaniu experimentálnych dát s modelovými bolo pomocou modelu FRITIOF [65] vygenerovaných 1196 prípadov interakcií jadier zlata ^{197}Au s jadrami fotoemulzie.

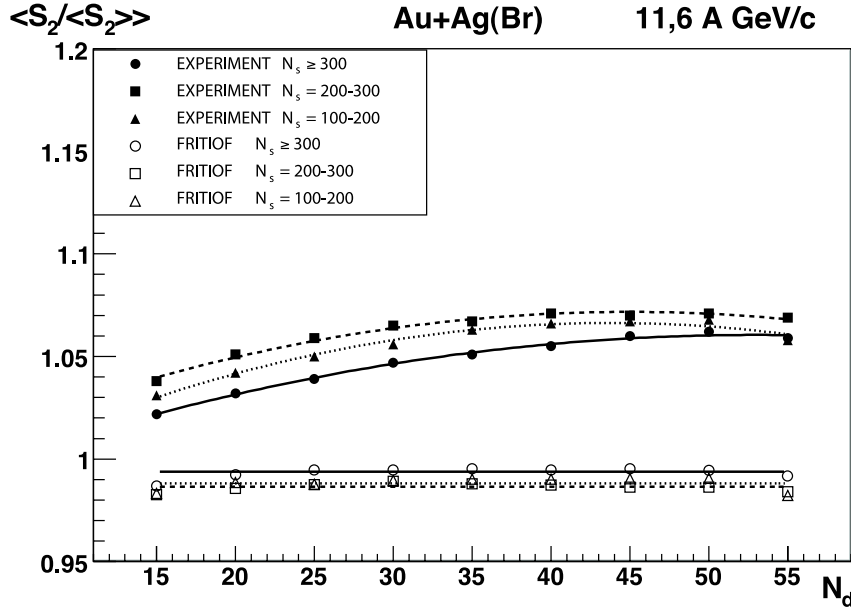
Na začiatku analýzy boli spočítané rozdelenia parametra S_2 (vzťah 1.7) pre rôzne násobnosti častíc v skupine $N_d = 15, 20, 25, 30, \dots, 55$ vytvárajúcej hľadanú prstencovú štruktúru. *Obrázok 5.13* znázorňuje normované rozdelenie parametra S_2 v interakciách jadier zlata s fotoemulziou pre dve rôzne násobnosti častíc v skupine $N_d = 20$ a $N_d = 35$ pre všetky tri centralitné triedy: $N_s \geq 300$, $200 \leq N_s < 300$ a $100 \leq N_s < 200$. Rozdelenie je rozložené okolo strednej hodnoty $S_2/\langle S_2 \rangle = 1$, pričom v pravej časti, odpovedajúcej štruktúram typu jet-like, si možno všimnúť predĺženie. V ľavej časti rozdelenia pre centrálnu interakcie ($N_s \geq 300$) s počtom častíc v skupine $N_d = 35$ sa vyskytuje nie veľký pík, čo môže indikovať na prítomnosť prstencových štruktúr v centrálnych interakciách jadier zlata ^{197}Au s jadrami fotoemulzie.

Rozdelenie stredných hodnôt parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ v závislosti od násobnosti častíc v skupine N_d pre interakcie jadier zlata s fotoemulziou pre všetky tri centralitné triedy: $N_s \geq 300$, $200 \leq N_s < 300$ a $100 \leq N_s < 200$ je porovnané s výpočtami podľa modelu FRITIOF na *obrázku 5.14*. Opäť sa objavil posun experimentálneho rozdelenia k vyšším hodnotám oproti modelovým výpočtom, ako to bolo poukázané v práci [3] z dôvodu neidentifikovaných

Au+Ag(Br) 11,6 A GeV/c



Obrázok 5.13: Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ v interakciách jadier zlata s fotoemulziou pre dve rôzne násobnosti častíc v skupine $N_d = 20$ a $N_d = 35$ a pre všetky tri centralitné triedy: $N_s \geq 300$, $200 \leq N_s < 300$ a $100 \leq N_s < 200$.

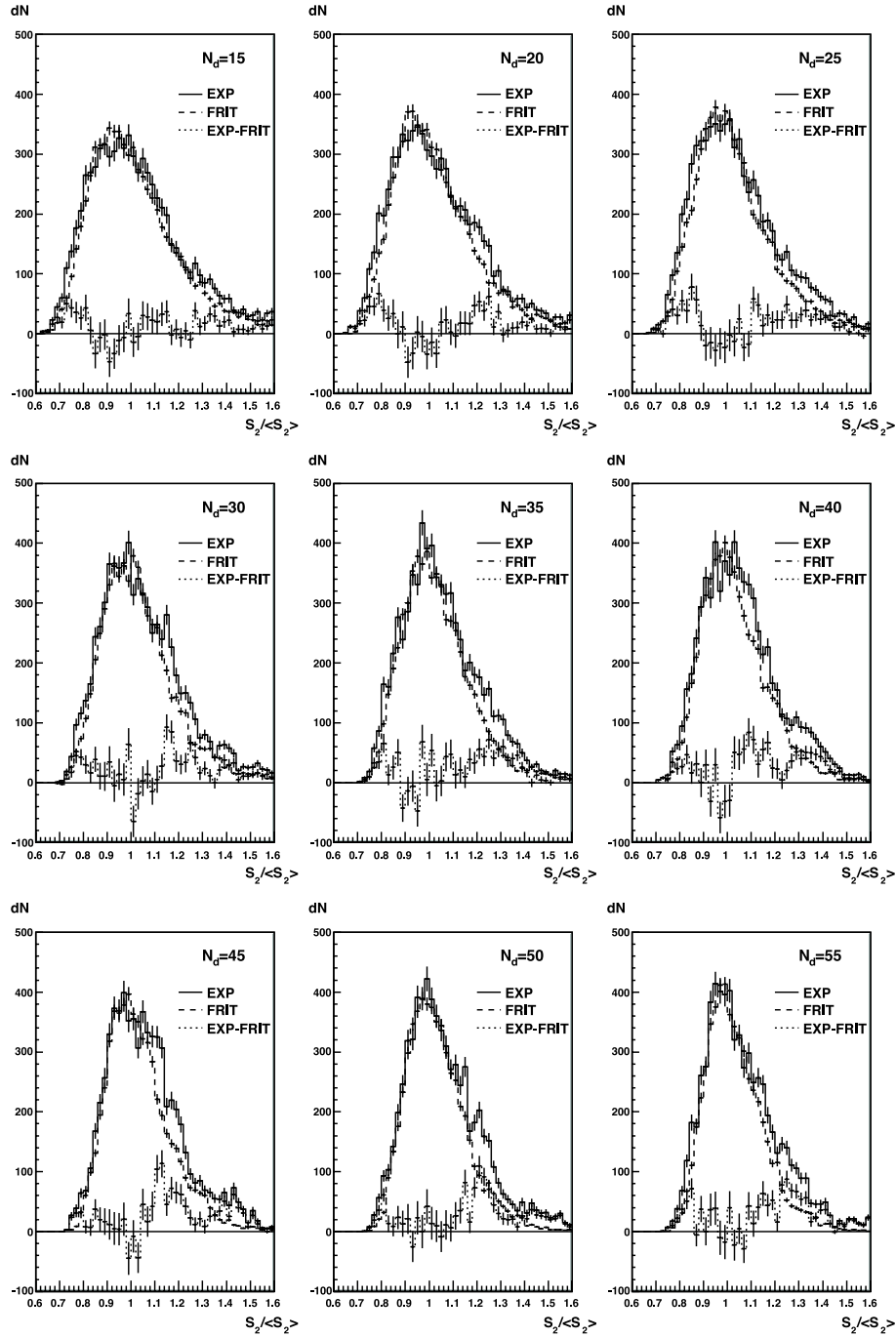


Obrázok 5.14: Rozdelenie stredných hodnôt parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ v závislosti od násobnosti častíc v skupine N_d pre interakcie jadier zlata s fotoemulziou porovnané s výpočtami podľa modelu FRITIOF.

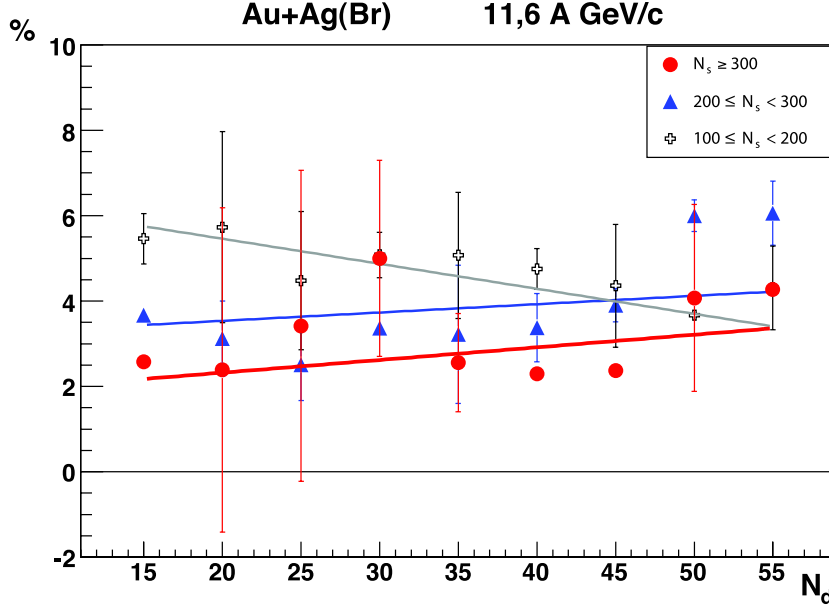
e^-e^+ párov z γ -konverzie a z efektu interferencie medzi identickými časticami. Stredné hodnoty parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ získané z výpočtov podľa modelu FRITIOF sú pre všetky tri centralitné triedy konštantné a nezávisia ani od počtu častíc v skupine N_d . Experimentálne stredné hodnoty parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ sa so zväčšovaním multiplicity v skupine N_d postupne zvyšujú. Pre najcentrálnejšie interakcie s $N_s \geq 300$ sú hodnoty nižšie, než v ostatných dvoch centralitných triedach.

Obrázok 5.15 predstavuje experimentálne rozdelenia $S_2/\langle S_2 \rangle$ parametra pre všetky skúmané násobnosti častíc v skupine N_d v centrálnych zrážkach jadier zlata ^{197}Au s jadrami fotoemulzie porovnané s modelovými výpočtami. Analogicky, ako v prípade analýzy interakcií jadier olova s jadrami fotoemulzie, bol model FRITIOF použitý ako štatistické pozadie, pretože nezahŕňa efekty vzniku štruktúr jet-like ani prstencových štruktúr. Výsledné rozdelenia získané po odčítaní modelového rozdelenia od experimentálneho majú dve časti, jednu v oblasti očakávaného výskytu prstencových štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle < 1$) a druhú v oblasti jet-like štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle > 1$). Pravdepodobnosť vzniku prstencových štruktúr možno opäť oceniť z pomeru plochy odpovedajúcej výslednému rozdeleniu v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$ ku celkovej ploche experimentálneho rozdelenia.

Au+Ag(Br) $N_s \geq 300$



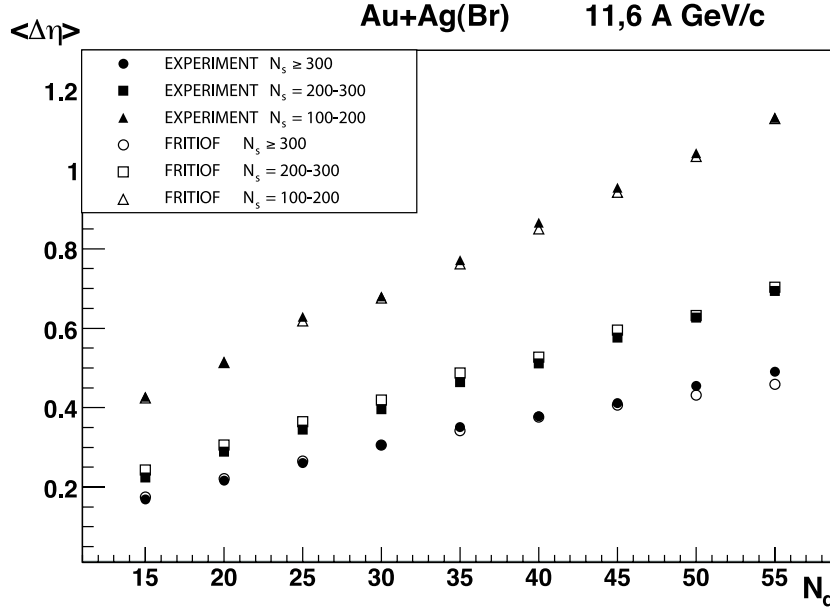
Obrázok 5.15: Experimentálne rozdelenie $S_2/\langle S_2 \rangle$ parametra pre všetky skúmané násobnosti častíc N_d porovnané s výpočtami podľa modelu FRITIOF a výsledné rozdelenia získané po odčítaní modelového rozdelenia od experimentálneho.



Obrázok 5.16: Závislosť pravdepodobnosti vzniku prstencových štruktúr od počtu častíc v prstenci N_d pre tri rôzne skupiny multiplicít relativistických častíc N_s .

Rozdelenie pravdepodobnosti vzniku prstencových štruktúr v interakciách jadier zlata ^{197}Au s jadrami fotoemulzie v závislosti od násobnosti častíc v skupine N_d formujúcej prsteneček pre rôzne centralitné triedy je znázornené na obrázku 5.16. Pre centrálny interakcie s $N_s \geq 300$ má táto závislosť hľadaný tvar. Najprv rast pravdepodobnosti so zvyšovaním násobnosti častíc v prstencovej štruktúre a potom pokles s maximom pri hodnote $N_d = 30$. V ďalších dvoch centralitných triedach sa takéto výrazné maximum nevyskytuje. Po fitovaní závislosti polynómom prvého stupňa možno na základe smerníc priamok skonštatovať, že s rastom centrality rastie aj pravdepodobnosť vzniku prstencových štruktúr. Z tejto závislosti odhadujeme, že približne 2 – 5% z celkového počtu centrálnych interakcií jadier zlata ^{197}Au s hybnosťou 11,6 GeV/c na nukleón s jadrami fotoemulzie prispieva k prípadom s neštatistickými prstencovými štruktúrami.

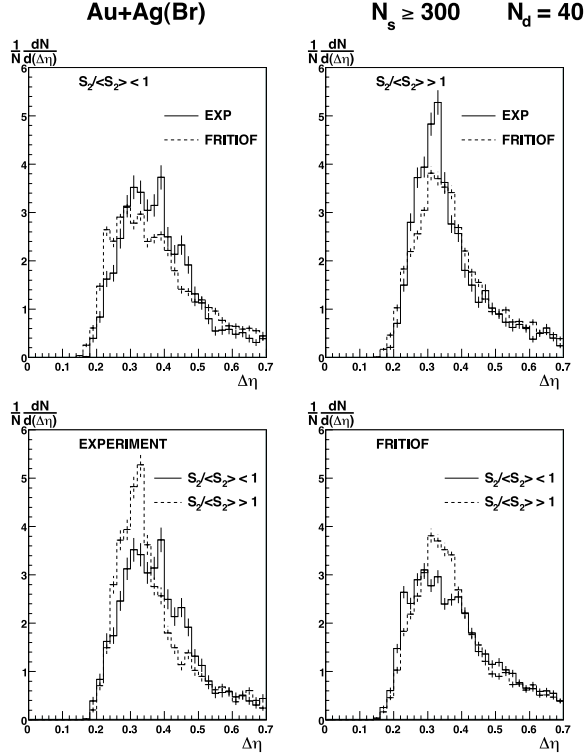
Parameter $\Delta\eta$ vypočítaný podľa vzťahu 1.3 udáva veľkosť prstencovej štruktúry v jednotkách pseudorapidity. Šírka $\Delta\eta$ sa analyzovala pre všetky tri centralitné triedy: $N_s \geq 300$, $200 \leq N_s < 300$ a $100 \leq N_s < 200$ v oblasti očakávaného výskytu prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$. Rozdelenie experimentálnych stredných hodnôt $\langle \Delta\eta \rangle$ v závislosti od násobnosti častíc v skupine N_d pre interakcie jadier zlata ^{197}Au s jadrami fotoemulzie porovnané s výpočtami získanými z modelu FRITIOF pre rôzne centralitné triedy je predstavené na obrázku 5.17. Podobne ako v interakciách jadier oliva



Obrázok 5.17: Rozdelenie stredných hodnôt $\langle \Delta\eta \rangle$ v závislosti od počtu častíc N_d pre všetky centralitné triedy v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ porovnané s modelovými výpočtami.

^{208}Pb s jadrami fotoemulzie (obrázok 5.6) aj v prípade jadier zlata ^{197}Au bol pozorovaný rast šírky prstencovej štruktúry $\Delta\eta$ so zvyšovaním počtu častíc N_d v tejto štruktúre. Tento trend je prítomný pre všetky tri centralitné triedy. Možno si všimnúť, že so zväčšovaním centrality zrážky (multiplicita produkovaných sekundárnych častíc N_s rastie) sa znižuje šírka vytvorených štruktúr $\Delta\eta$. Experimentálne stredné hodnoty $\langle \Delta\eta \rangle$ sa nelíšia od stredných hodnôt získaných z výpočtov podľa modelu FRITIOF.

Obrázok 5.18 znázorňuje experimentálne $\Delta\eta$ rozdelenie pre centrálnu interakciu ($N_s \geq 300$) s počtom častíc v prstenci $N_d = 40$, ktoré je porovnané s modelovým rozdelením v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$ a v oblasti jet-like štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$. Možno si všimnúť rozdiel v tvare experimentálnych a modelových rozdelení v oboch oblastiach. Rozdelenia $\Delta\eta$ získané z výpočtov podľa modelu FRITIOF pre obe oblasti sa v rámci stredných hodnôt navzájom nelíšia. V oblasti výskytu prstencových štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle < 1$) sa v experimentálnom $\Delta\eta$ rozdelení objavili tri píky pri hodnotách $\Delta\eta = 0,30-0,34$, $0,36-0,40$ a $0,44-0,48$. Prvý z týchto píkov je tiež prítomný v experimentálnom rozdelení pre oblasť jet-like štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle > 1$) ako aj v modelových rozdeleniach, a teda ho možno považovať za štatistický. Z hľadiska analýzy sú preto zaujímavé ďalšie dva píky. Podobný tvar $\Delta\eta$ rozdelenia sa predpokladá v prípade, že počas interakcie



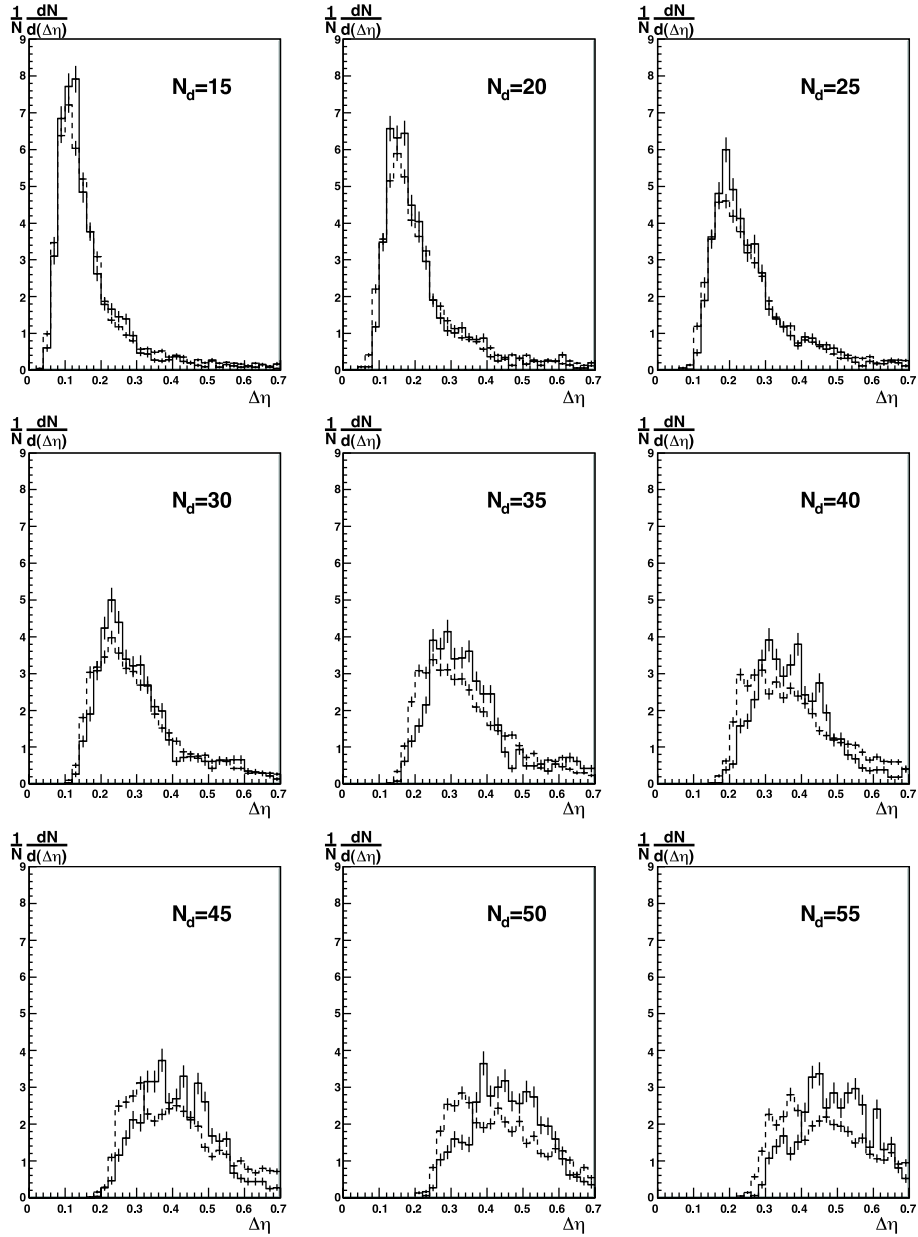
Obrázok 5.18: Experimentálne $\Delta\eta$ rozdelenie pre centrálné interakcie s $N_s \geq 300$ a počtom častíc v prstenci $N_d = 40$ porovnané s modelovým rozdelením pre dve skupiny: $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$ (oblasť prstencových štruktúr) a $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$ (oblasť jet-like).

budú pri formovaní prstencových štruktúr uprednostnené len určité hodnoty šírky prstenca.

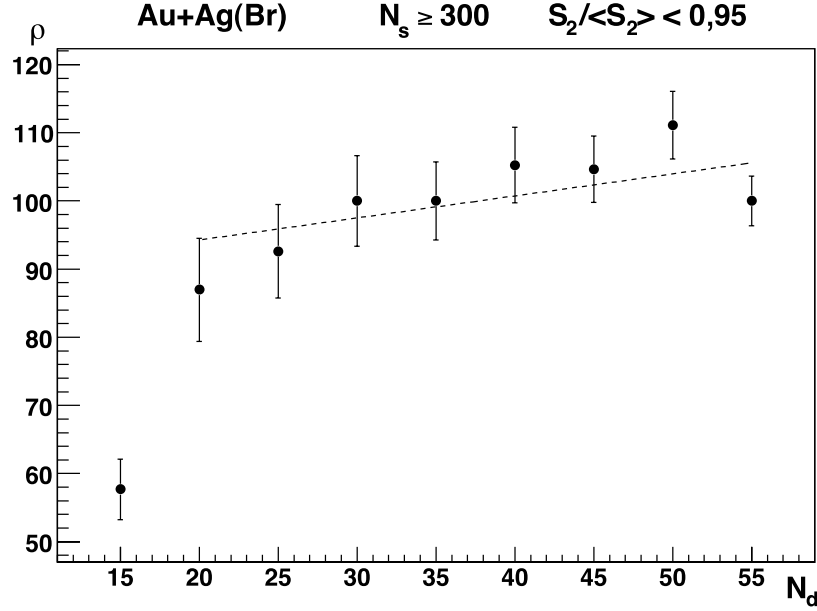
Experimentálne $\Delta\eta$ rozdelenia pre všetky analyzované násobnosti častíc v skupine N_d sú na *obrázku 5.19* porovnané s výpočtami podľa modelu FRITIOF pre centrálné interakcie ($N_s \geq 300$) jadier zlata s jadrami fotoemulzie v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$. Možno si všimnúť, že experimentálne rozdelenia majú pík, ktorý sa postupne posúva k väčším hodnotám $\Delta\eta$. Od násobnosti $N_d = 30$ smerom nahor sa v experimentálnych $\Delta\eta$ rozdeleniach vyskytujú až tri píky. Každé násobnosti častíc N_d odpovedá konkrétna hodnota $\Delta\eta$ predstavujúca šírku prstenca na pseudorapiditnej osi. Pomer počtu častíc v prstencovej štruktúre N_d ku hodnote $\Delta\eta$ udáva hustotu častíc v tejto štruktúre (vzťah 1.4).

Na *obrázku 5.20* je vynesená závislosť hustoty častíc ρ v prstencovej štruktúre od násobnosti častíc N_d . Túto závislosť možno fitovať polynómom prvého stupňa s parametrami: $p_0 = 87,81 \pm 7,41$ a $p_1 = 0,32 \pm 0,17$, pričom

Au+Ag(Br) $N_s \geq 300$



Obrázok 5.19: Experimentálne $\Delta\eta$ rozdelenie (plná čiara) pre všetky skúmané násobnosti častíc N_d porovnané s výpočtami podľa modelu FRITIOF (čiarkovaná čiara) pre centrálnu interakciu ($N_s \geq 300$) jadier zlata s fotoemulziou v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$.

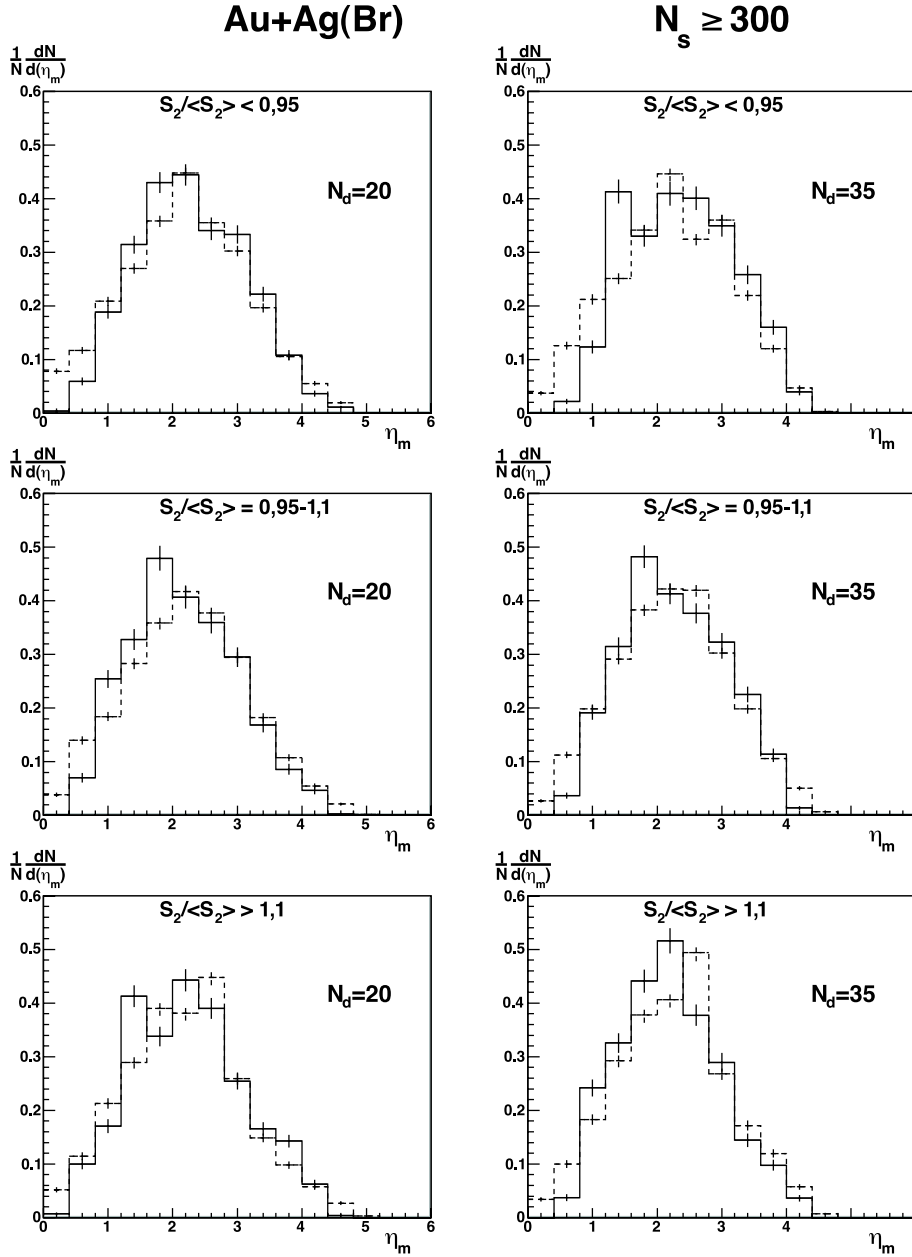


Obrázok 5.20: Rozdelenie hustoty častíc ρ v prstencovej štruktúre v závislosti od násobnosti častíc N_d pre centrálnu interakciu ($N_s \geq 300$) jadier zlata s jadrami fotoemulzie v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ (oblasť prstencových štruktúr).

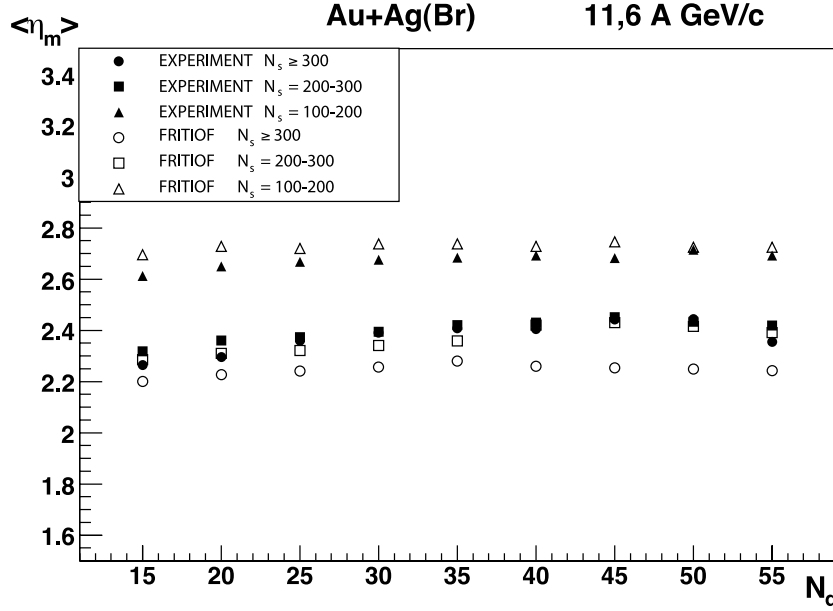
$\chi^2/N = 1,11$. So zväčšovaním násobnosti častíc v prstencovej štruktúre N_d bol pozorovaný rast hustoty častíc ρ v tejto štruktúre.

Polohu prstencovej štruktúry na pseudorapiditnej osi udáva parameter η_m podľa vzťahu 1.5. Pre interakcie jadier zlata ^{197}Au s jadrami fotoemulzie sa tento parameter analyzoval v oblasti výskytu prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$, v oblasti štatistického pozadia $S_2/\langle S_2 \rangle = 0,95 - 1,1$ a v oblasti jet-like štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle > 1,1$. *Obrázok 5.21* znázorňuje experimentálne η_m rozdelenie pre centrálnu interakciu s $N_s \geq 300$ pre dve rôzne násobnosti častíc v skupine $N_d = 20$ a $N_d = 35$ porovnané s výpočtami podľa modelu FRITIOF. Rozdiely medzi experimentálnymi a modelovými rozdeleniami nie sú výrazné.

Na *obrázku 5.22* sú vynesené experimentálne stredné hodnoty $\langle \eta_m \rangle$ v závislosti od násobnosti N_d pre všetky centralitné triedy: $100 \leq N_s < 200$, $200 \leq N_s < 300$ a $N_s \geq 300$ v oblasti predpokladaného výskytu prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ a porovnané s výpočtami podľa modelu FRITIOF. Experimentálne stredné hodnoty $\langle \eta_m \rangle$ získané pre centralitnú triedu $100 \leq N_s < 200$ lineárne rastú so zvyšovaním počtu častíc N_d , zatiaľ čo modelové stredné hodnoty sú konštantné. Výrazný rozdiel v správaní sa modelových rozdelení je viditeľný pri triede $200 \leq N_s < 300$. Tieto modelové



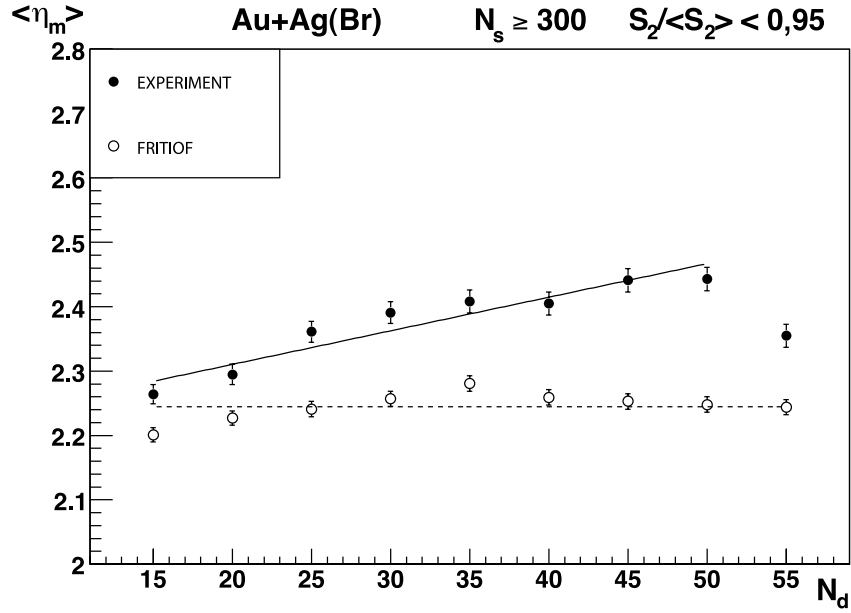
Obrázok 5.21: Experimentálne rozdelenie η_m parametra (plná čiara) v centrálnych interakciách ($N_s \geq 300$) jadier zlata s fotoemulziou pre dve rôzne násobnosti častíc v skupine $N_d = 20$ a $N_d = 35$ porovnané s modelom FRITIOF (čiarkovaná čiara) v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$, v oblasti štatistického pozadia $S_2/\langle S_2 \rangle = 0,95 - 1,1$ a v oblasti jet-like štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle > 1,1$.



Obrázok 5.22: Rozdelenie stredných hodnôt $\langle \eta_m \rangle$ v závislosti od počtu častíc N_d pre všetky centralitné triedy v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ porovnané s modelovými výpočtami.

stredné hodnoty sa prekrývajú s experimentálnymi hodnotami $\langle \eta_m \rangle$. U najcentrálnejších interakcií s $N_s \geq 300$ si možno všimnúť zväčšovanie experimentálnych stredných hodnôt $\langle \eta_m \rangle$ so zvyšovaním násobnosti častíc v skupine N_d . Toto rozdelenie možno fitovať v oblasti $N_d = 15 - 50$ polynómom prvého stupňa s parametrami: $p_0 = 2,206 \pm 0,017$ a $p_1 = 0,0052 \pm 0,0005$, pričom $\chi^2/N = 1,85$ (obrázok 5.23). Stredné hodnoty vypočítané podľa modelu FRITIOF sú konštantné a dajú sa preložiť priamkou: $\langle \eta_m \rangle = 2,244 \pm 0,004$, kde $\chi^2/N = 3,83$. Vo všeobecnosti možno na základe experimentálnych rozdelení pre všetky centralitné triedy skonštatovať, že stredné hodnoty $\langle \eta_m \rangle$ rastú so zvyšovaním násobnosti častíc v prstencovej štruktúre N_d .

V tejto kapitole boli študované zrážky jadier olova ^{208}Pb s hybnosťou $158 \text{ GeV}/c$ na nukleón a zrážky jadier zlata ^{197}Au s hybnosťou $11,6 \text{ GeV}/c$ na nukleón s jadrami fotoemulzie pomocou parametra S_2 (vzťah 1.7). Výsledky analýzy poukazujú na prítomnosť prstencových štruktúr v produkcii sekundárnych častíc. Z celkového počtu centrálnych interakcií jadier olova ^{208}Pb s fotoemulziou prispieva k prípadom s neštatistickými prstencovými štruktúrami $10 - 12\%$ zrážok, čo predstavuje jeden prípad zo všetkých skúmaných centrálnych interakcií. Pre jadrá zlata ^{197}Au je tento odhad $2 - 5\%$



Obrázok 5.23: Rozdelenie stredných hodnôt $\langle \eta_m \rangle$ v závislosti od počtu častíc N_d pre centrálne interakcie ($N_s \geq 300$) jadier zlata s fotoemulziou v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ porovnané s modelovými výpočtami.

interakcií, čo znamená jeden až dva prípady zrážky z celkového počtu centrálnych interakcií. Ďalej boli skúmané jednotlivé parametre týchto prstencových štruktúr: veľkosť štruktúry v jednotkách pseudorapidity $\Delta\eta$, hustota častíc v štruktúre ρ a umiestnenie prstencovej štruktúry na pseudorapiditynej osi η_m v závislosti od centrality zrážky N_s a od násobnosti častíc v prstenci N_d . Výsledky uvedené v tejto kapitole boli publikované v prácach č.1, č.2, č.4, č.5 a č.6 v *Zozname publikácií a citácií dizertantky*.

Kapitola 6

Analýza jednotlivých prípadov

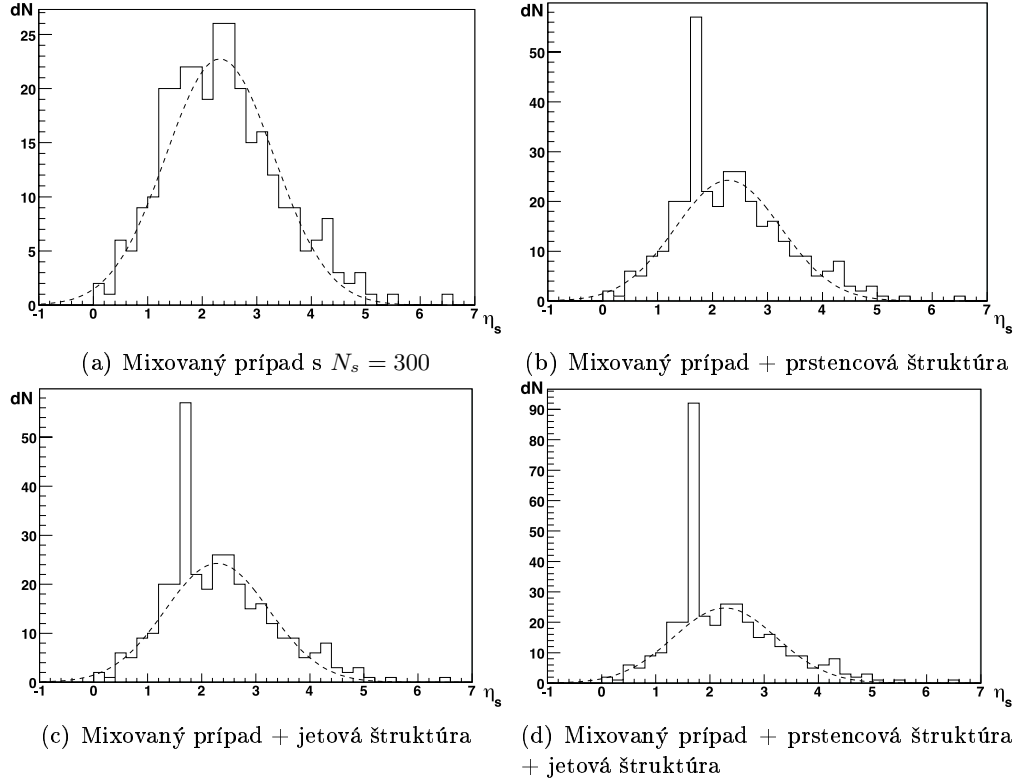
Kým predchádzajúca kapitola sa zaoberala analýzou prstencových štruktúr v celom dátovom súbore, táto kapitola obsahuje výsledky štúdia prstencových štruktúr v jednotlivých prípadoch zrážok zvlášť, tzv. „Event by Event“.

Pri analýze sme vychádzali z teórie vzniku prstencových štruktúr ako dôsledku emisie Čerenkovových gluónov. I. M. DREMIN interpretuje [9] túto myšlienku nasledovne: „Vysokoenergetické Čerenkovove gluóny môžu byť vyžiarené primárnym partónom pod malým polárnym uhlom v pokojovom systéme terčika. Každý gluón bude takto produkovať jet. Tieto jety by mali sformovať prstenec s jetovou subštruktúrou v azimutálnej rovine kolmej na smer pohybu primárneho partónu. Pri veľmi vysokých energiách môže byť počet Čerenkovových gluónov veľký a tieto môžu sformovať prstenec v jednotlivom prípade zrážky“.

Predpovedanou najdôležitejšou črtou takého procesu je kužeľ sekundárnych častíc pri určitom uhle vzhľadom na smer šírenia primárneho partónu. Ak sa z-ová os zvolí v tomto smere, potom by sa malo objaviť maximum v pseudorapiditnom rozdelení produkovaných sekundárnych častíc v danom prípade zrážky.

Kvôli lepšej predstave, ako by sa mohli prejavíť prstencové štruktúry v skúmaných interakciách jadier, boli nagenované mixované prípady zrážok s rôznymi štruktúrami. Bol vytvorený jeden modelový prípad s multiplicitou $N_s = 300$, pričom pseudorapidita častice sa náhodne volila zo súboru všetkých experimentálnych multiplicit centrálnych interakcií jadier zlata s fotoemulziou a azimutálny uhol sa vyberal z rovnomerného rozdelenia všetkých možných azimutálnych uhlov. Druhý modelový prípad obsahuje navyše umelo dodanú prstencovú štruktúru s počtom častíc $N_d = 35$. Tieto častice vytvárajú úzky prstenec šírky $\Delta\eta = 0,2$ na pseudorapiditnej osi v mieste $\eta_s = 1,6 - 1,8$. V azimutálnej rovine sú častice rovnomerne usporiadané

Umele vygenerované prípady

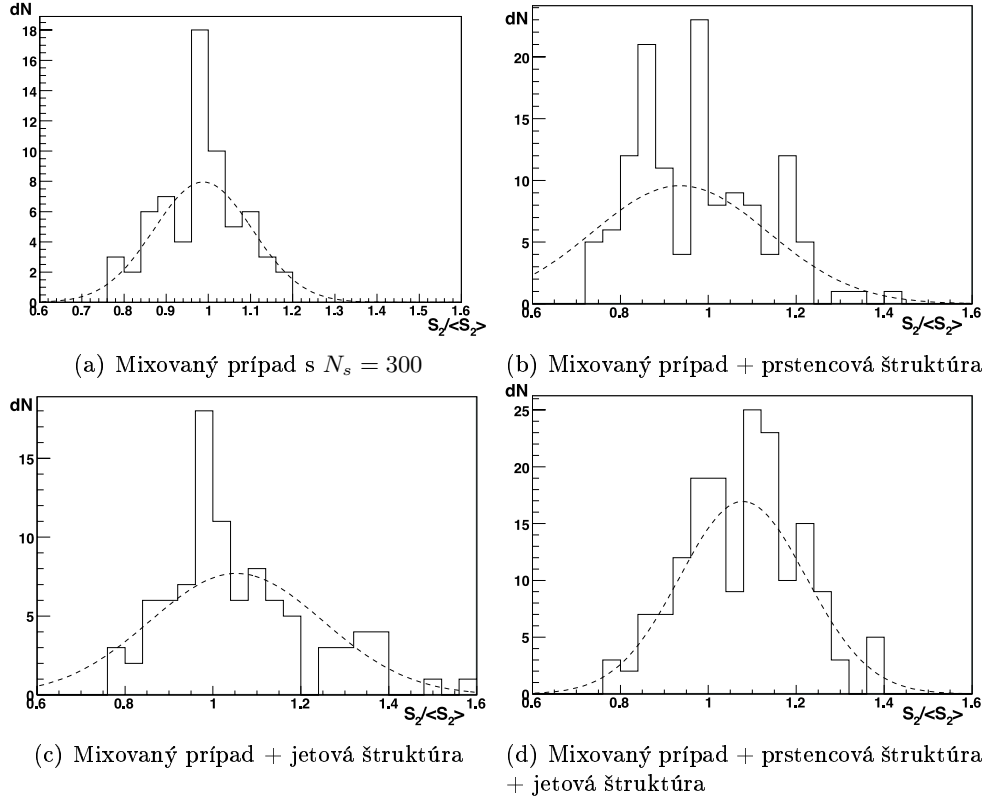


Obrázok 6.1: Rozdelenia pseudorapidity η_s pre jednotlivé generované prípady zrážok (plná čiara) porovnané s gaussovým rozdelením (čiarkovaná čiara).

tak, že platí: $\phi_{i+1} = \phi_i + 10^\circ$. V ďalšom modelovom prípade bola umelo vytvorená jetová štruktúra na tom istom mieste ako v predchádzajúcom prípade s rovnakým počtom častíc $N_d = 35$, pričom 10 častíc vylieta pod uhlom $\phi = 10^\circ - 15^\circ$, 12 častíc pod uhlom $\phi = 100^\circ - 110^\circ$, 7 častíc pod uhlom $\phi = 250^\circ - 270^\circ$ a zvyšných 6 častíc je náhodne umiestnených. Posledný modelový prípad obsahuje súčasne prstencovú aj jetovú štruktúru.

Na *obrázku 6.1* sú vynesené rozdelenia pseudorapidity η_s pre jednotlivé generované prípady zrážok porovnané s gaussovým rozdelením. Možno si všimnúť, že v prípadoch obsahujúcich štruktúry (*obrázok 6.1b, 6.1c*) sa v pseudorapiditynom rozdelení objavil pík na mieste, kde sa tieto štruktúry nachádzajú, kým v mixovanom prípade bez štruktúry takýto výrazný pík nie je prítomný (*obrázok 6.1a*). Keďže počet častíc N_d je rovnaký v prstencovej aj jetovej štruktúre, tak je aj pík v pseudorapiditynom rozdelení rovnako veľký. V poslednom prípade obsahujúcom jetovú aj prstencovú štruktúru súčasne na tom istom mieste, je pík dvojnásobne veľký (*obrázok 6.1d*).

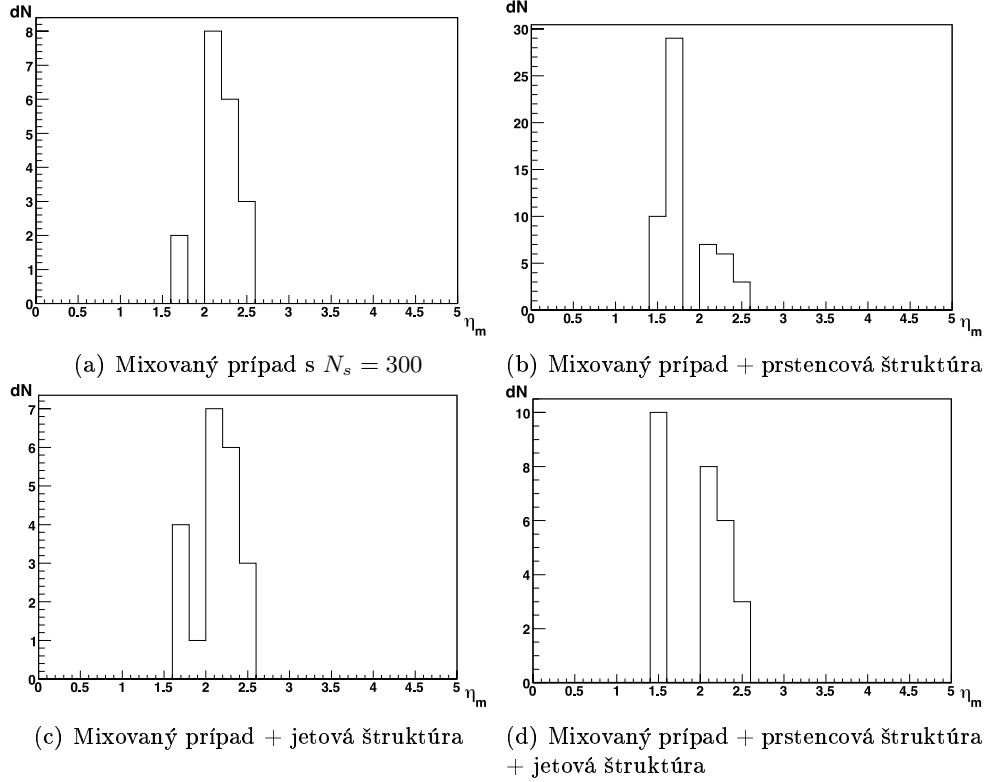
Umelo vygenerované prípady



Obrázok 6.2: Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ pre jednotlivé generované prípady zrážok (plná čiara), ak je veľkosť štruktúry $\Delta\eta < 0,3$. Čiarkovaná čiara predstavuje fit štatistického pozadia gaussovým rozdelením.

Obrázok 6.2 obsahuje rozdelenia parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$, pomocou ktorého možno odlíšiť prstencové a jetové štruktúry. Náhodne rozdelené častice budú rozložené okolo hodnoty $S_2/\langle S_2 \rangle = 1$, čo odpovedá generovanému prípadu bez štruktúr (obrázok 6.2a). Oblasť $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$ odpovedá prstencovým štruktúram. V prípade na obrázku 6.2b sa objavil výrazný pík pri hodnote $S_2/\langle S_2 \rangle = 0,85$, ktorý možno považovať za prejav prstencovej štruktúry. Tiež si možno všimnúť dodatočné píky v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$ odpovedajúcej jetovým štruktúram. Ďalší prípad (obrázok 6.2c) obsahuje niekoľko píkov v oblasti odpovedajúcej jetovým štruktúram ($S_2/\langle S_2 \rangle > 1$) pri relatívne veľkých hodnotách oproti predchádzajúcim dvom prípadom. V mixovanom prípade na obrázku 6.2d sa v rozdelení parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ neprejavila prítomná prstencová štruktúra, kým jetová štruktúra áno. Na základe týchto výsledkov možno potvrdiť, že parameter $S_2/\langle S_2 \rangle$ je vhodný na určovanie prítomnosti prstencových štruktúr v interakciách jadier, pokiaľ v mieste výskytu prstencovej štruktúry sa nenachádza zároveň aj jetová štruktúra.

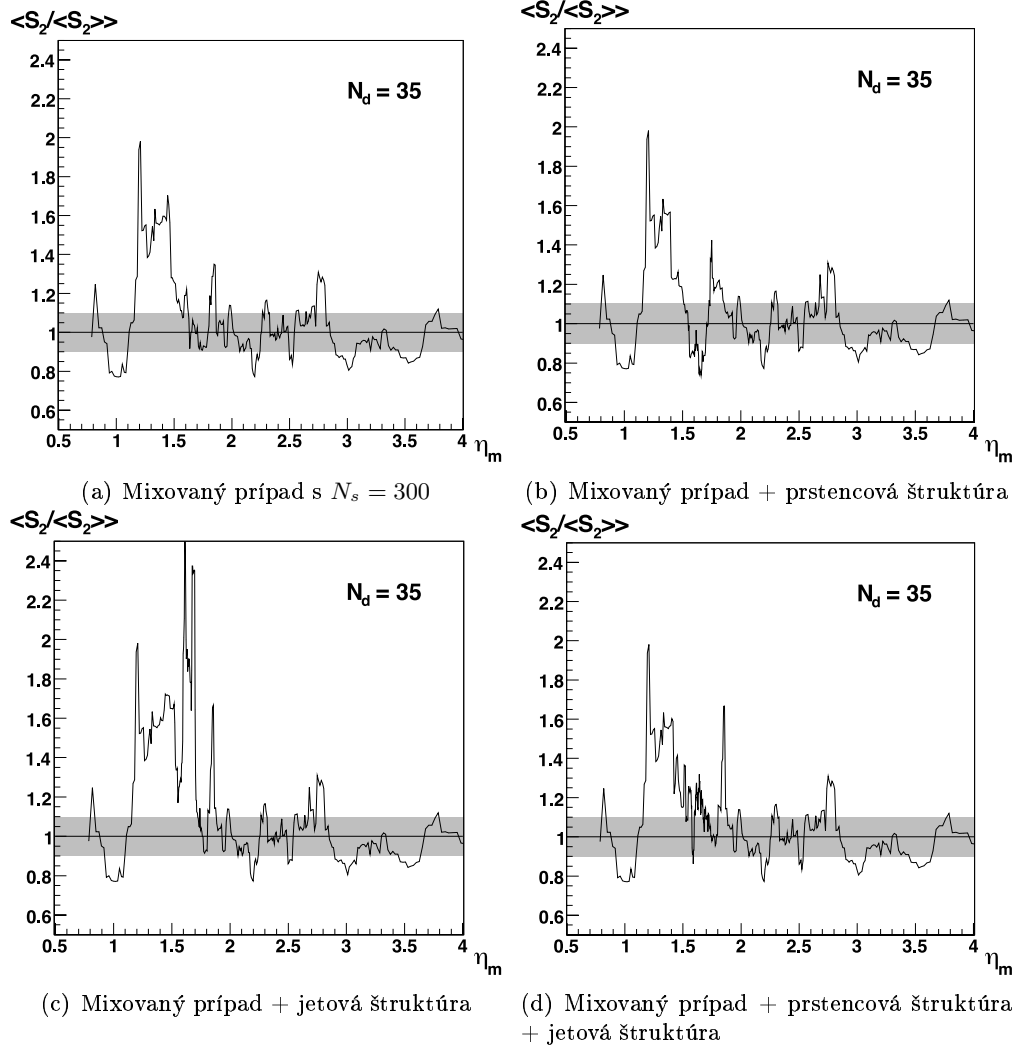
Umelo vygenerované prípady



Obrázok 6.3: Rozdelenie parametra η_m v oblasti výskytu prstencových štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$), ak je šírka štruktúry $\Delta\eta < 0,3$ pre jednotlivé generované prípady.

Ďalšou užitočnou informáciou pre analýzu je poloha hľadanej štruktúry na pseudorapiditynej osi, ktorá je daná pomocou parametra η_m . Na *obrázku 6.3* sú znázornené rozdelenia parametra η_m v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ pre štruktúry s $\Delta\eta < 0,3$. Treba si uvedomiť, že toto kritérium vyberá len úzke prstencové štruktúry, teda častice vylietajúce v prstenci šírky $\Delta\eta < 0,3$, ktoré sú rovnomerne rozmiestnené v azimutálnej rovine. Možno si všimnúť, že aj v mixovanom prípade bez umelo vytvorených štruktúr (*obrázok 6.3a*) sa vyskytujú nejaké prstencové štruktúry pri hodnotách $\eta_m = 1,6 - 1,8$ a $\eta_m = 2,0 - 2,6$. V prípade s prstencovou štruktúrou (*obrázok 6.3b*) však pík pri hodnote $\eta_m = 1,4 - 1,8$ výrazne prevyšuje druhý pík pri hodnote $\eta_m = 2,0 - 2,6$. Na *obrázku 6.3c* je vynesené rozdelenie parametra η_m pre úzke prstencové štruktúry vyskytujúce sa v generovanom prípade s jetovou štruktúrou. Tu sa pík pri hodnote $\eta_m = 1,6 - 1,8$ trochu zväčšil oproti mixovanému prípadu, čo si možno vysvetliť tak, že niektoré častice z umelo vytvorenej jetovej štruktúry prispeli do prstencovej štruktúry na tomto mieste. Naopak druhý pík pri hodnote $\eta_m = 2,0 - 2,6$ sa zmenšil.

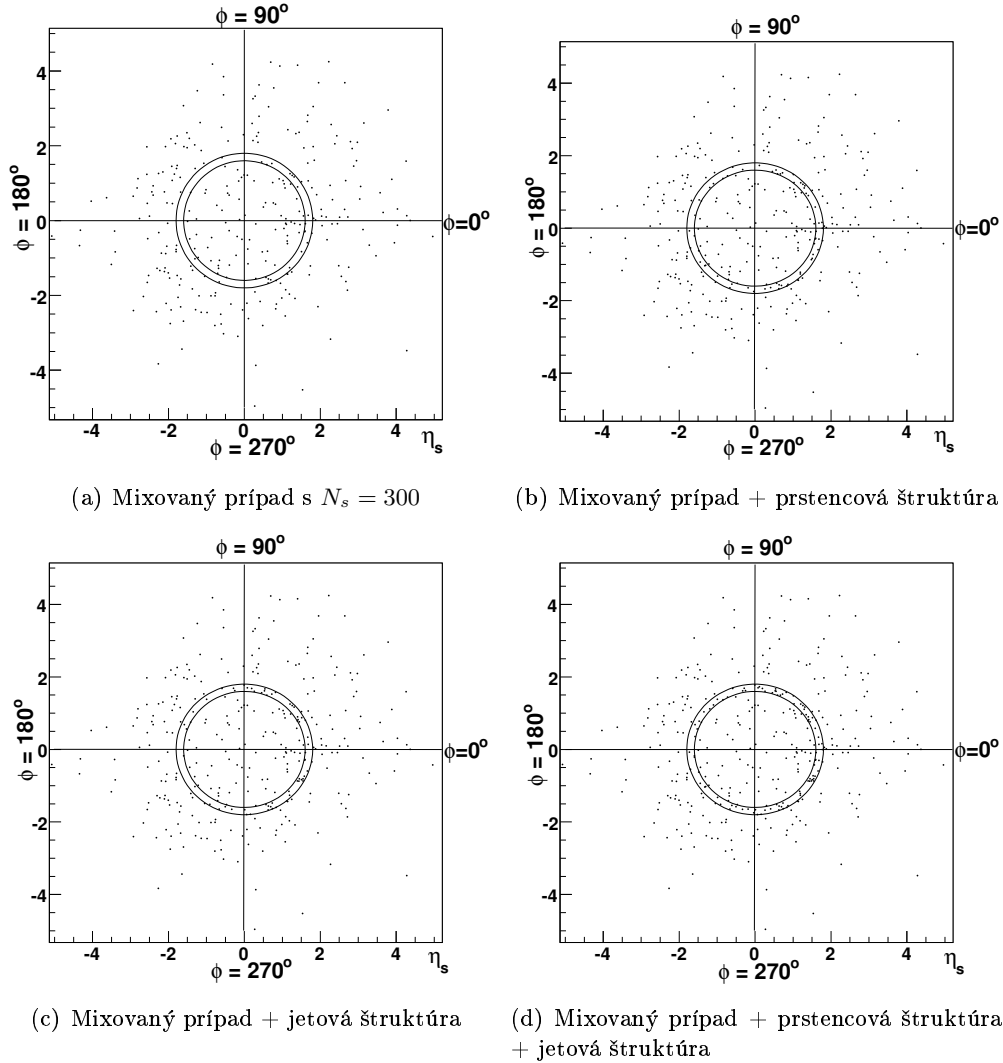
Umelo vygenerované prípady



Obrázok 6.4: Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ od η_m pre jednotlivé generované prípady zrážok. Sivý pás okolo hodnoty $S_2/\langle S_2 \rangle = 1$ predstavuje štatistické pozadie.

Ešte lepšie možno preskúmať prítomnosť štruktúr v danej interakcii pomocou rozdelenia parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ v závislosti od η_m (obrázok 6.4). Hodnota $S_2/\langle S_2 \rangle = 1$ na y-ovej osi oddeľuje oblasť výskytu prstencových štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle < 1$) od oblasti jet-like štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle > 1$), zatiaľ čo údaj na x-ovej osi odpovedá umiestneniu danej štruktúry na pseudorapiditnej osi. Kým v generovanom prípade na obrázku 6.4a nevidno žiadnu štruktúru pri hodnote $\eta_m = 1,6 - 1,8$, na ďalších dvoch obrázkoch sa pekne prejavili ako prstencová štruktúra (obrázok 6.4b), tak aj jetová štruktúra (obrázok 6.4c). Z posledného obrázka 6.4d nemožno nič vyčítať, i keď v danom prípade sú

Umelo vygenerované prípady



Obrázok 6.5: Terčové diagramy pre jednotlivé generované prípady zrážok.

prítomné obe štruktúry a v pseudorapiditnom rozdelení η_s je pík na tomto mieste najväčší.

Na obrázku 6.5 je pre zaujímavosť zobrazené dvojdimenzionálne rozdelenie častíc v azimutálnej rovine, tzv. terčový diagram pre jednotlivé generované prípady. Tu si treba uvedomiť, že voľným okom nemožno hneď na prvý pohľad a jednoznačne odlíšiť prstencovú štruktúru od jetovej, aj keď nejaké náznaky vidno. O to ťažšie by to bolo v prípadoch s ešte vyššími multipllicitami, napr. v interakciách jadier olova je $N_s > 1000$. Pri malých počtoch častíc však terčové diagramy môžu byť vhodným doplnkom danej analýzy.

Tabuľka 6.1: Základné informácie o centrálnych prípadoch zrážok jadier olova.

| ^{208}Pb $158\text{ A GeV}/c$ | | |
|--|-------|------------------------|
| <i>Prípadozrážky</i> | N_s | $\langle\eta_s\rangle$ |
| 1 | 1047 | $3,66 \pm 0,05$ |
| 2 | 1081 | $3,58 \pm 0,04$ |
| 3 | 1053 | $3,69 \pm 0,05$ |
| 4 | 1211 | $3,57 \pm 0,04$ |
| 5 | 1240 | $3,55 \pm 0,04$ |
| 6 | 1252 | $3,60 \pm 0,04$ |
| 7 | 1013 | $3,68 \pm 0,05$ |

Tabuľka 6.2: Základné informácie o centrálnych prípadoch zrážok jadier zlata.

| ^{197}Au $11,6\text{ A GeV}/c$ | | | | | |
|---|-------|------------------------|----------------------|-------|------------------------|
| <i>Prípadozrážky</i> | N_s | $\langle\eta_s\rangle$ | <i>Prípadozrážky</i> | N_s | $\langle\eta_s\rangle$ |
| 1 | 337 | $2,38 \pm 0,05$ | 13 | 403 | $2,41 \pm 0,05$ |
| 2 | 318 | $2,47 \pm 0,06$ | 14 | 300 | $2,48 \pm 0,06$ |
| 3 | 319 | $2,52 \pm 0,06$ | 15 | 373 | $2,25 \pm 0,05$ |
| 4 | 318 | $2,39 \pm 0,06$ | 16 | 307 | $2,30 \pm 0,06$ |
| 5 | 309 | $2,46 \pm 0,06$ | 17 | 365 | $2,30 \pm 0,05$ |
| 6 | 364 | $2,48 \pm 0,06$ | 18 | 342 | $2,31 \pm 0,06$ |
| 7 | 307 | $2,50 \pm 0,06$ | 19 | 358 | $2,29 \pm 0,05$ |
| 8 | 366 | $2,37 \pm 0,05$ | 20 | 304 | $2,42 \pm 0,07$ |
| 9 | 315 | $2,38 \pm 0,06$ | 21 | 311 | $2,40 \pm 0,06$ |
| 10 | 360 | $2,36 \pm 0,06$ | 22 | 339 | $2,27 \pm 0,06$ |
| 11 | 317 | $2,38 \pm 0,06$ | 23 | 327 | $2,27 \pm 0,06$ |
| 12 | 307 | $2,39 \pm 0,06$ | 24 | 333 | $2,46 \pm 0,06$ |

V ďalšom kroku sa tento postup aplikoval pri analýze experimentálnych údajov. V prípade jadier olova ^{208}Pb sa analyzovali len centrálnne zrážky s počtom relativistických častíc $N_s \geq 1000$. Toto multiplicitné kritérium splnilo 7 prípadov, čo predstavuje 1,1% z celkového počtu 628 prípadov interakcií jadier olova s jadrami fotoemulzie. V prípade interakcií jadier zlata ^{197}Au s fotoemulziou bolo na analýzu vybraných 24 centrálnych prípadov interakcií spĺňajúcich podmienku $N_s \geq 300$, čo predstavuje 2,0% z celkového počtu 1185 zmeraných prípadov zrážok. Základné informácie o jednotlivých prípadoch interakcií, ako sú multiplicita relativistických častíc N_s a stredná hodnota pseudorapidity η_s , sú uvedené v *tabuľke 6.1 a 6.2*.

Interakcie jadier olova

Selekcii zaujímavých experimentálnych prípadov sme robili tak, že na porovnanie s experimentálnou závislosťou sa na ďalších obrázkoch použilo rozdelenie pseudorapidity spolu od všetkých centrálnych prípadov interakcií jadier s fotoemulziou (bodkovaná čiara), ktoré sa fitovalo gaussovým rozdelením (čiarkovaná čiara). V pseudorapiditnom rozdelení experimentálnych dát sme potom na základe porovnania s fitovanými hodnotami hľadali štatisticky významné píky, pri ktorých bol rozdiel medzi experimentálnou a fitovanou hodnotou v maxime väčší ako 3σ .

Na *obrázku 6.6 a 6.7* sú vynesené experimentálne rozdelenia pseudorapidít η_s pre všetky analyzované centrálné prípady interakcií jadier olova ^{208}Pb s jadrami fotoemulzie. Kritérium 3σ splnil len prípad č.4. Nasledujúce tri prípady: č.3, č.5 a č.7 vyhovujú podmienke, že rozdiel medzi experimentálnou a fitovanou hodnotou je viac ako 2σ .

Obrázok 6.8 obsahuje rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ pre jednotlivé skúmané prípady zrážok jadier olova ^{208}Pb s jadrami fotoemulzie za podmienky, že veľkosť hľadanej prstencovej štruktúry $\Delta\eta < 0,3$. Pre dané prípady boli vybrané násobnosti častíc N_d , pri ktorých sa prítomnosť tejto štruktúry najviac prejavila. Zároveň je na každom grafe vykreslený aj fit štatistického pozadia gaussovým rozdelením, t.j. Gaussove rozdelenie so strednou hodnotou rovnou 1 a rozptylom rovným experimentálnemu rozdeleniu.

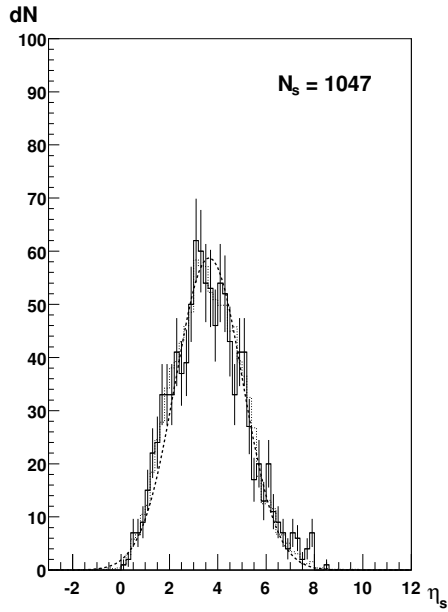
Pri analýze sme sa sústredili na píky v oblasti odpovedajúcej prstencovým štruktúram, kde $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$. Možno si všimnúť, že v každom rozdelení sa objavil pík pri hodnote $S_2/\langle S_2 \rangle \sim 0,94$.

V prípade interakcie č.3 (*obrázok 6.8a,b*) sa tento pík znižuje s nárastom násobnosti častíc v skupine N_d . Pri hodnotení si treba taktiež všimnúť aj pravú stranu odpovedajúcu jetovým štruktúram, kde $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$. V tomto prípade možno povedať, že pri malých multiplicitách N_d boli častice rozdelené viac rovnomerne, kým so zvyšovaním počtu častíc v štruktúre N_d sa začali zgrupovať. I keď v prípade interakcie č.3 možno hovoriť o rovnakom zastúpení ako prstencových, tak aj jetových štruktúr.

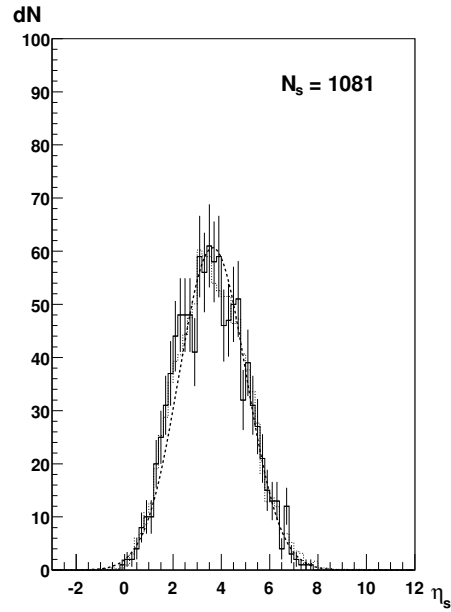
Prípad interakcie č.4 (*obrázok 6.8c,d*) je zaujímavý z toho dôvodu, že pík odpovedajúci prstencovým štruktúram je na úrovni štatistického pozadia, no pri vyšších násobnostiach sa výrazne prejavujú jetové štruktúry.

V prípade č. 5 (*obrázok 6.8e,f*) sú prítomné jetové štruktúry, na ktoré poukazuje pík v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$. Pričom so zvyšovaním násobnosti častíc N_d ich príspevok narastá. Pík odpovedajúci prstencovým štruktúram zaniká v štatistickom pozadí.

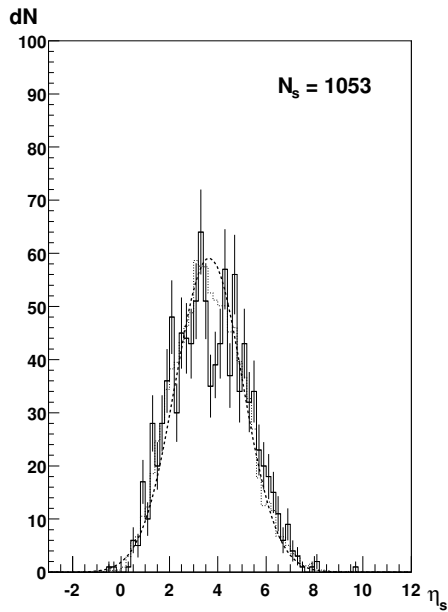
Za najviac zaujímavý z hľadiska našej analýzy sa javí prípad zrážky č.7 (*obrázok 6.8g,h*). S rastom násobnosti častíc N_d pík, odpovedajúci prstencovým štruktúram, nestráca na svojej intenzite. A snáď ešte dôležitejšie je to, že prejavy jetových štruktúr v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$ nie sú výrazné.



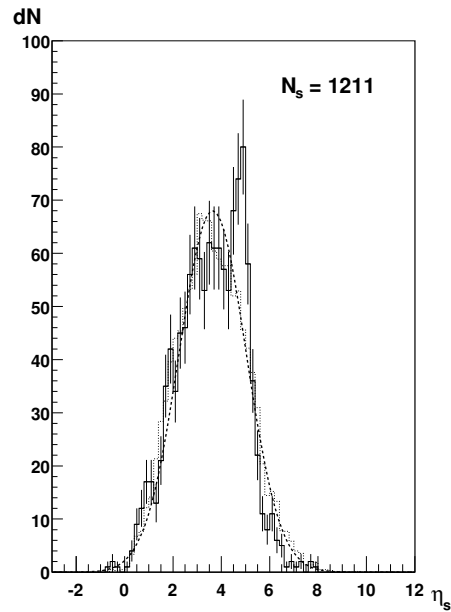
(a) prípad č.1



(b) prípad č.2

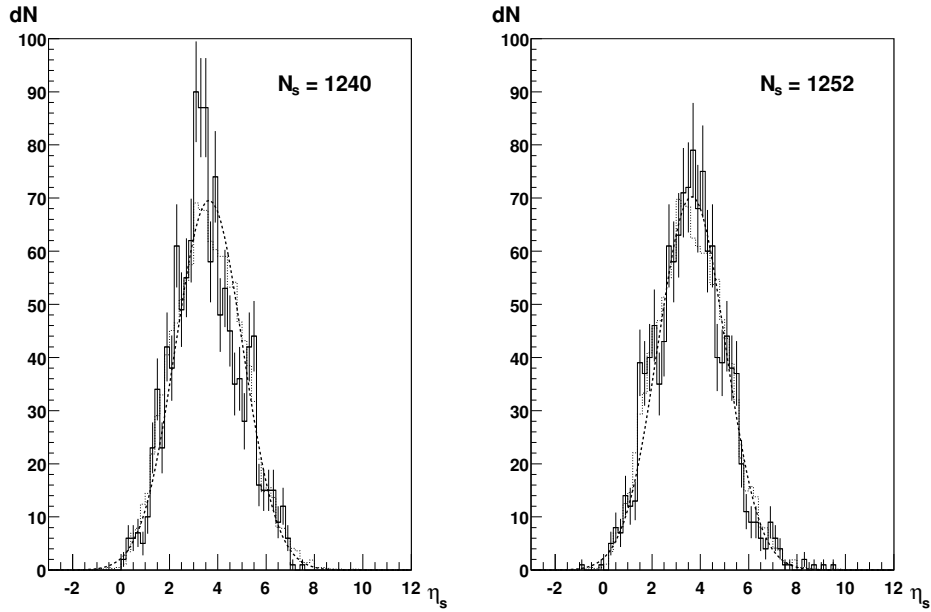


(c) prípad č.3



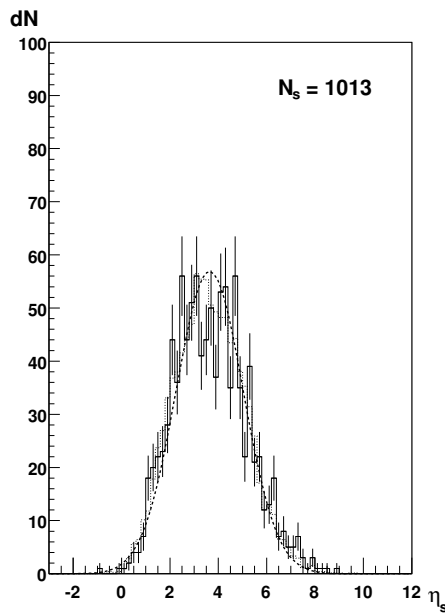
(d) prípad č.4

Obrázok 6.6: Experimentálne rozdelenia pseudorapidity η_s pre jednotlivé analyzované centrálné prípady zrážok olova ^{208}Pb s fotoemulziou (plná čiara) porovnané s celkovým rozdelením pseudorapidity (bodkovaná čiara), ktoré je fitované gaussovým rozdelením (čiarkovaná čiara).



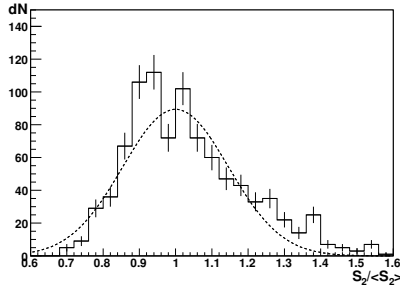
(a) prípad č.5

(b) prípad č.6

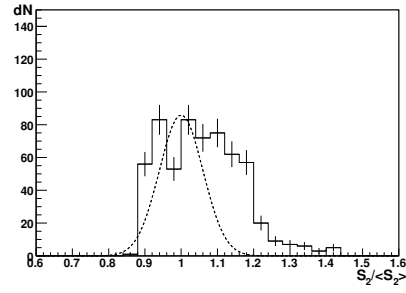


(c) prípad č.7

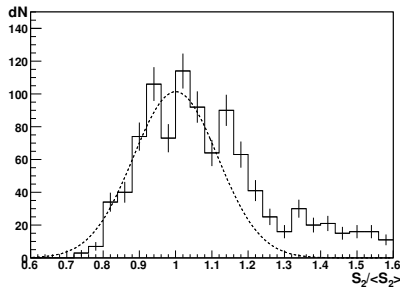
Obrázok 6.7: Experimentálne rozdelenia pseudorapidity η_s pre jednotlivé analyzované centrálné prípady zrážok olova ^{208}Pb s fotoemulziou (plná čiara) porovnané s celkovým rozdelením pseudorapidity (bodkovaná čiara), ktoré je fitované gaussovým rozdelením (čiarkovaná čiara).



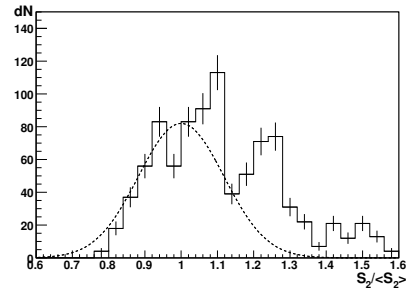
(a) prípad č.3, $N_d = 25$



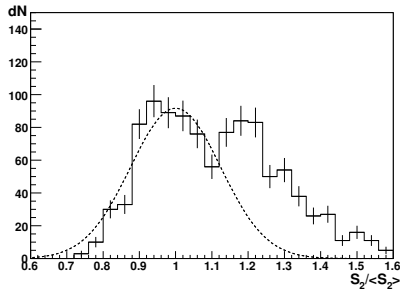
(b) prípad č.3, $N_d = 60$



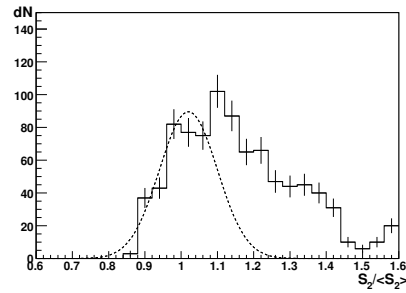
(c) prípad č.4, $N_d = 35$



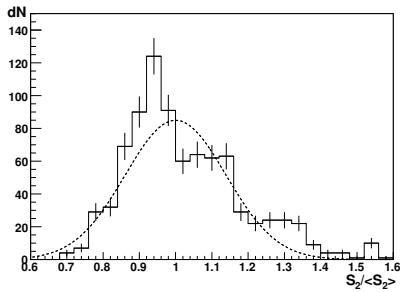
(d) prípad č.4, $N_d = 50$



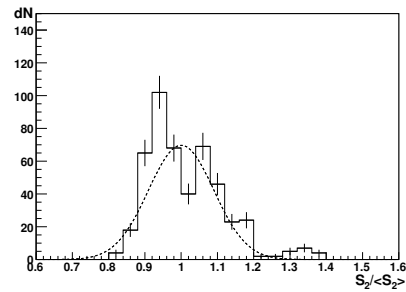
(e) prípad č.5, $N_d = 25$



(f) prípad č.5, $N_d = 50$

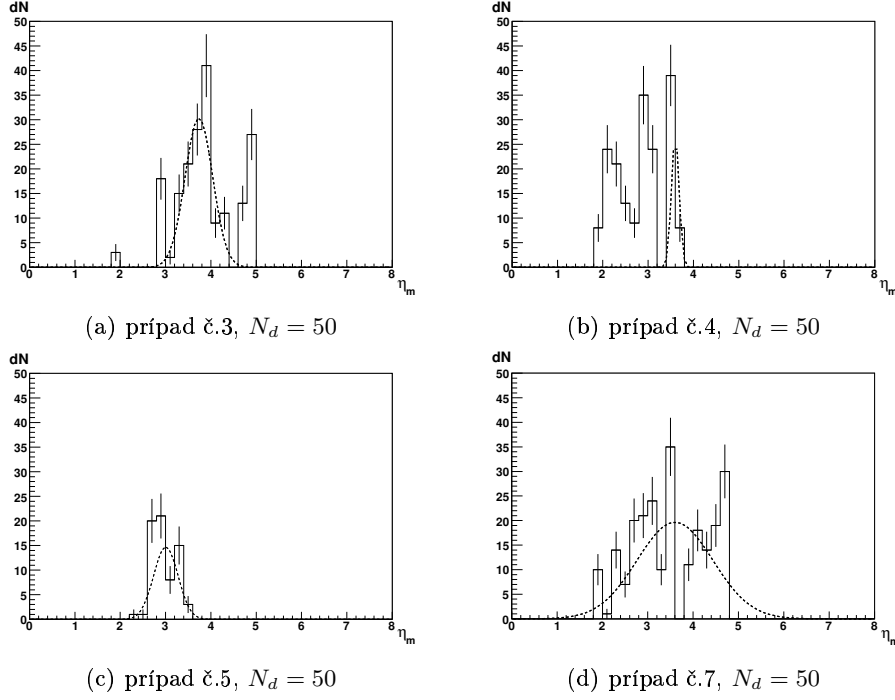


(g) prípad č.7, $N_d = 30$



(h) prípad č.7, $N_d = 65$

Obrázok 6.8: Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$, ak je veľkosť štruktúry $\Delta\eta < 0,3$. Čiarkovaná čiara predstavuje fit štatistického pozadia gausovým rozdelením.



Obrázok 6.9: Rozdelenie parametra η_m v oblasti výskytu prstencových štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$), ak je šírka tejto štruktúry $\Delta\eta < 0,3$ a počet častíc v prstenci $N_d = 50$. Čiarkovaná čiara predstavuje fit štatistického pozadia gausovým rozdelením.

Pre každý prípad interakcie sa ďalej analyzovala poloha prstencovej štruktúry na pseudorapiditnej osi η_m . Ak sme navyše použili kritérium, ktoré odpovedá výskytu prstencových štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$) a skúmali len štruktúry so šírkou $\Delta\eta < 0,3$, objavili sme nasledovné umiestnenie týchto štruktúr (obrázok 6.9).

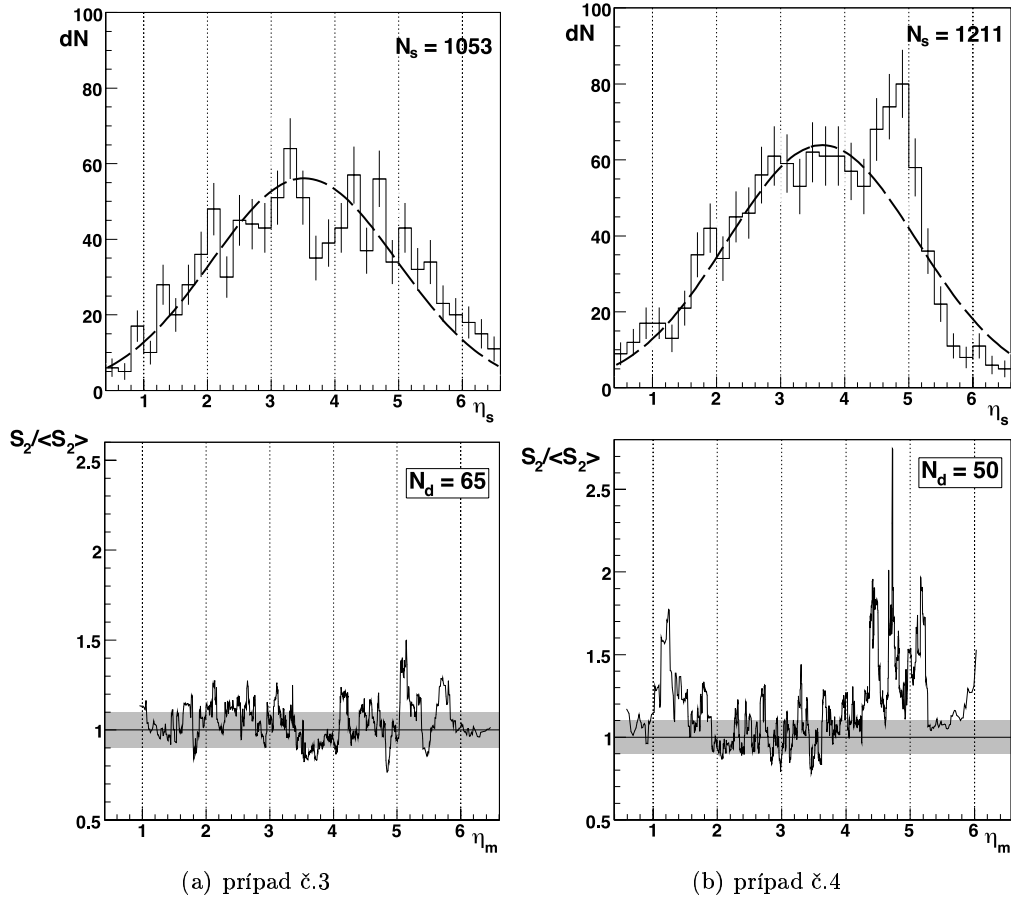
V prípade interakcie č.3 (obrázok 6.9a) si možno všimnúť píky pri hodnote $\eta_m = 1,8 - 2,0$, $\eta_m = 2,8 - 3,0$, $\eta_m = 3,7 - 4,0$ a $\eta_m = 4,7 - 5,0$.

Prípad interakcie č.4 (obrázok 6.9b) má tri píky: $\eta_m = 2,0 - 2,2$, $\eta_m = 2,8 - 3,0$ a $\eta_m = 3,4 - 3,6$.

Prípad č.5 (obrázok 6.9c) má len dva píky pri hodnotách $\eta_m = 2,6 - 3,0$ a $\eta_m = 3,2 - 3,4$.

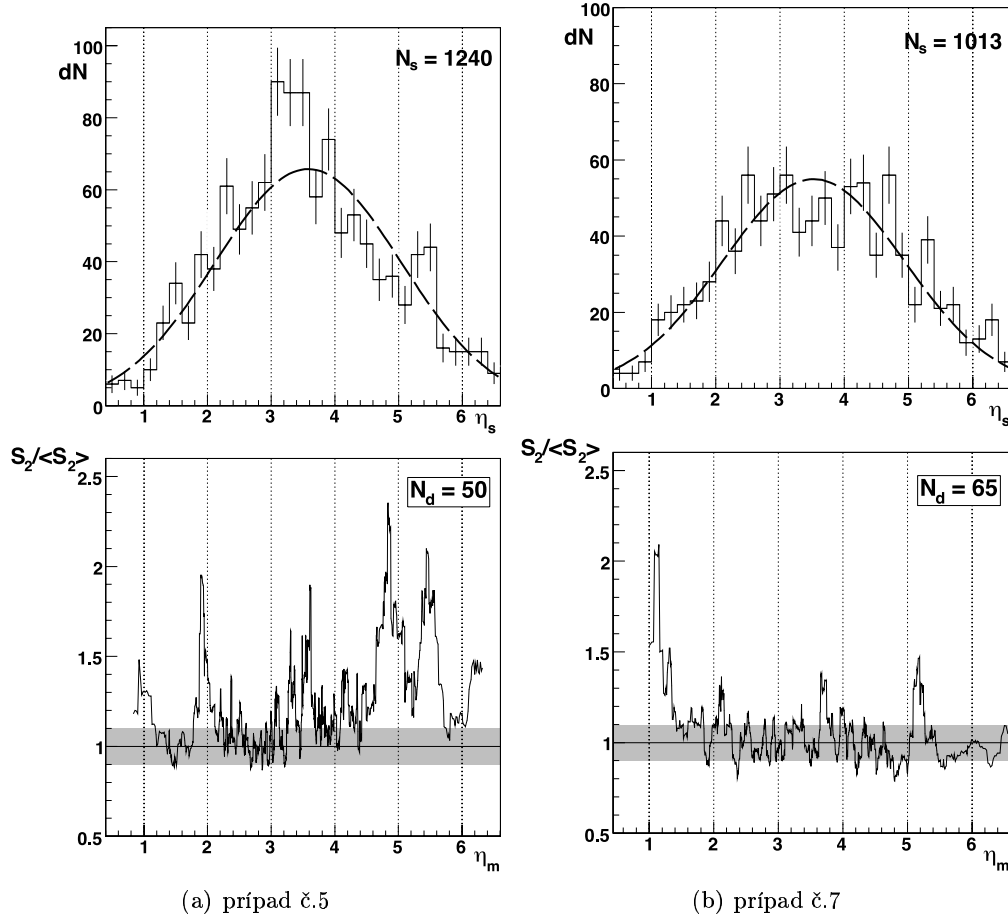
V prípade interakcie č.7 (obrázok 6.9d) sa objavilo najviac píkov, a to pri $\eta_m = 1,8 - 2,0$, $\eta_m = 2,2 - 2,4$, $\eta_m = 2,6 - 3,2$, $\eta_m = 3,4 - 3,6$ a $\eta_m = 4,6 - 4,8$.

Rozdelenie parametra η_m nám poskytlo informáciu, pri akých hodnotách pseudorapiditý sa najviac vyskytujú prstencové štruktúry veľkosti $\Delta\eta < 0,3$ s počtom častíc v prstenci $N_d = 50$.



Obrázok 6.10: Experimentálne rozdelenie pseudorapidity η_s pre daný prípad (hore) a rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ v závislosti od η_m (dole). Sivý pás je štatistické pozadie.

Prítomnosť prstencových štruktúr v konkrétnom prípade interakcie možno ešte lepšie preskúmať na rozdelení parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ v závislosti od η_m (obrázky 6.10 a 6.11). Hodnota $S_2/\langle S_2 \rangle = 1$ na y-ovej osi na spodnom obrázku oddeľuje oblasť výskytu prstencových štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle < 1$) od oblasti jet-like štruktúr ($S_2/\langle S_2 \rangle > 1$). Hodnoty parametra η_m na x-ovej osi zasa odpovedajú umiestneniu danej štruktúry na pseudorapiditynej osi. Pre ľahšiu orientáciu je na obrázkoch pri jednotlivých prípadoch interakcie vynesené aj rozdelenie pseudorapidity η_s (horné obrázky). Najprv sa hľadali výrazné píky v pseudorapiditynom rozdelení a potom na základe rozdelenia $S_2/\langle S_2 \rangle$ od η_m sa určilo, či tento pík odpovedá prstencovej štruktúre, alebo nie. Po štúdiu jednotlivých rozdelení sme dospeli k nasledujúcim výsledkom:



Obrázok 6.11: Experimentálne rozdelenie pseudorapidity η_s pre daný prípad (hore) a rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ v závislosti od η_m (dole). Sivý pás je štatistické pozadie.

Prípado interakcie č.3 (obrázok 6.10a) má maximum pri hodnote $\eta_s = 3,2 - 3,5$ s počtom častíc $N_d = 63$. Tento pík však odpovedá jetovej štruktúre. Ale dva nie veľké píky pri hodnotách $\eta_s = 4,6 - 4,8$ a $\eta_s = 5,4 - 5,6$ možno priradiť k prstencovým štruktúram.

V prípade interakcie č.4 (obrázok 6.10b) vidieť výrazný pík pri hodnote $\eta_s = 4,6 - 5,0$, no z rozdelenia $S_2/\langle S_2 \rangle$ od η_m jednoznačne vyplýva, že toto maximum odpovedá jetovej štruktúre. Sú tu prítomné aj prstencové štruktúry, ale nie štatisticky významné, pri hodnotách $\eta_s = 2,8 - 3,0$ a $\eta_s = 3,4 - 3,6$.

Maximum v prípade interakcie č.5 (obrázok 6.11a) je pri hodnote $\eta_s = 3,0 - 3,2$ s počtom častíc $N_d = 90$ a možno ho pripísať jetovej štruktúre. Aj ďalšie píky pri hodnotách $\eta_s = 2,2 - 2,4$, $\eta_s = 3,4 - 3,6$ a $\eta_s = 5,2 - 5,6$

odpovedajú jetovým štruktúram. Prstencové štruktúry korešpondujú s píkmi pri hodnotách $\eta_s = 1, 4 - 1, 6$ a $\eta_s = 3, 2 - 3, 4$.

Prípád interakcie č.7 (*obrázok 6.11b*) má najvyšší pík pri hodnote $\eta_s = 2, 4 - 2, 6$ s počtom častíc $N_d = 58$, ale je to jetová štruktúra. Avšak je tu prítomných niekoľko prstencových štruktúr, ktoré sa prejavili vo forme približne rovnako vysokých píkov, a to pri hodnotách $\eta_s = 2, 2 - 2, 4$, $\eta_s = 3, 0 - 3, 2$, $\eta_s = 4, 1 - 4, 3$ a $\eta_s = 4, 6 - 4, 8$.

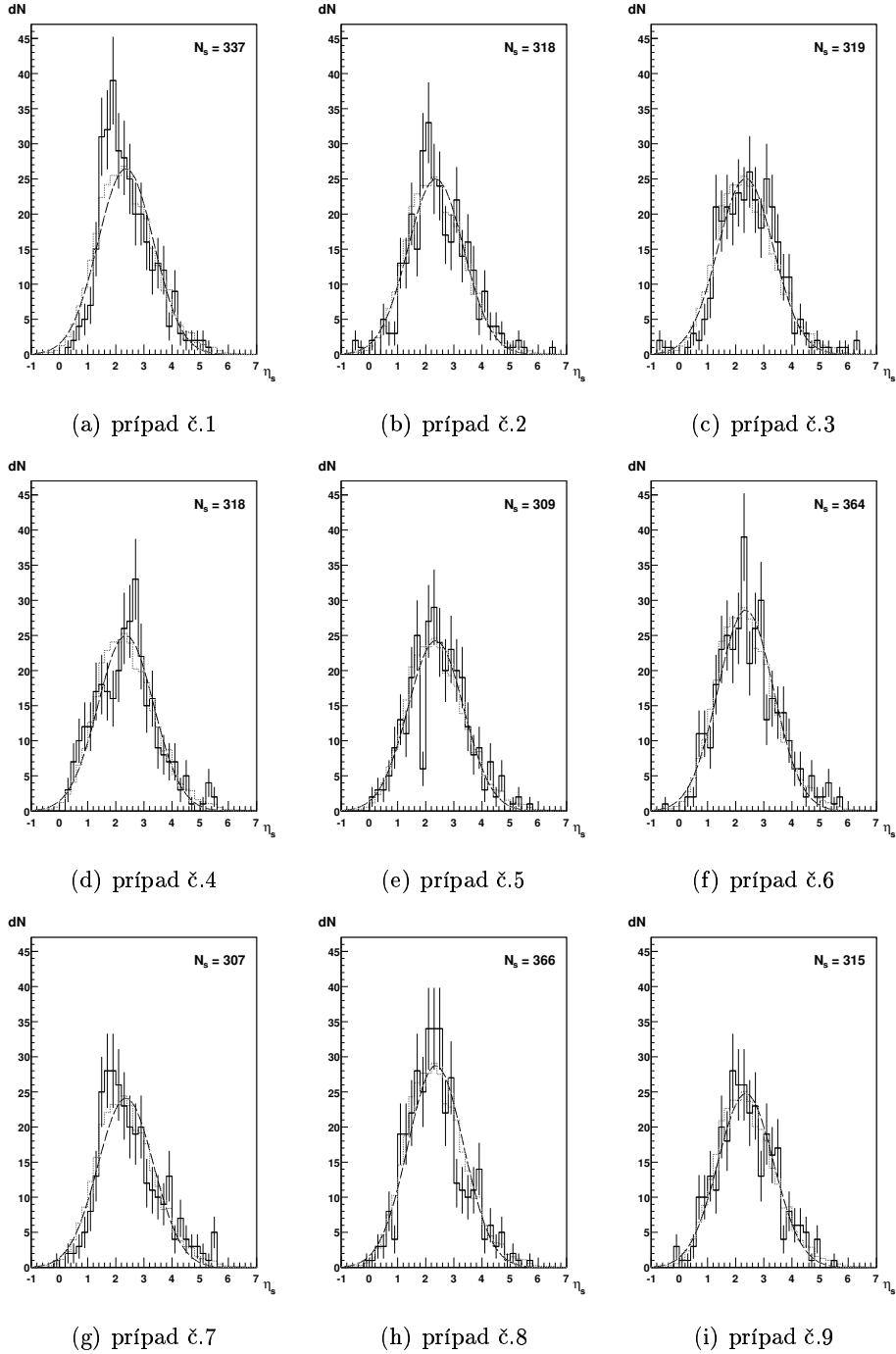
Z toho všetkého možno na záver skonštatovať, že skúmané prípady zrážok obsahujú ako prstencové, tak aj jetové štruktúry. Iba v prípade interakcie č.7 možno hovoriť o značnej prevahe prstencových štruktúr. V prípade zrážky č.7 sa v rozdelení parametra η_m vyskytujú dve maximá pri hodnotách $\eta_m \approx 2, 2 - 2, 4$ a $\eta_m \approx 4, 6 - 4, 8$. Tieto píky sú umiestnené v rovnakej vzdialenosti od stredu rozdelenia pseudorapidity produkovaných sekundárnych častíc pre všetky centrálné prípady zrážok $\eta_s = 3, 57 \pm 0, 04$. Takéto správanie sa odpovedá predstave o vzniku prstencových štruktúr navrhutej I. M. DREMINOM [9], že sa v každej interakcii objavia dve skupiny častíc formujúce dva kužele s rovnakými uhlami emisie, jeden v smere dopredu a druhý dozadu v ťažiskovom systéme.

Na základe kritérií, ktoré sme pri analýze použili, možno potvrdiť prítomnosť prstencových štruktúr v skúmaných centrálnych prípadoch zrážok jadier olova ^{208}Pb s jadrami fotoemulzie. Vychádzajúc z rozdelenia parametra η_m pre prípad zrážky č.7 možno odhadnúť uhol emisie prstencových štruktúr v pokojovom systéme terčika pre centrálnu interakciu jadier olova pri hybnosti $158 \text{ A GeV}/c$ na $\theta_{lab} = 0, 7^\circ - 1^\circ$.

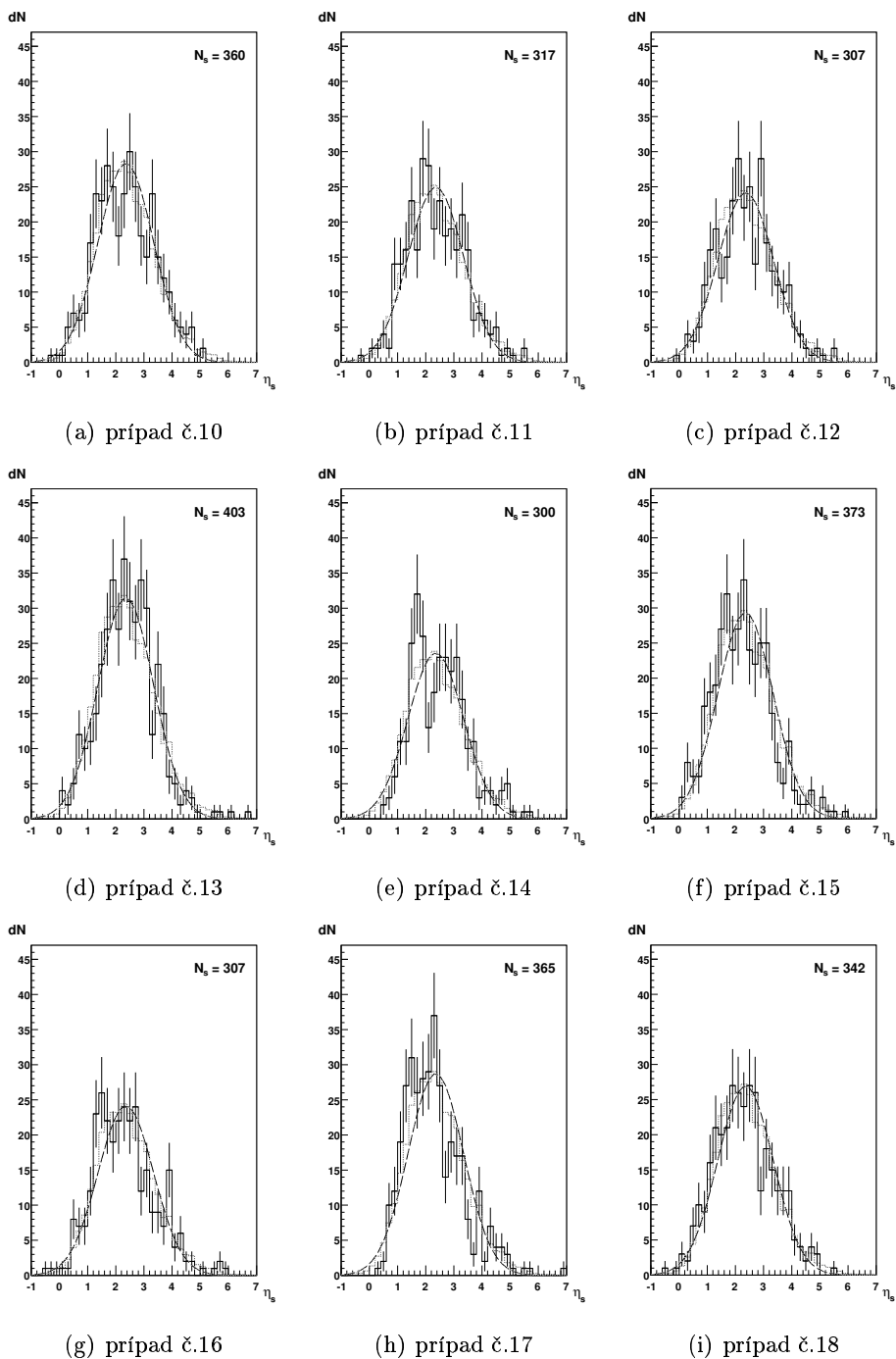
Interakcie jadier zlata

Obrázky 6.12, 6.13 a 6.14 predstavujú experimentálne rozdelenia pseudorapidít η_s analyzovaných centrálnych prípadov interakcií jadier zlata ^{197}Au s jadrami fotoemulzie. Prípady č.1, č.14, č.16, č.17, č.20 a č.23 majú výrazné píky, pričom rozdiel medzi experimentálnou a fitovanou hodnotou je viac ako 2σ . Do analýzy boli zaradené aj dva zaujímavé prípady, prípad č.19, ktorý spĺňa kritérium $1, 5\sigma$ a prípad č.21 s rozdielom v maxime $1, 95\sigma$. V ďalšom texte sa sústredíme len na tieto zaujímavé prípady zrážok zlata.

Opäť sa každý zaujímavý prípad analyzoval rovnakým spôsobom ako u jadier olova, t.j. parameter $S_2/\langle S_2 \rangle$ pri rôznych násobnostiach častíc $N_d = 20, 25, \dots, 55$, šírka prstencovej štruktúry $\Delta\eta$ a jej poloha na pseudorapiditnej osi η_m .

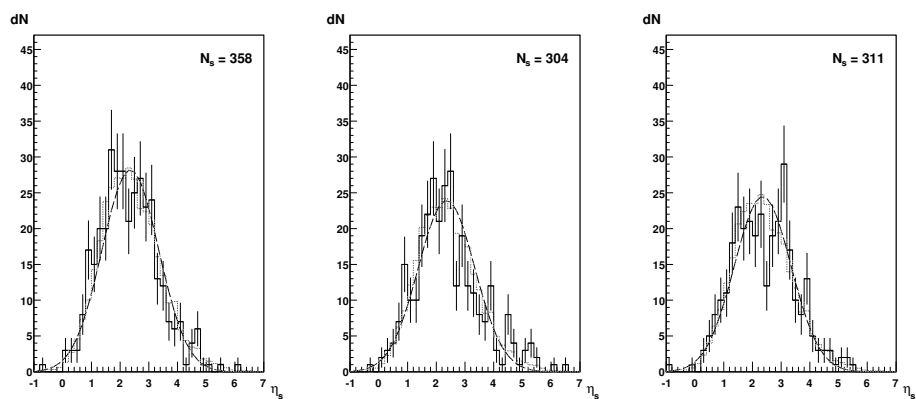


Obrázok 6.12: Experimentálne rozdelenia pseudorapidity η_s pre jednotlivé analyzované centrálné prípady zrážok zlata ^{197}Au s fotoemulziou (plná čiara) porovnané s celkovým rozdelením pseudorapidity (bodkovaná čiara), ktoré je fitované gaussovým rozdelením (čiarkovaná čiara).



Obrázok 6.13: Experimentálne rozdelenia pseudorapidity η_s pre jednotlivé analyzované centrálné prípady zrážok zlata ^{197}Au s fotoemulziou (plná čiara) porovnané s celkovým rozdelením pseudorapidity (bodkovaná čiara), ktoré je fitované gaussovým rozdelením (čiarkovaná čiara).

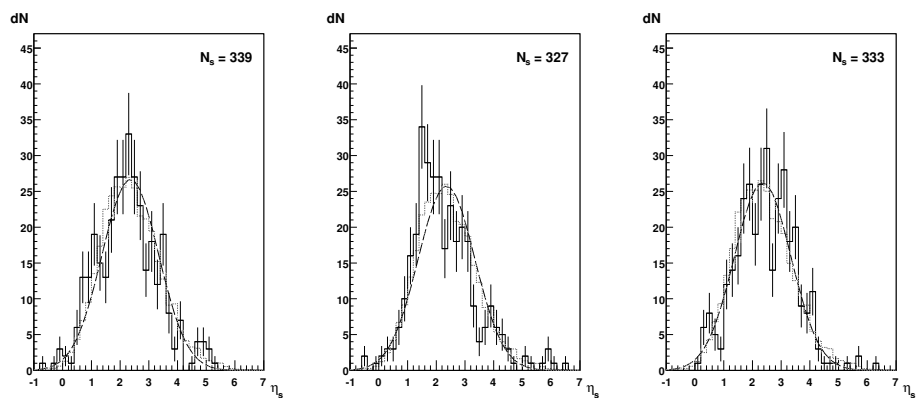
^{197}Au 11,6 A GeV/c



(a) prípad č.19

(b) prípad č.20

(c) prípad č.21



(d) prípad č.22

(e) prípad č.23

(f) prípad č.24

Obrázok 6.14: Experimentálne rozdelenia pseudorapidity η_s pre jednotlivé analyzované centrálné prípady zrážok zlata ^{197}Au s fotoemulziou (plná čiara) porovnané s celkovým rozdelením pseudorapidity (bodkovaná čiara), ktoré je fitované gaussovým rozdelením (čiarkovaná čiara).

Na *obrázku 6.15 a 6.16* sú vynesené rozdelenia parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ pre jednotlivé analyzované prípady interakcií jadier zlata ^{197}Au s fotoemulziou pre veľkosť prstencovej štruktúry $\Delta\eta < 0,3$ a rôzny počet častíc v prstenci N_d . Vo väčšine analyzovaných prípadov sa objavil pík v oblasti výskytu prstencových štruktúr pri hodnote $S_2/\langle S_2 \rangle \sim 0,85$ a/alebo $S_2/\langle S_2 \rangle \sim 0,90$.

Prípado zrážky č.1 (*obrázok 6.15a,b*) má pík v oblasti prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$ postupne zanikajúci v štatistickom pozadí pri väčších počtoch častíc N_d . Sú tu prítomné aj jetové štruktúry, ktoré sa prejavujú pri každej analyzovanej hodnote násobnosti N_d .

Pri interakcii č.14 (*obrázok 6.15c,d*) si možno všimnúť pík odpovedajúci prstencovým štruktúram, ktorý je najvýraznejší pri počte častíc $N_d = 25$. Taktiež sú tu prítomné jetové štruktúry na úrovni štatistického pozadia.

V prípade zrážky č.16 (*obrázok 6.15e,f*) si možno všimnúť niekoľko píkov v oblasti výskytu prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$, ktoré prevažujú nad jetovými štruktúrami pre všetky skúmané násobnosti častíc N_d .

Interakcia zlata s fotoemulziou č.17 (*obrázok 6.15g,h*) má píky odpovedajúce prstencovým štruktúram na úrovni štatistického pozadia, ktoré pri počte častíc v prstenci $N_d = 30$ a $N_d = 35$ sú viac výraznejšie.

V prípade č.19 (*obrázok 6.16a,b*) vidno ako prítomnosť prstencových štruktúr, tak aj prítomnosť jetových štruktúr, ktorých vplyv sa postupne zvyšuje s rastom násobnosti N_d a prevažuje nad prstencovými štruktúrami.

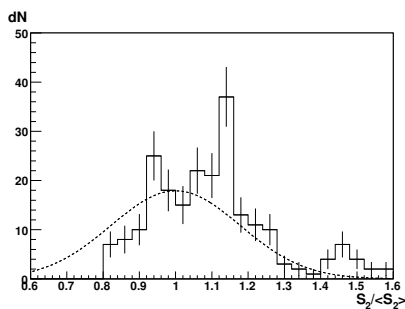
V interakcii č.20 (*obrázok 6.16c,d*) sú prítomné hlavne jetové štruktúry, na ktoré poukazuje pík v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle > 1$. Pričom s rastom násobnosti častíc v štruktúre N_d ich príspevok narastá.

Prípado zrážky č.21 (*obrázok 6.16e,f*) má výrazný pík odpovedajúci prstencovým štruktúram pri $N_d = 25$, ktorého intenzita sa ďalej zoslabuje.

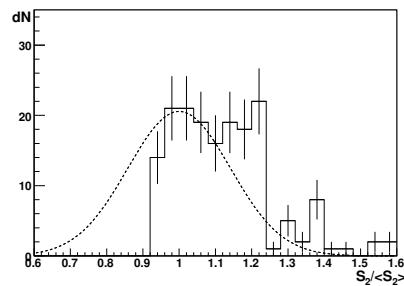
Interakcia č.23 (*obrázok 6.16g,h*) je zaujímavá z hľadiska potlačenia jetových štruktúr v celom skúmanom rozsahu násobností N_d a výrazného prejavovania sa prstencových štruktúr viacerými píkmi v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$.

Ďalším parametrom, ktorý sa analyzoval, bola poloha prstencovej štruktúry na pseudorapiditnej osi η_m . *Obrázok 6.17* zobrazuje experimentálne rozdelenie parametra η_m pre oblasť výskytu prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$, ak šírka skúmanej štruktúry $\Delta\eta < 0,3$ a počet častíc v prstenci $N_d = 25$.

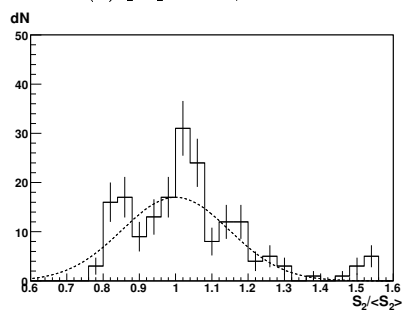
V rozdelení parametra η_m sa v analyzovaných interakciách prípadov č.14, č.17, č.19, č.21 a č.23 vyskytujú minimálne dva píky pri hodnotách $\eta_m \approx 1,4 - 2,0$ a $\eta_m \approx 2,6 - 3,2$. Tieto píky sú v rovnakej vzdialenosti od strednej hodnoty rozdelenia pseudorapidity všetkých produkovaných sekundárnych častíc v centrálnych zrážkach $\eta_s = 2,38 \pm 0,01$. Toto správanie sa častíc pri interakcii dvoch jadier potvrdzuje Dreminovu teóriu [9] o vzniku prstencových štruktúr.



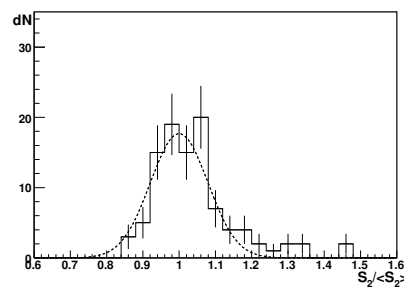
(a) prípad č.1, $N_d = 25$



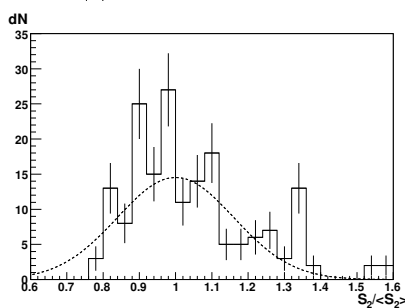
(b) prípad č.1, $N_d = 35$



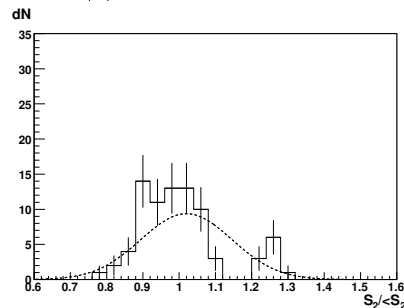
(c) prípad č.14, $N_d = 25$



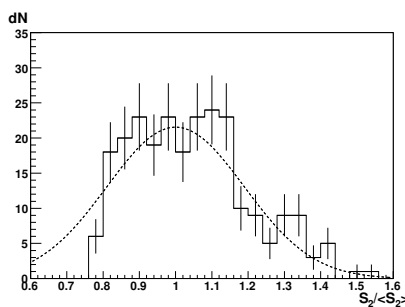
(d) prípad č.14, $N_d = 35$



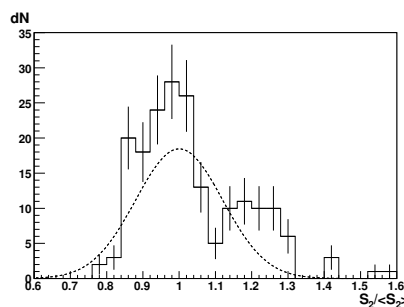
(e) prípad č.16, $N_d = 25$



(f) prípad č.16, $N_d = 35$

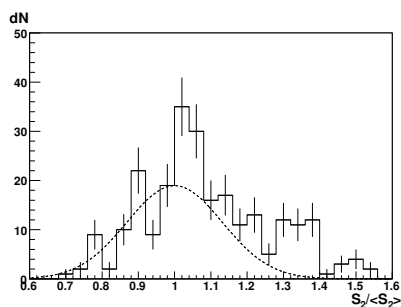


(g) prípad č.17, $N_d = 25$

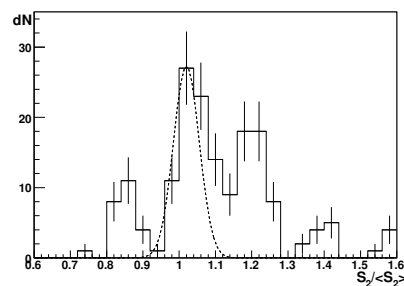


(h) prípad č.17, $N_d = 35$

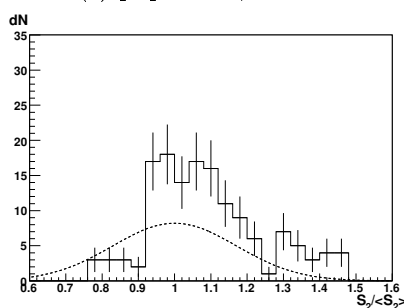
Obrázok 6.15: Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$, ak je veľkosť štruktúry $\Delta\eta < 0,3$. Čiarkovaná čiara predstavuje fit štatistického pozadia gausovým rozdelením.



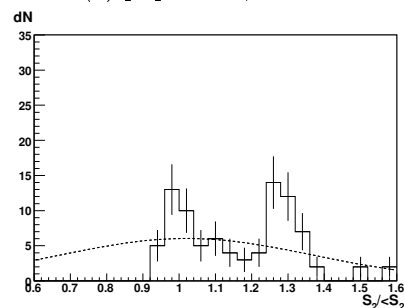
(a) prípad č.19, $N_d = 25$



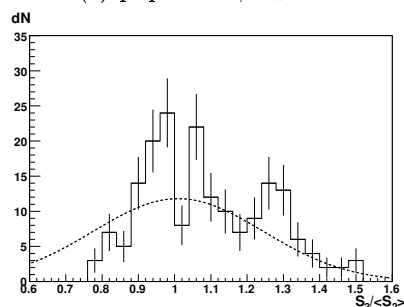
(b) prípad č.19, $N_d = 35$



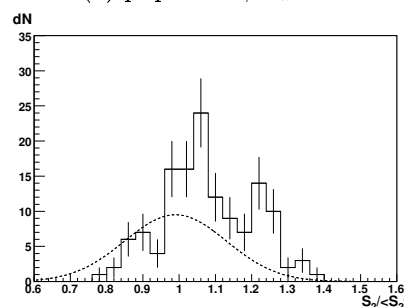
(c) prípad č.20, $N_d = 25$



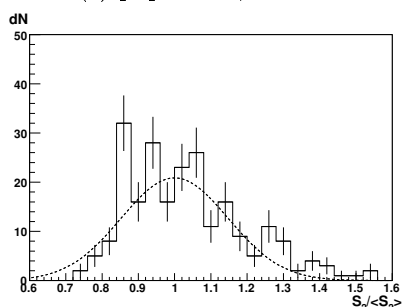
(d) prípad č.20, $N_d = 35$



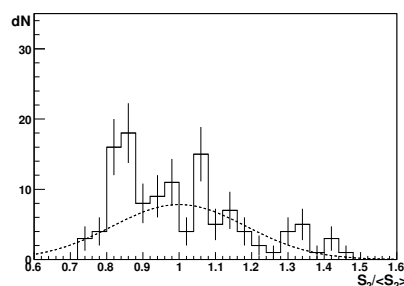
(e) prípad č.21, $N_d = 25$



(f) prípad č.21, $N_d = 35$

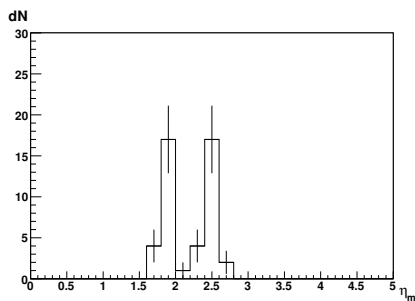
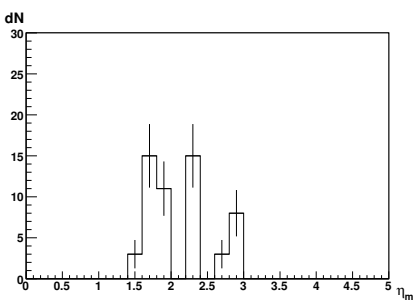
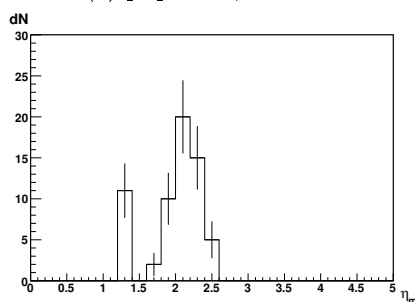
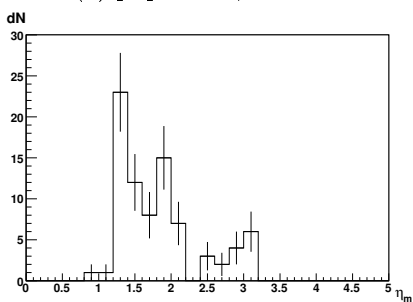
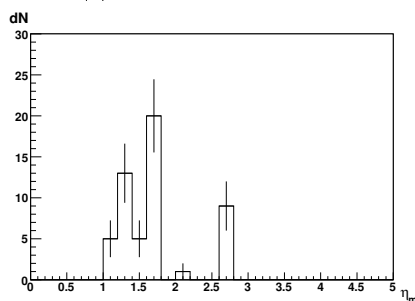
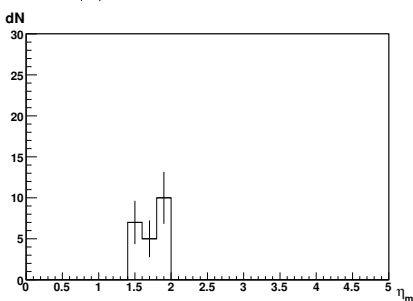
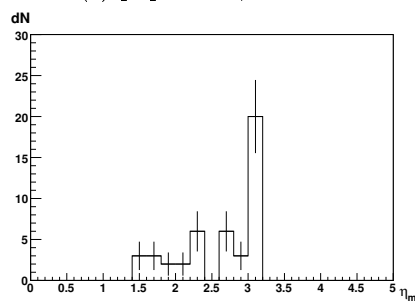
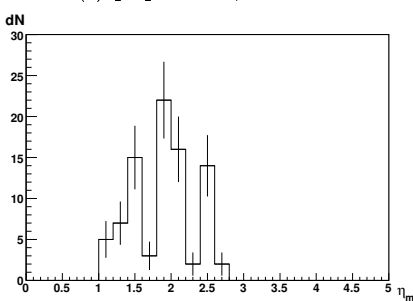


(g) prípad č.23, $N_d = 25$

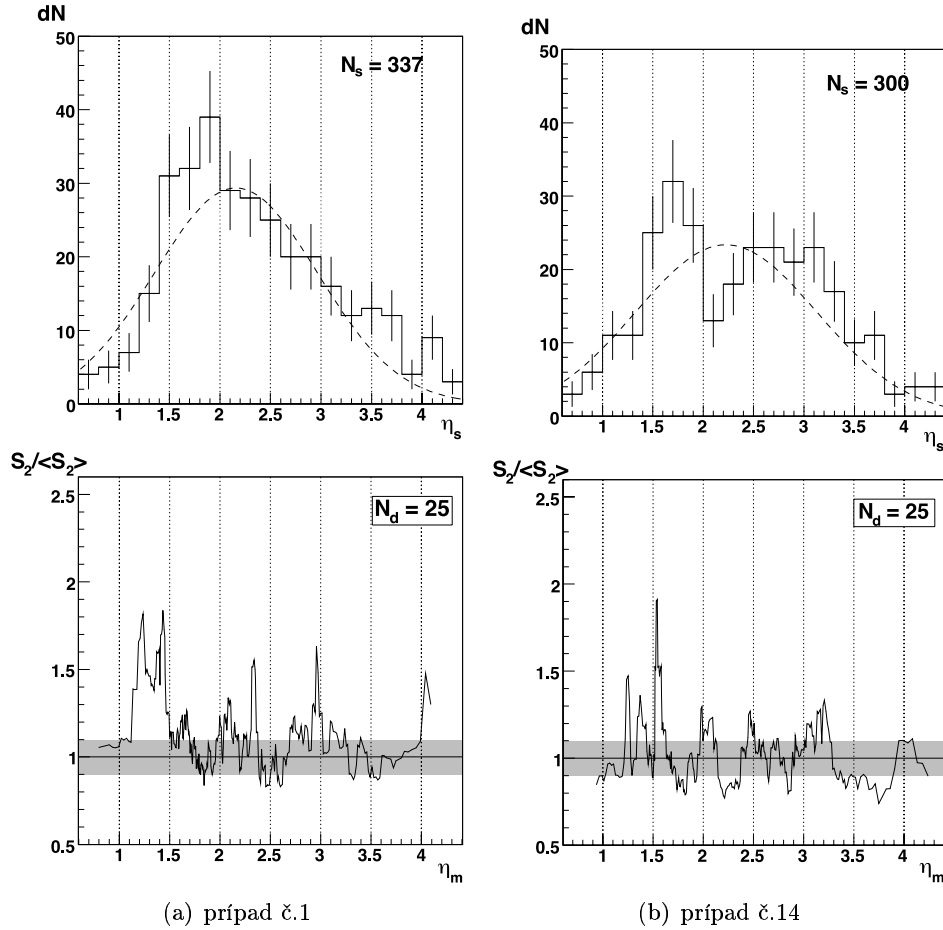


(h) prípad č.23, $N_d = 35$

Obrázok 6.16: Rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$, ak je veľkosť štruktúry $\Delta\eta < 0,3$. Čiarkovaná čiara predstavuje fit štatistického pozadia gausovým rozdelením.

(a) prípad č.1, $N_d = 25$ (b) prípad č.14, $N_d = 25$ (c) prípad č.16, $N_d = 25$ (d) prípad č.17, $N_d = 25$ (e) prípad č.19, $N_d = 25$ (f) prípad č.20, $N_d = 25$ (g) prípad č.21, $N_d = 25$ (h) prípad č.23, $N_d = 25$

Obrázok 6.17: Rozdelenie parametra η_m v oblasti výskytu prstencových štruktúr, ak je šírka tejto štruktúry $\Delta\eta < 0,3$ a počet častíc v prstenci $N_d = 25$.

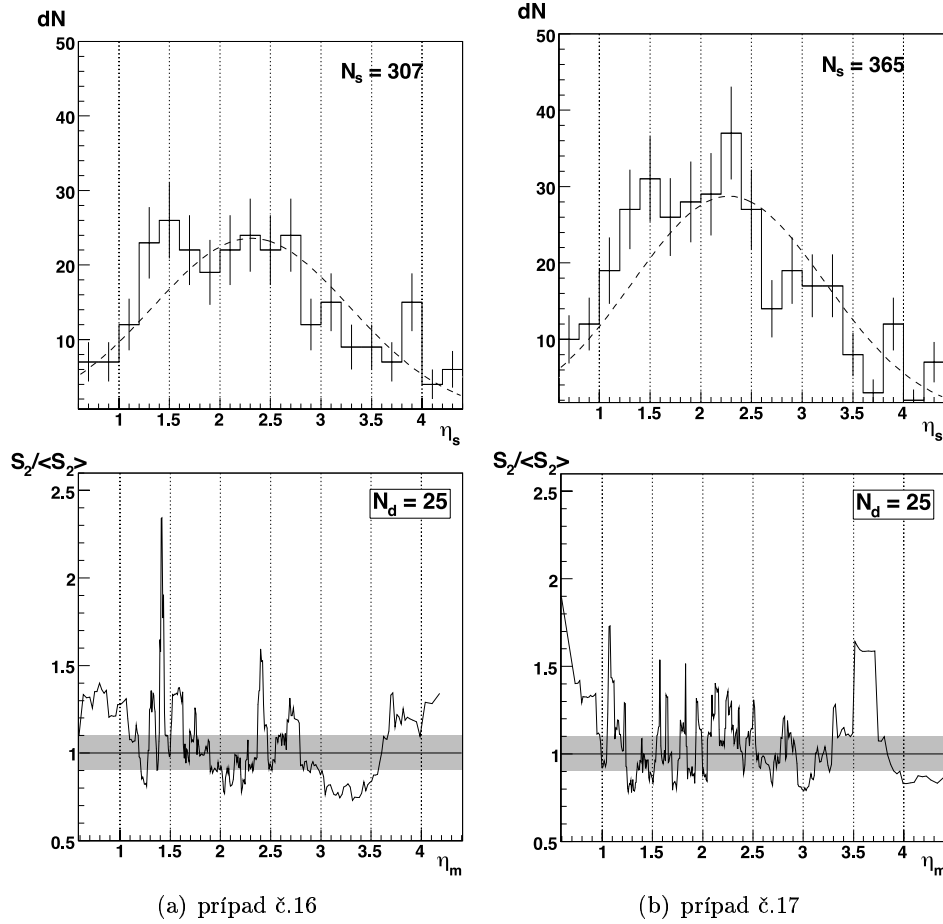


Obrázok 6.18: Experimentálne rozdelenie pseudorapidity η_s pre daný prípad (hore) a rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ v závislosti od η_m (dole). Sivý pás je štat. pozadie.

Na obrázkoch 6.18, 6.19, 6.20 a 6.21 sú rozdelenia parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ v závislosti od η_m . Pre lepšiu orientáciu sú tu vynesené aj experimentálne rozdelenia pseudorapidity η_s (horné obrázky). Na prítomnosť prstencovej štruktúry v danom prípade korešpondujúcej so štatisticky významným píkcom v rozdelení pseudorapidity η_s poukazuje hodnota parametra $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$ v oblasti umiestnenia tohto píku na pseudorapiditnej osi η_m .

Prípad interakcie č.1 má maximum pri hodnote $\eta_s = 1,8 - 2,0$ s počtom častíc v píku $N_d = 39$. Tento pík odpovedá prstencovej štruktúre.

V prípade zrážky č.14 odpovedá maximum hodnote $\eta_s = 1,6 - 1,8$ s násobnosťou $N_d = 32$ a tiež ho možno priradiť prstencovej štruktúre.



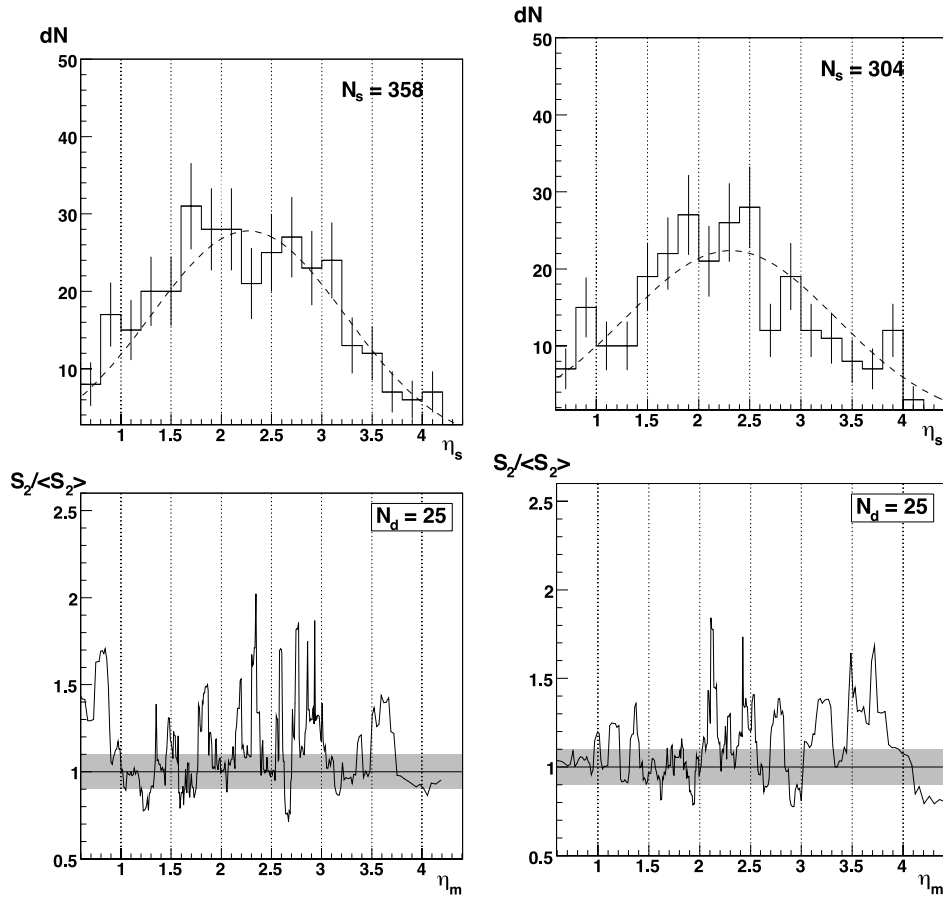
(a) prípad č.16

(b) prípad č.17

Obrázok 6.19: Experimentálne rozdelenie pseudorapidity η_s pre daný prípad (hore) a rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ v závislosti od η_m (dole). Sivý pás je štatistické pozadie.

U interakcie č.16 bol ako štatisticky významný (s rozdielom viac ako 2σ) vyhodnotený pík pri hodnote $\eta_s = 3,8 - 4,0$, ktorý odpovedá jetovej štruktúre. Tak isto aj maximum pri hodnote $\eta_s = 1,4 - 1,6$ s počtom častíc v píku $N_d = 26$ je jetová štruktúra.

Prípad zrážky č.17 má maximum s počtom častíc $N_d = 37$ pri hodnote $\eta_s = 2,2 - 2,4$, ktoré predstavuje jetovú štruktúru. Ale štatisticky významný pík pri hodnote $\eta_s = 1,2 - 1,4$ s násobnosťou $N_d = 27$ možno označiť za prstencovú štruktúru. Ďalšia prstencová štruktúra odpovedá píku pri hodnote $\eta_s = 3,8 - 4,0$.



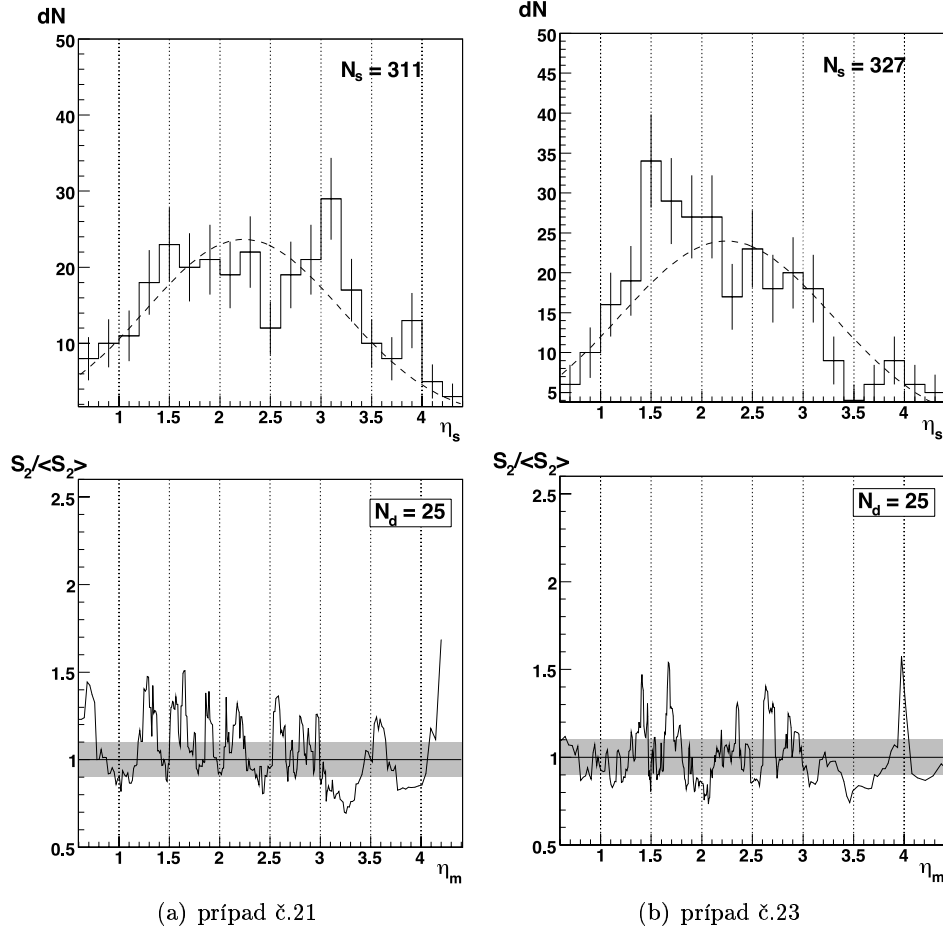
(a) prípad č.19

(b) prípad č.20

Obrázok 6.20: Experimentálne rozdelenie pseudorapidity η_s pre daný prípad (hore) a rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ v závislosti od η_m (dole). Sivý pás je štatistické pozadie.

V prípade zrážky č.19 je maximum s počtom častíc v píku $N_d = 31$ pri hodnote $\eta_s = 1,6 - 1,8$ a odpovedá prstencovej štruktúre. Pri hodnotách $\eta_m = 1,2 - 1,3$ a $\eta_m = 2,6 - 2,7$ si možno všimnúť ďalšie dve výrazné prstencové štruktúry.

Interakcia č.20 má štatisticky významný pík pri hodnote $\eta_s = 4,4 - 4,6$, ktorý však nie je možné identifikovať z technických príčin kvôli nízkej štatistike v tejto oblasti. Maximum pri hodnote $\eta_s = 2,4 - 2,6$ s počtom častíc $N_d = 28$ je jetová štruktúra, kým rovnako veľký pík s násobnosťou $N_d = 27$ pri hodnote $\eta_s = 1,8 - 2,0$ je prstencová štruktúra.



Obrázok 6.21: Experimentálne rozdelenie pseudorapidity η_s pre daný prípad (hore) a rozdelenie parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ v závislosti od η_m (dole). Sivý pás je štatistické pozadie.

Pri zrážke č.21 možno za štatisticky významný pík s $1,95\sigma$ považovať maximum pri hodnote $\eta_s = 3,0 - 3,2$ s počtom častíc $N_d = 29$, ktoré predstavuje prstencovú štruktúru. Iné prstencové štruktúry sa nachádzajú pri hodnotách $\eta_m = 1,4 - 1,5$, $\eta_m = 2,2 - 2,4$ a $\eta_m = 3,8 - 4,0$.

V prípade interakcie č.23 sa maximum s násobnosťou častíc $N_d = 34$ pri hodnote $\eta_s = 1,4 - 1,6$ opäť zhoduje so štatisticky významným píkom, ktorý možno priradiť k prstencovej štruktúre. Prítomné sú aj ďalšie prstencové štruktúry pri hodnotách $\eta_m = 1,8 - 2,2$ a $\eta_m = 2,5 - 2,6$.

Na základe týchto informácií možno skonštatovať, že aj v interakciách jadier zlata ^{197}Au s fotoemulziou sa vyskytujú ako jetové, tak aj prstencové štruktúry. Z hľadiska štúdia prstencových štruktúr sa ako zaujímavé javia prípady č.14, č.19, č.21 a č.23. Uhol emisie prstencových štruktúr v pokojovom systéme terčika pre centrálnu zrážku jadier zlata s hybnosťou 11,6 A GeV/c možno odhadnúť na $\theta_{lab} = 5^\circ - 7^\circ$.

Výsledky analýzy jednotlivých prípadov interakcií jadier olova ^{208}Pb a jadier zlata ^{197}Au s jadrami fotoemulzie predstavené v tejto kapitole boli publikované v práci č.3 v *Zozname publikácií a citácií dizertantky*.

Záver

V práci boli analyzované experimentálne údaje získané v rámci kolaborácie EMU01 z hľadiska možnej prítomnosti prstencových štruktúr v produkcii sekundárnych relativistických častíc v zrážkach jadier v emulznom detektore. Komplexne boli preštudované zrážky jadier olova ^{208}Pb s hybnosťou 158 GeV/c na nukleón a zrážky jadier zlata ^{197}Au s hybnosťou 11,6 GeV/c na nukleón pomocou parametra S_2 . Bola zvolená metóda s pevne stanovenou multiplicitou častíc v skúmanej štruktúre N_d . Tiež boli skúmané jednotlivé parametre prstencových štruktúr: veľkosť štruktúry v jednotkách pseudorapidity $\Delta\eta$, hustota častíc v štruktúre ρ a umiestnenie prstencovej štruktúry na pseudorapiditnej osi η_m v závislosti od centrality zrážky N_s a od násobnosti častíc v prstenci N_d .

Výsledky analýzy možno zhrnúť do nasledovných bodov:

- V oboch experimentoch sa v rozdeleniach parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ objavili píky v oblasti $S_2/\langle S_2 \rangle < 1$, ktoré poukazujú na prítomnosť prstencových štruktúr v centrálnych interakciách jadier olova ^{208}Pb a jadier zlata ^{197}Au vo fotoemulzii.

Z porovnania experimentálneho rozdelenia parametra $S_2/\langle S_2 \rangle$ s výpočtami podľa modelu FRITIOF možno tvrdiť, že efekt vzniku prstencových štruktúr v týchto experimentoch je prítomný.

Pravdepodobnosť vzniku prstencových štruktúr sa zvyšuje s rastom centrality a so zväčšovaním hybnosti nalietaujúcich jadier. Približne 10 – 12% z celkového počtu centrálnych interakcií jadier olova ^{208}Pb s hybnosťou 158 GeV/c na nukleón a 2 – 5% z celkového počtu centrálnych zrážok jadier zlata ^{197}Au s hybnosťou 11,6 GeV/c na nukleón s jadrami fotoemulzie prispieva k prípadom s neštatistickými prstencovými štruktúrami.

- Z rozdelenia experimentálnych stredných hodnôt $\langle \Delta\eta \rangle$ možno skonštatovať, že šírka prstencovej štruktúry $\Delta\eta$ rastie so zvyšovaním násobnosti častíc N_d v tejto štruktúre. Tento trend je prítomný pre všetky tri centralitné triedy. So zväčšovaním centrality zrážky sa znižuje šírka vytvorených štruktúr $\Delta\eta$.

V centrálnych interakciách jadier olova ^{208}Pb v oblasti odpovedajúcej prstencovým štruktúram ($S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$) bolo v závislosti stredných hodnôt $\langle \Delta\eta \rangle$ od počtu častíc N_d pozorované prekrytie experimentálnych a modelových hodnôt pre násobnosti $N_d = 20 - 60$, kým pri veľkých multiplicitách častíc v prstencovej štruktúre $N_d > 60$ sú experimentálne stredné hodnoty parametra $\langle \Delta\eta \rangle$ vyššie ako hodnoty získané z výpočtov podľa modelu FRITIOF.

V interakciách jadier zlata ^{197}Au s jadrami fotoemulzie sa v rámci stredných hodnôt parametra $\langle \Delta\eta \rangle$ neobjavil rozdiel medzi experimentálnymi rozdeleniami a modelovými výpočtami.

Experimentálne rozdelenie parametra $\Delta\eta$ pre centrálné interakcie sa v oblasti výskytu prstencových štruktúr líši od rozdelenia vypočítaného podľa modelu FRITIOF i od experimentálneho rozdelenia pre oblasť prislúchajúcu jetovým štruktúram. Tieto rozdiely boli pozorované pre všetky skúmané násobnosti častíc N_d v oboch experimentoch.

Pri vyšších hodnotách počtu častíc, $N_d > 40$ pre zrážky jadier olova ^{208}Pb a $N_d > 30$ pre zrážky jadier zlata ^{197}Au , sa v experimentálnom rozdelení parametra $\Delta\eta$ objavilo niekoľko pík. Z toho jeden aj pri hodnote, v ktorej má modelové rozdelenie lokálne minimum.

- Poloha prstencovej štruktúry na pseudorapiditnej osi η_m bola skúmaná pre všetky centralitné triedy v troch oblastiach: v oblasti výskytu prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$, v oblasti štatistického pozadia $S_2/\langle S_2 \rangle = 0,95 - 1,1$ a v oblasti jet-like štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle > 1,1$.

V rozdelení parametra η_m bol v centrálnych interakciách v oboch experimentoch pre oblasť výskytu prstencových štruktúr pozorovaný rozdiel medzi experimentálnymi údajmi a výpočtami podľa modelu FRITIOF.

V oblasti prislúchajúcej prstencovým štruktúram $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ majú experimentálne stredné hodnoty $\langle \eta_m \rangle$ so zvyšovaním počtu častíc N_d v prstenci mierne stúpajúci trend vo všetkých centralitných triedach.

V centrálnych interakciách jadier olova ^{208}Pb s jadrami fotoemulzie bol v závislosti stredných hodnôt $\langle \eta_m \rangle$ od násobnosti N_d zaznamenaný rozdiel medzi experimentálnymi a modelovými výpočtami pre násobnosti častíc v prstencovej štruktúre $N_d = 65 - 100$.

Experimentálne rozdelenie parametra η_m pre centrálné interakcie jadier olova ^{208}Pb sa v oblasti výskytu prstencových štruktúr $S_2/\langle S_2 \rangle < 0,95$ pri týchto násobnostiach častíc rozdelilo na dve symetrické oblasti. Toto správanie sa podporuje teóriu vzniku prstencových štruktúr podľa modelu koherentnej emisie gluónov, prejavujúcej sa vyžiaréním dvoch prstencov, jedného smerom dopredu a druhého smerom dozadu v CMS.

- Z výsledkov analýzy jednotlivých prípadov interakcií jadier olova ^{208}Pb a jadier zlata ^{197}Au vo fotoemulzii možno skonštatovať prítomnosť ako jetových, tak aj prstencových štruktúr v skúmaných prípadoch zrážok.

Na základe kritérií použitých pri analýze možno potvrdiť prevahu prstencových štruktúr nad jetovými štruktúrami v jednom prípade interakcií jadier olova ^{208}Pb a v dvoch až štyroch prípadoch zrážok jadier zlata ^{197}Au zo všetkých skúmaných centrálnych prípadov interakcií.

V rozdelení parametra η_m , udávajúceho polohu prstencovej štruktúry na pseudorapiditnej osi, sa objavili dve maximá, rovnako vzdialené od stredu rozdelenia, pri hodnotách $\eta_m \approx 2,2 - 2,4$ a $\eta_m \approx 4,6 - 4,8$ pre zrážky jadier olova ^{208}Pb a pri hodnotách $\eta_m \approx 1,4 - 2,0$ a $\eta_m \approx 2,6 - 3,2$ pre zrážky jadier zlata ^{197}Au .

Vychádzajúc z rozdelenia parametra η_m možno odhadnúť uhol emisie prstencových štruktúr v pokojovom systéme terčika pre centrálnu interakciu jadier olova ^{208}Pb pri hybnosti $158 \text{ A GeV}/c$ na $\theta_{lab} = 0,7^\circ - 1^\circ$ a pre centrálnu zrážku jadier zlata ^{197}Au s hybnosťou $11,6 \text{ A GeV}/c$ na $\theta_{lab} = 5^\circ - 7^\circ$.

Metodické postupy aplikované pri analýze prstencových štruktúr v centrálnych zrážkach relativistických jadier v emulznom detektore možno využiť aj pri skúmaní údajov z experimentov s kozmickým žiarením a dát z elektronických experimentov. Do budúca sa plánuje previesť podobná analýza na údajoch z experimentu STAR a získané výsledky porovnať medzi sebou.

Výsledky analýzy zameranej na prítomnosť neštatistických prstencových štruktúr v centrálnych interakciách jadier olova ^{208}Pb s hybnosťou $158 \text{ A GeV}/c$ a jadier zlata ^{197}Au s hybnosťou $11,6 \text{ A GeV}/c$ vo fotoemulznom detektore boli prezentované na domácich a zahraničných konferenciách a publikované v zborníkoch z týchto konferencií (*Zoznam publikácií a citácií dizertantky*).

Zoznam publikácií a citácií dizertantky

Práce, ktoré tvoria súčasť dizertačnej práce

1. S. Vokál, A. Vokálová, A. Kravčáková, S. Lehocká, G. I. Orlova
Peculiarities in produced particle emission in $^{208}\text{Pb}+\text{Ag}(\text{Br})$ interactions at 158 A GeV/c
Yad.Fiz. No. 6, Tom. 71 (2008)
Preprint E1-2004-173, Dubna, 2004, 10 pp.
e-Print: hep-ex/0412017

– I. M. Dremin
Ring-like events: Cerenkov gluons or mach waves?
e-Print: hep-ph/0507167
Nucl. Phys. A767 (2006) 233-247
2. S. Vokál, S. Lehocká, G. I. Orlova
Azimuthal Structures of Particles Produced in Heavy-Ion Interactions
Submitted to Yad.Fiz.
Preprint E1-2005-66, Dubna, 2005, 9 pp.
e-Print: hep-ex/0501025
3. S. Lehocká, S. Vokál, G. I. Orlova
Event by Event analysis of the ring-like substructures in the central interactions of heavy ion nuclei with photoemulsion
Proceedings of 15. Conference of Slovak and Czech Physicists, Slovak Academy of Sciences, Košice, 5. – 8. 9. 2005, (2005) 15-16
4. S. Vokál, S. Lehocká and G. I. Orlova
Dense groups of particles in high energy nuclear interactions of lead and gold nuclei in nuclear emulsions
Proceedings of the 8th International Workshop, Relativistic Nuclear Physics: From hundreds of MeV to TeV, Dubna, Russia, 23. – 28. 5. 2005, (2006) 194-202

5. S. Lehocká, G. I. Orlová, S. Vokál, A. Kravčáková
Emission of Relativistic Particles in Nuclear Interactions of Lead and Gold Nuclei with Photoemulsion
Zborník príspevkov 14. konferencie slovenských fyzikov, Smolenice, 2004, (2005) 23-24
6. S. Lehocká, S. Vokál, A. Kravčáková, G.I. Orlova
Štúdium prstencových štruktúr v centrálnych interakciách jadier olova pri 158 GeV/c na nukleón
Zborník príspevkov 13. konferencie slovenských fyzikov, Smolenice 2003, (2004) 171-172

Príspevky na konferenciách

1. **S. Lehocká**, S. Vokál, G. I. Orlova
Prednáška: *Event by Event analysis of the ring-like substructures in the central interactions of heavy ion nuclei with photoemulsion*
15. Conference of Slovak and Czech Physicists, Slovak Academy of Sciences, Košice, 5. – 8. 9. 2005.
2. **S. Vokál**, S. Lehocká and G. I. Orlova
Prednáška: *Dense groups of particles in high energy nuclear interactions of lead and gold nuclei in nuclear emulsions*
Relativistic Nuclear Physics: From hundreds of MeV to TeV, 8th International Workshop, Dubna, Russia, 23. – 28. 5. 2005.
3. S. Vokál, A. Kravčáková, S. Lehocká and **G. I. Orlova**
Prednáška: *Azimuthal Structures of Produced Particles in Heavy Ion Interactions*
XII International Baldin Seminar on High Energy Problems, Dubna, Russia, 27. 9. – 2. 10. 2004.
4. **S. Vokál**, A. Vokálová, A. Kravčáková, S. Lehocká, G. I. Orlova
Prednáška: *Peculiarities in Produced Particle Emission in $^{208}\text{Pb}+\text{Ag}(\text{Br})$ Interactions at 158 A GeV/c*
Hadron Structure 2004, Smolenice castle, Slovakia, 29. 8. – 3. 9. 2004.
5. **S. Lehocká**, G. I. Orlova, S. Vokál, A. Kravčáková
Poster: *Investigation of the Ring-like Substructures in Central Interactions of ^{208}Pb Nuclei in Emulsion at 158 A GeV/c*
Phase Transition in Strongly Interacting Matter, Praha, Česká republika, 23. 8. – 29. 8. 2004.
6. **S. Lehocká**, S. Vokál, G. I. Orlova
Vystúpenie na odbornom seminári: *Study of the Ring-Like Substructures in ^{208}Pb Induced Interactions in Photoemulsion at 158 A GeV/c*
Odborný seminár pracovnej skupiny J. A. Panebratzeva, LVE SÚJV, Dubna, Ruská Federácia, 25. 3. 2004.
7. **S. Lehocká**, G. I. Orlova, S. Vokál, A. Kravčáková
Prednáška: *Emisia relativistických častíc v jadrových interakciách olova a zlata vo fotoemulzii*
14. konferencia slovenských fyzikov, Smolenice 2004.
8. **S. Lehocká**, S. Vokál, A. Kravčáková, G. I. Orlova
Poster: *Štúdium prstencových štruktúr v centrálnych interakciách jadier olova pri 158 GeV/c na nukleón*
13. konferencia slovenských fyzikov, Smolenice 2003.

Literatúra

- [1] A. V. APANASENKO et al.: Novaja interpretacija nekotorych „anomalnych“ sobitij b kosmičeskich lučach, PISMA v ŽETF 30 (1979) 157.
- [2] I. M. DREMIN, A. M. ORLOV, M. I. TRETIAKOVA: Koľcevyje sobytija v adronnych processach pri vysokich energijach, PISMA v ŽETF 40 (1984) 320.
- [3] M. I. ADAMOVICH et al. (EMU01 Collaboration): On the jet-like and ring-like substructure in distributions of produced particles in central heavy-ion collisions at ultra-relativistic energies, J. Phys. G19 (1993) 2035.
- [4] A. EL-NAGHY, K. S. ABDEL-KHALEK: Observation of ring-like events in nucleus-nucleus interactions at 4.5 A GeV/c, Phys. Lett. B299 (1993) 370.
- [5] G. L. GOGIBERIDZE, L. K. GELOVANI, E. K. SARKISYAN: Study of multiparticle spikes in central 4.5 A GeV/c C-Cu collisions, Phys. Lett. B430 (1998) 368, hep-ph/9803268 (1998).
- [6] I. M. DREMIN: Kogerentnoje adronnoje izlučenie pri sverchvysokych energijach, PISMA v ŽETF 30 (1979) 152.
- [7] I. M. DREMIN: Vozmožnyje adronnyje analogi klassičeskovo izlučeniya elektrona, PISMA v ŽETF 34 (1981) 617.
- [8] I. M. DREMIN: Kogerentnoje roždenije adronov, Jadernaja Fizika 33 (1981) 1357.
- [9] I. M. DREMIN: Ring-like events: Cherenkov gluons or Mach waves?, hep-ph/0507167 (2005).
- [10] A. SH. GAITINOV et al. (EMU01 Collaboration): Interactions of ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ -nuclei of energy of 158 GeV/nucleon with photoemulsion nuclei, Proceedings of XVII Meeting of the EMU01 Collaboration, Dubna, Russia, May 18–20 (1999) 143.

- [11] M. I. ADAMOVICH et al. (EMU01 Collaboration): Charged particle density distributions in Au induced interactions with emulsion nuclei at 10,7 A GeV, Phys. Lett. B352 (1995) 472.
- [12] E. STENLUND et al. (EMU01 Collaboration): Pseudorapidity distributions and azimuthal substructure in heavy ion and very heavy ion collisions at energies up to 200 A GeV, Proc. XXII. Int. Symp. on Multiplicity Dynamics, Spain, 13–17 July (1992).
- [13] <http://www.cern.ch>
- [14] CH.-Y. WONG: Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions, World Scientific (1994).
- [15] J. W. HARRIS: Relativistic heavy ion physics and the relativistic heavy ion collider, 3 lekcje na Lake Louise Winter Institute on Quantum Chromodynamics, Lake Louise, Alberta, Canada (1998); publikované vo World Scientific, Singapore (1999) 99.
- [16] P. BRAUN-MUNZINGER: Chemical equilibration and the hadron-QGP phase transition, nucl-ex/000702 (2000).
- [17] L. P. CSERNAI: Relativistic heavy ion collisions, John Wiley and Sons Ltd, Chichester, New York, Brisbane, Toronto, Singapore (1994).
- [18] C. LOURENCO: Searching for quark matter at CERN SPS, Nucl. Phys. A698 (2002) 13.
- [19] C. A. OGILVIE: Review of nuclear reactions at the AGS, Nucl. Phys. A698 (2002) 3.
- [20] <http://www.bnl.gov/rhic/>
- [21] <http://www.physicstoday.org/vol-56/iss-10/p48.html>
- [22] <http://newstate-matter.web.cern.ch/newstate-matter/Science.html>
<http://public.web.cern.ch/Public/en/LHC/LHCExperiments-en.html>
- [23] <http://www.gsi.de/fair/experiments/CBM/1intro.html>
- [24] T. H. BURNETT et al. (JACEE Collaboration), Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 2062.
- [25] N. ARATA, Nuovo Cim. 43A (1978) 455.
- [26] E. A. MARUTYAN et al., Yad. Fiz. 29 (1979) 1566.
- [27] M. ADAMUS et al. (NA22 Collaboration), Phys. Lett. B185 (1987) 200.

- [28] I. M. DREMIN et al., Mod. Phys. Lett. A5 (1990) 1743, Yad. Fiz. 52 (1990) 862, Sov. J. Nucl. Phys. 52 (1990) 840.
- [29] N. M. AGABABYAN et al. (NA22 Collaboration), Phys. Lett. B389 (1996) 397.
- [30] G. I. ORLOVA et al.: Ring-like substructures in produced particles distributions in ^{197}Au induced interactions at 11.6 A GeV/c, Proc. of Conf. Hadron Structure 2002, Herľany (2002) 155.
- [31] G. L. GOGIBERIDZE, E. K. SARKISYAN, L. K. GELOVANI: Coherent particle production in collisions of relativistic nuclei, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 92 (2001) 75, hep-ph/0010190 (2000).
- [32] I. M. DREMIN: Status of ring-like correlations and wavelets, hep-ph/0011110 (2000), Phys. Lett B499 (2001) 97.
- [33] J. FEDORIŠIN, S. VOKÁL: Search for the ring-like structures in the emission of secondary particles in central ^{197}Au collisions with emulsion nuclei at 11,6 AGeV/c, Preprint JINR E1-2007-4 (2007).
- [34] J. FEDORIŠIN, S. VOKÁL: Wavelet analysis of angular spectra of relativistic particles in ^{208}Pb induced collisions with emulsion nuclei at 158 AGeV/c, Preprint JINR E1-2007-66 (2007).
- [35] EMU 01 Guidebook No. 2, 1995–03–06.
- [36] M. DERĎÁKOVÁ: diplomová práca PF UPJŠ, Košice (1980).
- [37] J. NYSTRAND: Studies of Nuclear Matter under Extreme Conditions: Heavy-Ion Interactions at Ultra-Relativistic Energies, Lund (1996).
- [38] V. S. BARASHENKOV, V. D. TONEJEV: Vzajmodejstvija vysoko-energetičeskich častic i atomnych jader s jadrami, Atomizdat Moskva (1972).
- [39] D. RITSON: Eksperimentalnyje metody v fizike vysokych energii, Nauka Moskva (1964).
- [40] C. F. POWELL, P. H. FOWEL, D. H. PERKINS: Isledovanije elementarnych častic fotografičeskim metodom, I.I.L. Moskva (1962).
- [41] H. JÁNOŠOVÁ: rigorózna práca PF UPJŠ, Košice (1980).
- [42] M. KARABOVÁ a kol.: Základné fyzikálne praktikum, PF UPJŠ Košice (1984).
- [43] H. H. HECKMAN et al.: Fragmentation of ^4He , ^{12}C , ^{14}N , and ^{16}O nuclei in nuclear emulsion at 2.1 GeV/nucleon, Phys Rev. C17 (1978) 1735.

- [44] H. L. BRADT, B. PETERS: The Heavy Nuclei of the Primary Cosmic Radiation, *Phys. Rev.* 77 (1950) 54.
- [45] B. JACOBSSON, R. KULLBERG: Interactions of 2 GeV/Nucleon ^{16}O with Light and Heavy Emulsion Nuclei, *Physica Scripta*, Vol. 13 (1976) 327.
- [46] G. LOVHOIDEN: Heavy Ion Collisions at High Energies, skriptá, Oslo& Bergen (1996).
- [47] M. I. ADAMOVICH et al.: Osobennosti vzajmodejstvija jader Au^{197} (10,7 A GeV) i Pb^{208} (158 A GeV) s jadrami fotoemuľsii, *Izvestija MON RK, NAN RK, Serija fiziko-matematičeskaja*, No. 6 (2001) 43.
- [48] M. I. ADAMOVICH et al. (EMU01 Collaboration): Bounce-off in ^{197}Au induced collisions with $\text{Ag}(\text{Br})$ nuclei at 11,6 A GeV/c, *Eur. Phys. J. A2* (1998) 61.
- [49] J. BARTKE: Relativistic heavy ion reactions, *Int. Journal of Modern Physics A*, Vol. 4, No. 6 (1989) 1319.
- [50] J. GOSSET et al.: Central collisions of relativistic heavy ions, *Physical Review C*, Vol. 16, No. 2 (1977) 629.
- [51] M. I. ADAMOVICH et al. (EMU01 Collaboration): Produced particle multiplicity dependence on centrality in nucleus-nucleus collisions, *J. Phys. G22* (1996) 1469.
- [52] N. P. ANDREJEVA i dr.: Množestvennosti i ugloviye raspredelenia zariažennyh častic v vzajmodejstijach jader ^{22}Ne v fotoemuľsii pri impulse 4,1 GeV/c, Preprint JINR P1-86-8, Dubna (1986).
- [53] M. CALDERÓN: Charged Hadron Spectra in Au+Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130\text{GeV}$, dizertačná práca (2001).
- [54] R. J. GLAUBER: Cross Sections in Deuterium at High Energies, *Phys. Rev.* 100 (1955) 242.
- [55] T. S. ULLRICH (for the STAR Collaboration): Characteristics of charged particle production in relativistic heavy-ion collisions, *Proc. 19th Winter Workshop on Nuclear Dynamics* (2003); nucl-ex/0305018.
- [56] A. OLSZEWSKI et al.: Centrality measurements in the PHOBOS Experiment, *Acta Physica Polonica B*, Vol. 33, No. 6 (2002) 1449.
- [57] J. R. FLEITAS, J. BELLANDI: Inelastic proton-air cross section in U.H.E. (1999) hep-ph/9905419.

- [58] R. D. WOODS, D. S. SAXON: Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering, Phys. Rev. 95 (1954) 577.
- [59] <http://thy.phy.bnl.gov/~kretzer/workshop/talks/Steinberg.ppt>, H. DE VRIES, C. DE JAGER, C. DE VRIES: Nuclear Charge-Density-Distribution Parameters from Elastic Electron Scattering, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 36, No. 3 (1987) 495.
- [60] F. SIKLÉR: Centrality control of hadron-nucleus interactions by detection of slow nucleons (2003) hep-ph/030465.
- [61] A. ABDUZHAMILOV et al.: Central collisions of 800 GeV protons with Ag/Br nuclei in nuclear emulsion, Physical Review D, Vol. 39, No. 1 (1989) 86.
- [62] A. DABROWSKA et al.: Particle production in interactions of 200 GeV/nucleon oxygen and sulfur nuclei in nuclear emulsion, Phys. Rev. D47 (1993) 1751.
- [63] K. H. ACKERMANN et al.: STAR Detector Overview, Nucl. Instrum. Mech. A 499 (2003) 624.
- [64] F. S. BIESER et al.: The STAR Trigger, Nucl. Instrum. Mech. A 499 (2003) 766.
- [65] V. V. UZHINSKII: Modified Code FRITIOF, User's guide, Preprint JINR E2-96-192 Dubna (1996).
- [66] E. BĚTÁK: Jadrové reakcie s ťažkými iónmi, Bratislava (1989).
- [67] G. D. WESTFALL et al.: Nuclear fireball model for proton inclusive spectra from relativistic heavy-ion collisions, Physical Review Letters, Vol. 37, No. 18 (1976) 1202.
- [68] H. H. HECKMAN: High energy collisions of nuclei: Experiments, Fizika 9 (1977) Supplement 4, pp. 595-622, (Proceedings of the Int. Symp. On Nuclear Collisions and Their Microscopic Description, Bled, September 1977).
- [69] A. KRAVČÁKOVÁ: Interakcie relativistických jadier v emulznom dráhovom detektore, dizertačná práca, PF UPJŠ Košice (1999).
- [70] J. D. BJORKEN: Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region, Phys. Review D, Vol.27, No.1 (1983) 140.
- [71] B. ANDERSSON, G. GUSTAFSON, B. NILSSON-ALMQVIST : A model for low- p_T hadronic reactions with generalizations to hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions, Nuclear Physics B 281 (1987) 289.

- [72] M. I. ADAMOVICH et al. (EMU01 Collaboration): Charged particle multiplicity and pseudorapidity density distribution in ^{16}O -, ^{28}Si - and ^{197}Au -induced nuclear interactions at 14.6 and 11.6A GeV/c, Nuclear Physics A 593 (1995) 535.
- [73] M. I. ADAMOVICH et al. (EMU01 Collaboration): Rescattering probed by the emission of slow target associated particles in high-energy heavy-ion interactions, Physics Letters B 363 (1995) 230.
- [74] M. I. ADAMOVICH et al. (EMU01 Collaboration): Complex analysis of gold interactions with photoemulsion nuclei at 10.7 GeV/nucleon within the framework of cascade and FRITIOF models, Zeitschrift für Physik A 358 (1997) 337.
- [75] G. MUSULMANBEKOV: Modified Cascade Model of Nucleus–Nucleus Collisions, Proceedings of 11th EMU01 Collaboration Meeting, Dubna (1992) 288, American Institute of Physics (1995) 428.
- [76] G. MUSULMANBEKOV, B. KHURELBAATAR: Modified Cascade Model of Hadron–Nucleus and Nucleus–Nucleus Collisions, Preprint JINR P2–99–59, Dubna (1999).
- [77] M. I. ADAMOVICH et al. (EMU01 Collaboration): Helium production in 10,7 A GeV Au induced nucleus–nucleus collisions, Phys. Lett. B338 (1994) 397.
- [78] M. I. ADAMOVICH et al. (EMU01 Collaboration): Multifragmentation of Gold nuclei in the interactions with photoemulsion nuclei at 10,7 GeV/nucleon, Z. Phys. A359 (1997) 277.
- [79] M. I. ADAMOVICH et al. (EMU01 Collaboration): Critical behaviour in Au fragmentation at 10,7 A GeV, Eur. Phys. J. A1 (1998) 77.