

Kétrészecske Bose–Einstein-korrelációs függvények vizsgálata a STAR kísérletben

Pintér Roland László

Fizika BSc

Szakdolgozat

Témavezetők:

Csanád Máté, Kincses Dániel

ELTE TTK Atomfizikai Tanszék

2019



Kivonat

A nagyenergiás nehézion-fizika relativisztikus energiájú atommagütközésekkel foglalkozik, vizsgálva ezzel az erős kölcsönhatást, valamint az univerzumunkat az első mikromásodpercében kitöltő kvark-gluon plazmát (QGP). Az ütközések során keletkezett részecskéket az úgynevezett Bose–Einstein-korrelációs függvények módszerével analizálva információt nyerhetünk a QGP időbeli fejlődéséről, térbeli alakjáról, tulajdonságairól. Dolgozatomhoz vezető munkám során a brookhaveni Relativisztikus Nehézion-ütköztető (RHIC) STAR kísérlete által észlelt 200 GeV tömegközépponti energiájú Au+Au ütközések adatait elemeztem. Azonos töltésű pionpárok közti Bose–Einstein-korrelációkat vizsgáltam az impulzuskülönbségük függvényében. Az adatokra Lévy-eloszlásból Coulomb-kölcsönhatás korrekcióval számolt korrelációs függvényeket illesztettem. Az illesztés paramétereinek impulzusfüggését vizsgálva következtetéseket vonhattam le a kvarkanyag téridőbeli fejlődéséről. A közeljövőben a kutatásaimat más ütközési energiákra is ki fogom terjeszteni, hogy a kvark-hadron átalakulás kritikus pontjának jeleit kereshessem.

Tartalomjegyzék

1. A nagyenergiás nehézion-fizika	4
1.1. Ősrobbanás a laborban	4
1.2. Mag-módosulási faktor	4
1.3. A tökéletes kvarkfolyadék	5
1.4. A kvark szabadsági fokok jelenléte	6
1.5. Összegzés	6
2. A STAR kísérlet	7
2.1. Detektorrendszer	7
2.2. Beam Energy Scan I-II.	10
3. A Bose–Einstein-korrelációk	12
3.1. A femtoszkópia és a HBT-effektus	12
3.2. A kétrészecske Bose–Einstein-korrelációs függvény	12
3.3. A korrelációs függvény kinematikai változói	14
3.4. A mag-glória modell	15
3.5. A korreláció erősségének lehetséges interpretációi	17
3.6. Lévy-típusú korreláció, kritikus viselkedés	18
3.7. A Coulomb-kölcsönhatás jelentősége	18
4. Bose–Einstein-korrelációs függvények kísérleti mérése	21
4.1. Alkalmazott vágások	21
4.2. Eseménykeverés	24
4.3. A korrelációs függvény illesztése	26
5. Eredmények	28
5.1. Összehasonlítás korábbi publikált eredményekkel rögzített α paraméterrel	28
5.2. Illesztések szabadon változtatható α esetén	28
6. Összefoglalás, konklúzió	32
7. Köszönetnyilvánítás	33

1. A nagyenergiás nehézion-fizika

1.1. Ősrobbanás a laborban

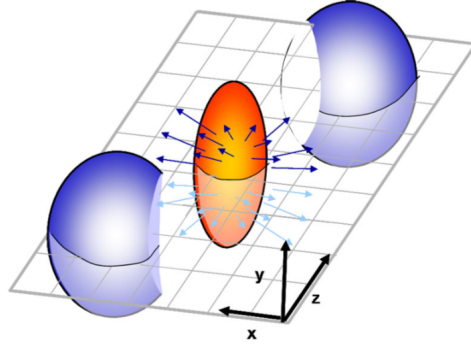
A mai elméleteink szerint az Univerzum körülbelül 13,7 milliárd évvel ezelőtt keletkezett az ősrobbanás, avagy a Nagy Bumm során. Az ősrobbanás utáni kezdeti időpillanatokban, 10^{-6} s időskálán, még nem léteztek a világegyetemünkben a mai formájukban ismert atomok, részecskék. Ehelyett az univerzumot az őket alkotó kvarkok és gluonok egyvelege, az úgynevezett kvark-gluon plazma (QGP) töltötte ki. [1] Földi körülmények között ultra-relativisztikus sebességre gyorsított nehézionokat (atommagokat) ütköztetve állíthatunk elő ehhez hasonló állapotokat, úgynevezett kis bummokat. Az atommagok ütközési pontjai köré detektorokat helyezve információt kaphatunk az ütközés során létrejövő anyagról, a kvark-gluon plazmáról. Manapság a világon számos helyen találhatunk ilyen kísérleti elrendezéseket, ilyen például a CERN-ben lévő Large Hadron Collider (LHC), illetve az Egyesült Államokban, a brookhaveni Nemzeti Laboratórium keretein belül működő Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), amelynek a STAR kísérlete által rögzített, 200 GeV tömegközépponti energiájú Au+Au ütközések adatait vizsgáltam.

1.2. Mag-módosulási faktor

Atommagok ütköztetésekor egy nagyon fontos jellemző mennyiség a centralitás, amely azt fejezi ki, hogy az ütközés során mennyire fedtek át az atommagok. Tökéletesen centrális egy ütközés, ha tökéletesen szemben találkoztak az atommagok, periférikusnak pedig a nagy impaktparaméterű ütközéseket hívjuk. A centralitás mértékét százalékban adhatjuk meg, ahol a tökéletesen centrális ütközésnek 0%, a tökéletesen periférikusnak pedig 100% centralitás érték felel meg a konvenció szerint. Egy ütközés $N\%$ centralitású, ha az ütközések $N\%$ -a centrálisabb nála, valamint az $N-M\%$ centralitáscsoport azt jelenti, hogy az $M\%$ legcentrálisabb esemény halmazából kivesszük az $N\%$ legcentrálisabb eseményeket. Egy adott centralitás csoport esetén a Glauber vagy más modell segítségével kiszámíthatjuk, hogy hány darab proton vagy neutron, azaz nukleon vett részt az ütközésben, illetve hány bináris nukleon-nukleon ütközés történt. Ha egy atommagütközés nem lenne más, mint sok bináris ütközés összege, akkor a nukleon-nukleon (kísérletileg például proton-proton) ütközések során keletkező részecskék száma megszorozva a bináris nukleon-ütközések számával megadhatná, hogy hány részecske keletkezett az atommagütközés következtében. Az ettől való eltérés jellemzésére a mag-módosulási faktor alkalmazható, amelyet így definiálunk:

$$R_{AA} = \frac{(\text{Au+Au részecskeszám})}{(\text{bináris ütközések száma}) \cdot (\text{p+p részecskeszám})}. \quad (1)$$

Kísérletileg vizsgálva ezt a jelenséget, azt találták [2], hogy sokkal kevesebb nagyenergiás részecske keletkezik egy mag-mag ütközés során mint ahogy egy proton-proton ütközés alapján várható lenne. A mag-módosulási faktor függ p_T transzverz ($x - y$ síkra vetített) impulzus nagyságától, és az előbbieken említetteknek megfelelően nagy p_T esetén eltér egytől. Ezzel ellentétben, fotonok esetén az R_{AA} értéke közel 1. Ezen ellentmondásnak tűnő jelenség magyarázata az, hogy az ütközés következtében keletkező igen erősen kölcsönható anyag elnyeli a színtöltéssel rendelkező részecskék energiáját, miközben a fotonok át tudnak haladni a közegen. Megmérték deuteron-arany ütközések során is a mag-módosulási faktort, és a vártak megfelelően a deuteron kis mérete miatt nem történt módosulás, az elnyelő hatás jelentősen kisebb. Ez azt mutatja, hogy az $R_{AA} < 1$



1. ábra. Ütközés során keletkező ellipszoid alakú struktúra. [4]

jelenség nem a mag módosulása, hanem a közeg létrejötte miatt lép fel. Ezek után fény derült arra [3], hogy ha kisebb energiákon ütköztetjük az atommagokat, akkor várhatóan R_{AA} értéke közelebb van egyhez. A nagyenergiás nehézion-fizika egyik új célja annak a kritikus ütközési energiának a keresése lett, amin már létrejöhet ez az erősen kölcsönható, új típusú anyag, a kvark-gluon plazma.

1.3. A tökéletes kvarkfolyadék

A centralitás bevezetése alapján könnyedén elképzelhető, hogy ha nem teljesen centrális egy ütközés, akkor az ütközés során „leszakadó” közeg ellipszoid alakot ölthet, ezt láthatjuk az [1] ábrán.

Ha az ütközés során keletkező hadronok tökéletesen gömbszimmetrikusan repülnének ki, akkor impulzuseloszlásukat egyszerű megfontolások alapján szintén gömbszimmetrikusnak várhatnánk, de egy az [1] ábrán láthatóhoz hasonló, ellipszoid alak megjelenése esetén az impulzuseloszlásban asszimmetriát fedezhetünk fel. Ezért bevezetjük a keletkező hadronok impulzuseloszlásának a ϕ azimut szög függvényében vett Fourier-sorát:

$$N(p_T, \phi) = N(p_T) \sum_{n=0}^{\infty} (1 + v_n \cos(n\phi)). \quad (2)$$

Ebben a Fourier-sorban az $n = 2k + 1$ páratlan együtthatókhoz tartozó, és a meg sem említett szinuszos tagok elhanyagolhatóak, az $x - z$ ($\phi = 0$) és az $y - z$ ($\phi = \frac{\pi}{2}$) síkokra vett tükrözési szimmetriák miatt. Emiatt az első lényeges együttható a Fourier-sorban az $n = 2$ -nek megfelelő v_2 , az úgynevezett elliptikus anizotrópia, vagy elliptikus folyási együttható, ami megmutatja, hogy mekkora az eltérés a gömbszimmetriától a transzverz sík mentén. Ha egy ilyen ellipszoid alakból kirepülő részecskék között elhanyagolható lenne a kölcsönhatás, akkor v_2 értéke kicsi lenne, és ekkor egy gáz jellegű anyag töltene ki a táguló ellipszoid által közbezárt térrészt. Ezt úgy is megfogalmazhatnánk, hogy a részecskék λ szabad úthossza, vagyis az a távolság, amit kölcsönhatás nélkül megtehetnek, nagy lenne. Ezzel ellenkező esetben ha λ kicsi, akkor kis távot tudnak megtenni a részecskék kölcsönhatás nélkül, ekkor v_2 értéke jelentősen nagyobb. Ilyenkor egy folyadék jellegű halmazállapotra gondolhatunk az ellipszoid belsejében. Ezen folyadék η belső súrlódásának meghatározásához v_4 értékének a vizsgálata volt szükséges. Kiderült [5], hogy η/s , azaz a kinematikai viszkozitás értéke ilyen esetekben még a szuperfolyékony héliuménál is kisebb.

Ezen szakasz konklúziója az tehát, hogy a keletkező ellipszoid alakú anyag tökéletes folyadék halmazállapotú közegként viselkedik, szinte elhanyagolható belső súrlódással.

1.4. A kvark szabadsági fokok jelenléte

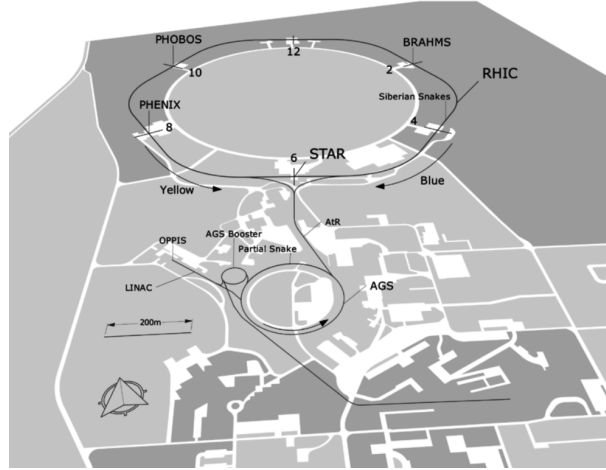
Fontos kérdés volt, hogy az ütközés során létrejövő közel ellipszoid alakú kvarkfolyadék kifagyása (azaz a kvark-hadron átmenet) előtt a szabadsági fokokat mik hordozzák. Emiatt vizsgálatokat végeztek különböző hadronok esetében v_2 energiafüggésére, és azt figyelték meg, hogy a mezonok és a barionok nem egy görbét határoznak meg. Ugyanakkor ha az energiát és v_2 értékét a hadronokban lévő valenciakvarkok számával normálták, akkor már egy univerzális skálagörbét kaptak. [6] Ezt azzal lehetett megmagyarázni, hogy a kirepülő hadronok kifagyása egy olyan közegből történt, ahol maguk a kvarkok hordozzák a meghatározó szabadsági fokokat. Fontos kérdés az is, hogy az ütközés kezdeti hőmérséklete elég nagy volt-e ahhoz, hogy megolvadjon az ütközésben résztvevő nukleonok anyaga. Erről az ütközésből direkt módon keletkezett fotonok hordozhatják az információt. Ahogy tudjuk, fotonok hadronok bomlása során is keletkezhetnek, így az ütközésből direkt módon keletkezett fotonok és a bomlásokból keletkezett fotonok megkülönböztetését el kellett végezni. [7] A direkt fotonok spektruma alapján azt találták, hogy a hűlés során legalább $2,6 \cdot 10^{12}$ kelvin, az ütközés pillanataiban pedig $4 \cdot 10^{12}$ kelvin hőmérséklet volt jelen. A hadronok megolvasztásához, azaz a szín szabadsági fokok kiszabadításához szükséges hőmérséklet elméleti [8], és fenomenológiai [9] módszerekkel is nagyjából $2 \cdot 10^{12}$ kelvinre tehető. Így az ütközés során uralkodó hőmérsékletről látható, hogy a szín szabadsági fokok kiszabadulásához szükséges becsült hőmérséklet fölött van.

1.5. Összegzés

Az eddig ismertetettek alapján a tökéletes kvarkfolyadékról, a kvark-gluon plazmáról láthatjuk, hogy egy erősen kölcsönható közeg, amely elnyeli az erős kölcsönhatásban résztvevő részecskék energiáját, továbbá olyan folyadék halmazállapotú anyag, amelynek viszkozitása nagyon kicsi, valamint hogy az ütközést követően a kezdeti hőmérséklete olyan magas, hogy a hadronok meg tudnak olvadni, és megjelennek benne a kvark szabadsági fokok is.

2. A STAR kísérlet

A STAR (Solenoid Tracker At RHIC) kísérlet az Amerikai Egyesült Államokban, a brookhaveni Nemzeti Laboratórium keretein belül működő Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) részecskeütköztetőnél található, a New York mellett fekvő Long Island félszigeten. A RHIC és előgyorsítóinak vázlatos rajzát a [2] ábra mutatja. A következő alfejezetben bemutatom a STAR detektorrendszer főbb felépítését és működésének elvét.



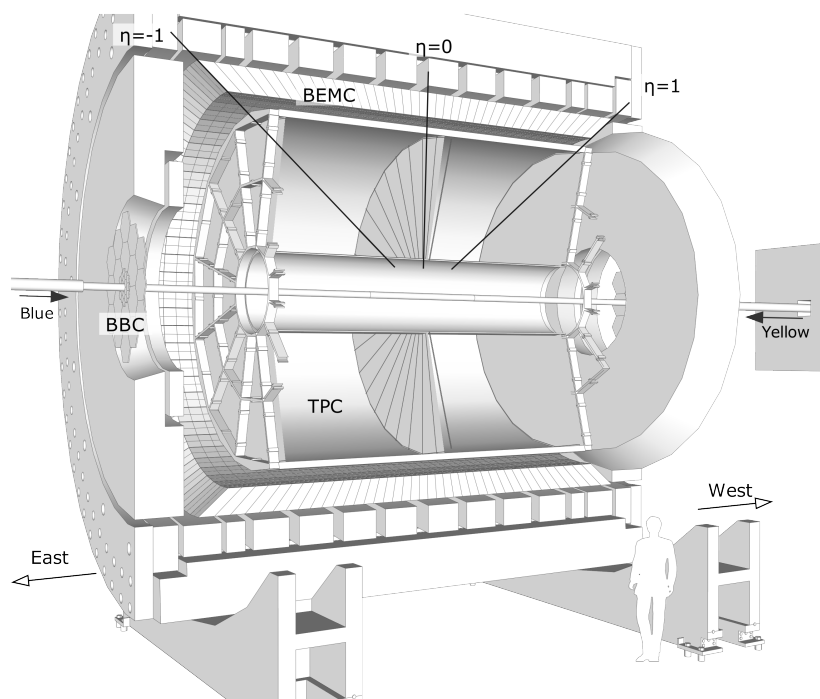
2. ábra. A Relativisztikus Nehézion-ütköztető és előgyorsítóinak vázlatos ábrázolása. [10]

2.1. Detektorrendszer

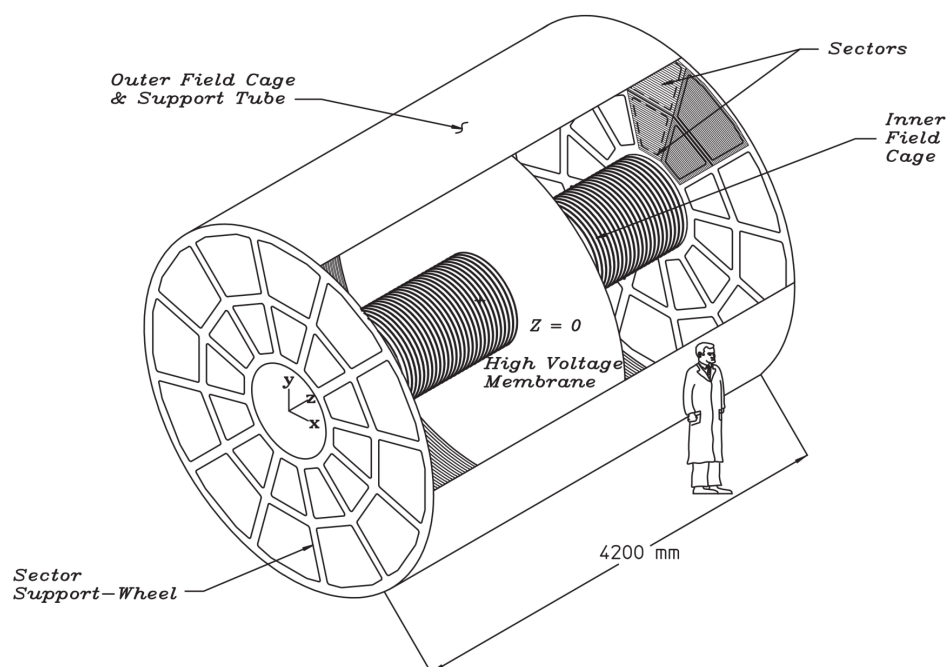
A STAR kísérlet elsődleges célja a kvark-gluon plazma tulajdonságainak tanulmányozása. A detektorrendszerben található detektorok együttes alkalmazása lehetőséget nyújt az atommag ütközéseket leíró precíz adatok rögzítésére, majd azok elemzésére. A STAR detektorrendszer vázlata oldalirányból a [3] ábrán látható.

2.1.1. TPC

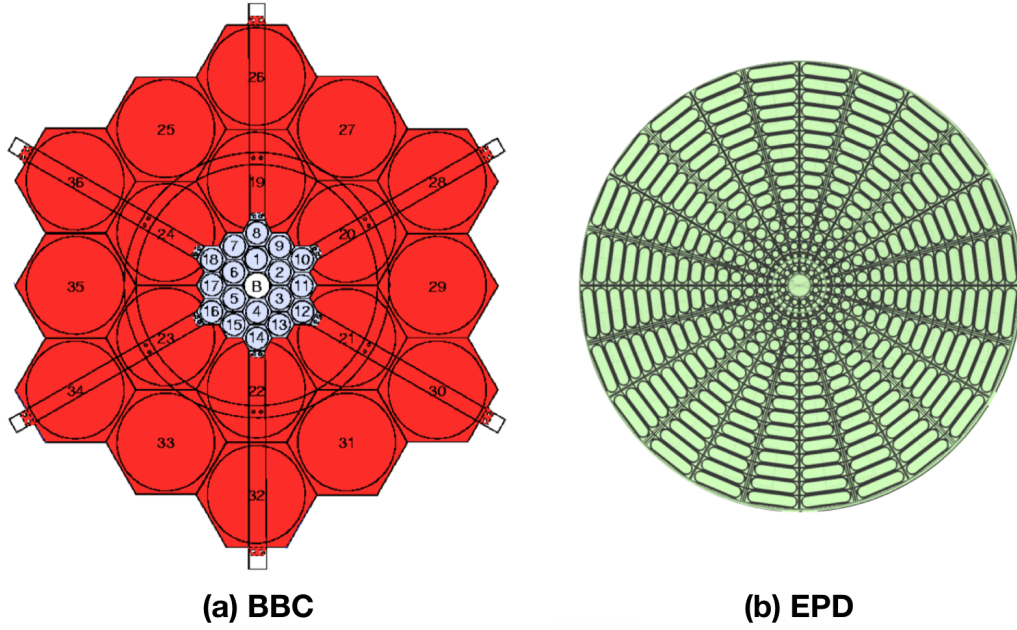
A kísérleti analízis során a töltött részecske trackek (nyomok) rekonstrukcióját a STAR Time Projection Chamber (TPC) detektora teszi lehetővé, ami a kísérlet fő nyomkövető-detektora. [12] A TPC egy 4,2 méter hosszú, 4 méter széles gáztöltésű kamra, egy közel egyenletes nagyságú 135 V/cm elektromos térben. A gáztöltésű kamrában haladó töltött részecskék ionizálják a közeget és elektronokat bocsátanak ki, amelyeket a jelenlévő mágneses tér eltérít, így a TPC két végén lévő kiolvasó szegmensekben detektálhatók a becsapódó elektronok, amelyből a töltött részecske pályája rekonstruálható. A kiolvasó rendszer sokszálas proporcionális kamra (MWPC) elven működik. A TPC impulzus-mérést és részecskeazonosítást is végez, mérve a részecskék ionizációja során bekövetkező hosszegységenkénti energiaveszteségét, azaz dE/dx -et. A TPC egy 0,5 T nagyságú szolenoid mágneses mezejében van, a pszeudorapiditásban $\eta \in [-1; 1]$, transzverz impulzusban $p_T \in [0,15; 2]$ GeV/c, azimut szögben a $\varphi \in [0; 2\pi]$ tartományt lefedve. (A nyalábirányra merőleges transzverz impulzus az x és az y irányú impulzus komponensek négyzetösszege, $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$.) A rendkívül magas felbontás érdekében 136608 kiolvasó szegmens található a TPC végein. A TPC P10 gázzal (10% metán, 90% argon) van töltve, 2 mbar nyomással a légköri nyomás fölött. A TPC vázlatos rajza a [4] ábrán látható.



3. ábra. A STAR detektorrendszer. [11]



4. ábra. A TPC sematikus rajza. [12]



5. ábra. A BBC és az EPD szcintillációs detektorok vázlatos ábrázolása. [14]

2.1.2. TOF

A repülésidő-detektor (Time of Flight detector, TOF) a TPC külső részén helyezkedik el. A 100 ns-os időfelbontásának és a nagy detektálási hatékonyságának ($> 95\%$) köszönhetően a TOF a TPC-vel együttműködve a részecskeazonosítást segíti. A TOF a részecskék sebességét méri, így a sebességgel és a TPC által mért p impulzussal, valamint a pályarekonstrukcióból megkapható L megtett úthosszal meghatározható a részecskepályát létrehozó részecske tömege:

$$m^2 = \frac{p^2}{c^2} \left[\left(\frac{ct}{L} \right)^2 - 1 \right]. \quad (3)$$

2.1.3. BEMC

A STAR Barrel Electromagnetic Calorimeter (BEMC) detektorának fő feladata a ritka, nagy p_T -vel rendelkező folyamatoknak (jetek, vezető hadronok, nehéz kvarkok, direkt fotonok) érzékelése és triggerelése. [13] A BEMC lényegében a TPC-t öleli körbe, felülete több, mint 60 m^2 . A nagy felülete és komplexnek mondható geometriai tulajdonságai miatt mintavételező ólom kalorimétert és műanyag szcintillátorokat használnak az elektromágneses energia detektálására. Ennek nagy előnye van, mert a BEMC így kicsi modulokból építhető össze, miután a detektorrendszer többi része már elkészült.

2.1.4. BBC

A Beam-Beam Counter (BBC) két szcintillációs detektorból áll, $\pm 3,75$ méterre a TPC közepétől. Mindkét BBC detektor 2-2 külső és belső gyűrűből áll, ezek pedig hatszögletű szcintillációs detektor „csempékből”, ahogy ezt az [5] ábra (a) része is mutatja.

A belső két gyűrű a pszeudorapiditás $|\eta| \in [3,3; 5,2]$ tartományát fedi le. Mivel a BBC egy gyors válaszidejű detektor, ezért események triggerelésére tökéletesen alkalmazható,

főleg alacsonyabb nyalábenergiákon. Triggerelés alatt azt értjük, hogy előírt tulajdonságoknak megfelelő eseményeket rögzítünk. A két BBC detektor közötti időkülönbség lehetőséget nyújt az ütközés z tengely menti helyének meghatározására, ezt hívjuk z -vertexnek. A BBC a 39 GeV alatti energiákon az első rendű esemény sík meghatározására kiválóan használható. [14]

2.1.5. EPD

A STAR kísérlet a kvark-gluon plazma fázisdiagramjának lehetséges vizsgálata céljából a 2019-2020-as években kiterjesztve folytatja Beam Energy Scan programját. Hogy még pontosabb méréseket végezhesse, elengedhetetlenné vált a detektorrendszer fejlesztése. Az Eseménysík Detektort (Event Plane Detector, EPD) a már meglévő BBC képességeinek kiterjesztésére tervezték. Fő célja az esemény sík mérése, hogy annak segítségével esemény síkfüggő korrelációs méréseket lehessen végezni.

Ahogy az [1] ábrán is látható, egy ütközés során a reakciósík az a sík, amit a $\mathbf{b}$ impakt paraméter vektor és az ütközés tengelye feszít ki. Mivel ezt gyakorlatilag nem tudjuk megmérni, ezért ennek közelítésére bevezethetjük az esemény sík fogalmát, amit kifejezhetünk a részecskék azimut szögének függvényében:

$$\Psi_n \cdot n = \arctan \left(\frac{\sum_i w_i \sin(n\phi_n)}{\sum_i w_i \cos(n\phi_n)} \right), \quad (4)$$

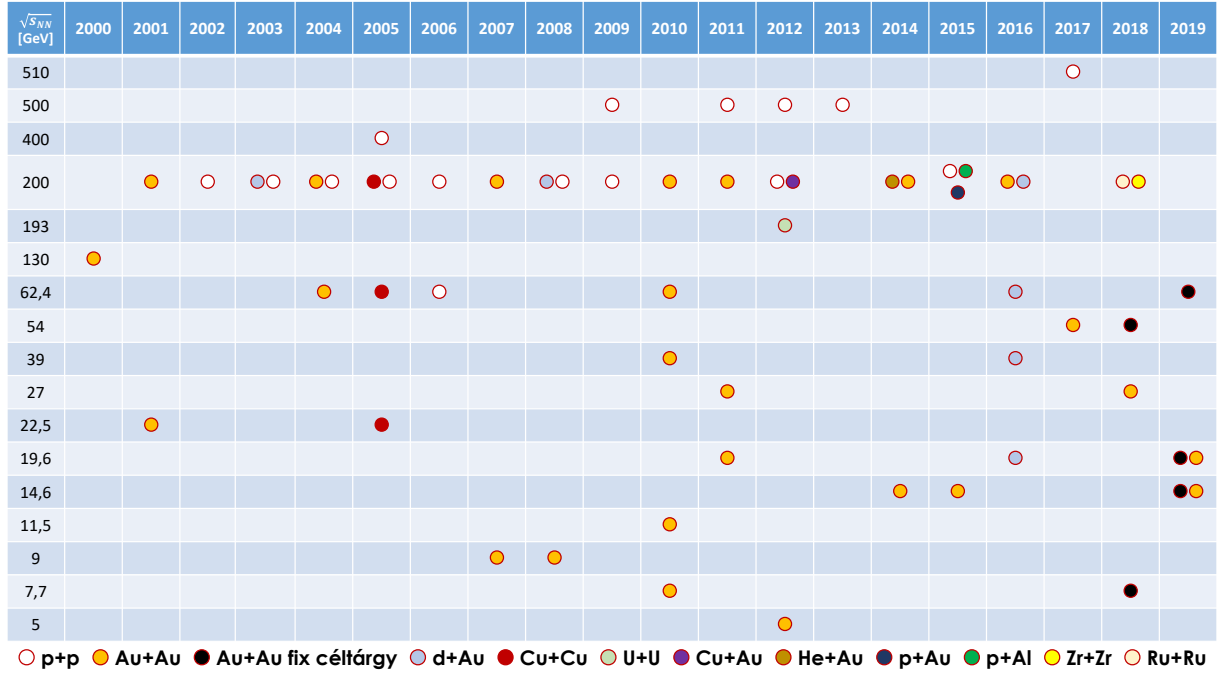
ahol Ψ_n az n -ed rendű esemény sík, w_i súlyozási faktor, ϕ pedig az azimut szög. Az $n = 1$ esetben beszélhetünk az elsőrendű esemény síkról, ami már a BBC kapcsán említésre került.

Az EPD vázlatát az [5] ábra (b) részén láthatjuk. A detektor nyalábirányban néhány centiméterrel a BBC előtt helyezkedik el. Az EPD hasonló szerepet tölt be mint a BBC. A sűrűbb szegmentáltsága pontosabb centralitás mérést, és emellett egy kettes faktorial pontossabb elsőrendű esemény sík meghatározást tesz lehetővé. Az EPD nagyon fontos eleme a STAR fix-céltárgy programjának, mivel lefedi a teljes, a nyaláb irányában vett η tartományt. [14] Fix-céltárgyas ütközések alatt azt értjük, hogy egy felgyorsított atommag egy álló céltárggyal ütközik.

Dolgozatom megírása során azért fektettem külön hangsúlyt az EPD ismertetésére, mert már több mint egy éve tagja vagyok a STAR kísérlet EPD csoportjának. Feladatom az EPD szimulációjának elemzése, melyből munkám során olyan fontos konklúziókra jutottam, hogy számos területen a szimuláció fejlesztésre szorul, mivel a valóságot nem tükröző jelenségekre utal.

2.2. Beam Energy Scan I-II.

2000 és 2010 között a Relativisztikus Nehézion-ütköztetőben a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV nukleononkénti tömegközépponti energiájú arany-arany ütközések voltak a fókuszban. [15] Ebben az időszakban már láthatóvá vált a kvark-gluon plazma jelenléte. Hogy jobban megérthessük a kvark-gluon plazma tulajdonságait, megjelent az igény a kvantum-színdinamika (quantum chromodynamics, QCD) fázisdiagramjának feltérképezésére. Ehhez azonban kisebb energiájú ütközésekre is szükség volt, így megkezdődött a RHIC úgynevezett Beam Energy Scan I. (BES I.) programja, ami 2010 és 2014 között tartott. Ebben az öt évben rögzítettek többek között $\sqrt{s_{NN}} = 7,7, 11,5, 14,5, 19,6, 27, 39$ és 200 GeV tömegközépponti energiájú Au+Au ütközéseket is. A korábbi nagyenergiás ütközések az



6. ábra. A STAR által rögzített adatsorok.

elméleti várakozáshoz [16] hasonlóan azt sugallták, hogy a kvark-hadron átmenet nagy energiákon folytonos (cross-over), kisebb energiákon pedig elsőrendű fázisátalakulás várható. Ennek a kettősségnek a jelenléte indikáló tényező arra, hogy létezhet egy kritikus pont, ami elválasztja a folytonos átmentet az elsőrendű fázisátalakulástól. Manapság a nagyenergiás nehézion-fizika fő célja ezen kritikus pont megtalálása, jellemzése. A [6] ábrán a Relativisztikus Nehézion-ütköztető STAR kísérlete által eddig rögzített különböző energiájú adatsorok láthatók, éves bontásban.

A BES I. programja során azonban csak kis statisztikájú adatfelvételekre nyílt lehetőség. Ezért a 2019 és a 2020-as évekre tervezték a Beam Energy Scan II. (BES II.) programját, amelyhez azonban a STAR detektorrendszerének fejlesztése elkerülhetetlen. Erre láthattunk már egy példát az EPD kapcsán, ami a BBC utódjaként szolgál. Természetesen számos más aspektusában is fejlesztették a STAR detektorrendszerét [17], de dolgozatomban ezt részletesebben nem kívánom tárgyalni, hiszen a munkám során használt adatsorok még a BES I. keretein belül lettek rögzítve.

3. A Bose–Einstein-korrelációk

3.1. A femtoszkópia és a HBT-effektus

A nagyenergiás nehézion-fizikában egy igen fontos fogalom a femtoszkópia, ami a femtométer ($1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$) és a fm/c (ahol $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ a vákuumbeli fénysebesség) skálákon téridő struktúrák vizsgálatát jelenti. Femtoszkópia alatt konkrétan a részecskék intenzitás-korrelációjának vizsgálatát értjük.

Történelmi szempontból igen érdekes a femtoszkópia kialakulása, hiszen intenzitás-korrelációt elsőként a rádió- és optikai csillagászatban használtak. Robert Hanbury Brown és Richard Quintin Twiss (az ő nevükből ered a HBT elnevezés) voltak az elsők, akik intenzitás-korreláció segítségével meghatározták fősorozatbeli csillagok szögátmérőjének nagyságát. [18, 19] Az R. Glauber által megértett HBT-effektus, illetve lézerek esetén ennek hiányának magyarázata lefektette a ma is igen fontos kvantumoptika alapköveit. [20, 21, 22]

Proton-antiproton ütközéseknél a ρ -mezon vizsgálatokor A. Pais, G. Goldhaber, S. Goldhaber és W-Y Lee azonos töltésű pionok intenzitás-korrelációját figyelte meg. [23, 24] Az eredményeiket az azonos töltésű pionok hullámfüggvényeinek Bose–Einstein-szimmetrizációjával tudták megmagyarázni. Emiatt napjainkban a mag- és részecskefizikában az ilyen fajta korrelációt Bose–Einstein vagy HBT-korrelációnak nevezzük.

A kétrészecskés HBT-korrelációs függvény egyértelmű kapcsolatban áll a forrásfüggvény Fourier-transzformáltjával, ezért ennek segítségével femtométer skálán tudjuk vizsgálni a részecskék forrását, a kvark-gluon plazmát. A korrelált részecskekeltéseknek számos különböző kiváltó oka lehet, ilyenek például a rezonanciabomlások, illetve a jetek. Az általam is vizsgált nehézion-ütközésekben azonban a megegyező töltésű pionpároknál kis impulzusnál a korreláltság fő oka a kvantumstatisztikus HBT-korreláció, ami a szimmetrikus pár-hullámfüggvényből, vagyis az azonos bozonok megkülönböztethetetlen-ségéből ered. Ezen korreláció a pionpárok átlagos számának nagyságával skálázik, ami az átlagos multiplicitás négyzetével arányos. A kvark-gluon plazma jelenlétének felfedezésénél a Relativisztikus Nehézion-ütköztetőnél a Bose–Einstein-korrelációs vizsgálatok igen fontos szerepet töltek be. A kezdetben Gauss-sűrűségeloszlásúnak gondolt forrás sugárparamétereit, amik leírják a forrás méretét, a HBT-korrelációs függvények vizsgálatával kaphatjuk meg. Ezeket a sugárparamétereket emiatt szokás HBT-sugaraknak is nevezni. Egyszerű hidrodinamikai számítások alapján a HBT-sugarak arányosak az úgynevezett transzverz tömeggel az alábbi módon: $R^{-2} \propto a + bm_T$, ahol $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$, és m a vizsgált részecske tömegét jelöli. Ez a skálázás a centralitást, a vizsgált részecsketípust, az ütközési energiát, illetve az ütközésben résztvevő atommagok méretét tekintve szinte minden tartományon érvényesnek bizonyult, azaz univerzálisnak tekinthető. [25, 26] Ennek oka a nagyenergiás nehézion-ütközésekben kialakuló kvark-gluon plazmára jellemző Hubble-folyás, amely a távolsággal arányos sebességű, robbanásszerű tágulást ír le. [27, 28]

3.2. A kétrészecske Bose–Einstein-korrelációs függvény

A kétrészecske korrelációs függvény a következő módon definiálható:

$$C_2(p_1, p_2) = \frac{N_2(p_1, p_2)}{N_1(p_1)N_1(p_2)}, \quad (5)$$

ahol $N_1(p_1)$ és $N_1(p_2)$ az egyrészecske, $N_2(p_1, p_2)$ pedig a kétrészecske invariáns impulzuseloszlás, a p_1 és p_2 négyesimpulzusok függvényében. Ahhoz, hogy megkaphassuk az invariáns impulzuseloszlásokat, szükségünk lesz az egy- és a kétrészecske hullámfüggvényre, valamint az $S(x, p)$ forrásfüggvényre. Az $S(x, p)$ megadja számunkra, hogy a kvark-gluon plazma kifagyása során mekkora valószínűséggel keletkezik adott x helyen egy p impulzusú részecske. Az $S(x, p)$ forrásfüggvény ismeretében az invariáns impulzuseloszlások kifejezhetők [29] a következő módon:

$$N_1(p) = \int S(x_1, p) |\Psi_p(x_1)|^2 d^4 x_1, \quad (6)$$

$$N_2(p_1, p_2) = \int S(x_1, p_1) S(x_2, p_2) |\Psi_{p_1, p_2}(x_1, x_2)|^2 d^4 x_1 d^4 x_2. \quad (7)$$

Ha elhanyagoljuk a végállapotban lévő kölcsönhatásokat, a hullámfüggvény síkhullámként kezelhető, míg azonos bozonok hullámfüggvénye esetében szimmetrizáció szükséges. Ilyenkor $|\Psi_p(x)|^2 = 1$, illetve:

$$|\Psi_{p_1, p_2}(x_1, x_2)|^2 = 1 + \cos(qx), \quad (8)$$

ahol $q = p_1 - p_2$ a relatív impulzust, $x = x_1 - x_2$ pedig a relatív koordinátát jelöli. Ha beírjuk a hullámfüggvények abszolút érték négyzeteire kapott összefüggéseket a korrelációs függvény definíciójába, és elvégezzük a kellő átalakításokat, a következő alakot kapjuk:

$$C_2^{(0)}(p_1, p_2) = 1 + \text{Re} \frac{\tilde{S}(q, p_1) \tilde{S}^*(q, p_2)}{\tilde{S}(0, p_1) \tilde{S}^*(0, p_2)}, \quad (9)$$

ahol $*$ a komplex konjugálást, a $^{(0)}$ index a végállapotbeli kölcsönhatások elhanyagolását, illetve $\tilde{S}(q, p)$ az $S(x, p)$ forrásfüggvény Fourier-transzformáltját jelöli, azaz:

$$\tilde{S}(q, p) = \int S(x, p) e^{iqx} d^4 x. \quad (10)$$

Nehézion-ütközésekben a tipikusan előforduló kinematikai tartományokon $\tilde{S}(q, p)$ p -től való függése jóval simább, mint q -tól való függése. [30] Emiatt szokásos bevezetni a $K = (p_1 + p_2)/2$ változót, amit a részecskepár átlagos négyesimpulzusának hívunk. K bevezetésével, a $K \gg q$ közelítésben [9]. egyenlet felírható az alábbi módon:

$$C_2^{(0)}(q, K) \cong 1 + \frac{|\tilde{S}(q, K)|^2}{|\tilde{S}(0, K)|^2}. \quad (11)$$

Az így bevezetett közelítések érvényességét megvizsgálták [31, 32], és a részletes számolások eredményeihez képest a tipikusan exponenciális egyrészecske spektrumokra ezek a közelítések $\sim 5\%$ alatti eltérést mutattak.

Legyen a pár-forrásfüggvény:

$$D(x, K) = \int S(\rho + x/2, K) S(\rho - x/2, K) d^4 \rho, \quad (12)$$

ahol $x = x_1 - x_2$ a részecskepár térbeli szeparációja, $\rho = (x_1 + x_2)/2$ pedig a részecskepár tömegközéppontjának helye. Így a [11]. egyenlet a következő alakra hozható:

$$C_2^{(0)}(q, K) = 1 + \frac{\tilde{D}(q, K)}{\tilde{D}(0, K)}, \quad (13)$$

ahol $\tilde{D}(q, K)$ a $D(x, K)$ pár-forrásfüggvény Fourier-transzformáltja:

$$\tilde{D}(q, K) = \int D(x, K) e^{iqx} d^4x. \quad (14)$$

Ezek segítségével láthatjuk, hogy a Bose–Einstein-korrelációs függvény a $D(x, K)$ pár-forrásfüggvény Fourier-transzformáltjával áll kapcsolatban. A kétrészecske korrelációs függvények mérésével tehát rekonstruálni lehet a $\tilde{D}(q, K)$ mennyiséget.

3.3. A korrelációs függvény kinematikai változói

Az előző alfejezetben láthattuk, hogy általában a korrelációs függvény a p_1 és p_2 négyesimpulzusoktól, vagy a q és K változóktól függ. Emellett tudjuk, hogy $q = (q_0, \mathbf{q})$ valamint $K = (K_0, \mathbf{K})$ Lorentz-szorzata zérus, vagyis:

$$qK = q_0K_0 - \mathbf{q}\mathbf{K} = 0, \quad (15)$$

ahol $\mathbf{q} = (q_x, q_y, q_z)$ és $\mathbf{K} = (K_x, K_y, K_z)$. Így q energia komponense megadható a következő módon:

$$q_0 = \mathbf{q} \frac{\mathbf{K}}{K_0}. \quad (16)$$

Ezen kapcsolat segítségével egy q -tól függő korrelációs függvényt áttranszformálhatunk $\mathbf{q}$ függőre. Abban az esetben, ha a korrelációs függvényhez járulékot adó részecskék energiája hasonló, akkor K nagyjából tömeghéjon van, vagyis a korrelációs függvény már mérhető csak $\mathbf{q}$ és $\mathbf{K}$ függvényében.

Mivel a korrelációs függvény $\mathbf{K}$ -tól való függése simább, mint $\mathbf{q}$ -tól való függése, ezért $\mathbf{q}$ -ra tekinthetünk úgy, mint a fő kinematikai változóra. Ezek után a $\mathbf{q}$ -tól való függésre feltehetünk egy parametrizációt, majd vizsgálhatjuk a paraméterek $\mathbf{K}$ függését. Midrapiditáshoz közeli tartományban $\mathbf{K}$ helyett vizsgálhatjuk a $K_T = 0.5\sqrt{K_x^2 + K_y^2}$ függést, vagy akár a transzverz tömeg függést is, ahol $m_T = \sqrt{m^2 + (K_T/c)^2}$, és m a vizsgált részecsketípus tömege. (Az egyrészecske transzverz tömeghez hasonlóan a pár transzverz tömegét is m_T -vel jelöljük.)

Így ha a részecskepár átlagos transzverz tömegét rögzítjük, a $C_2(\mathbf{q}, m_T)$ korrelációs függvény csak a $\mathbf{q}$ relatív impulzustól függ. Gyakran $\mathbf{q}$ -t a Bertsch-Pratt (BP) felbontásban [33, 34] out-side-long komponensekkel fejezzük ki, azaz:

$$\mathbf{q} = (q_{\text{out}}, q_{\text{side}}, q_{\text{long}}). \quad (17)$$

Ilyenkor *long* a nyalábiránnyal párhuzamos, azaz z tengely irányú; *out* a részecskepár K_T átlagos transzverz impulzusával egyirányú; *side* pedig merőleges az *out* és *long* irányok által kifeszített síkra. Ha BP koordináta-rendszerben fejezzük ki $\mathbf{q}$ -t, akkor ez lényegében transzverz síkbeli forgatásnak felel meg. Ezen felül még szokás alkalmazni egy Lorentz boostot longitudinális irányba, áttérve ezzel a longitudinálisan együtt mozgó rendszerbe (LCMS), ahol a részecskepár átlagos longitudinális impulzusa zérus. [31, 32]

A $q_{\text{out}}, q_{\text{side}}, q_{\text{long}}$ változók szerint végzett háromdimenziós mérések esetében a rendelkezésre álló adatok véges számossága miatt gyakran nehéz pontos analízist elvégezni. Emiatt ilyenkor a kétrészecske korrelációs függvényeket egydimenziós relatív impulzus változó függvényében szokás mérni. A Lorentz-invariáns relatív impulzus definíciója:

$$q_{\text{inv}} = \sqrt{-q^\mu q_\mu} = \sqrt{q_x^2 + q_y^2 + q_z^2 - (E_1 - E_2)^2}. \quad (18)$$

Bertsch-Pratt változókkal q_{inv} átírható a következő formára:

$$q_{\text{inv}} = \sqrt{(1 - \beta_T)^2 q_{\text{out}}^2 + q_{\text{side}}^2 + q_{\text{long}}^2}, \quad (19)$$

ahol $\beta_T = 2K_T/(E_1 + E_2)$ a részecskepár átlagos transzverz sebessége. Érdekes megemlíteni, hogy a részecskepár tömegközépponti rendszerében (PCMS) a hármasimpulzusok különbsége (q_{inv}) éppen egybeesik a négyesimpulzusok különbségének Lorentz-hosszával, azaz:

$$q_{\text{inv}} = |\mathbf{q}_{\text{PCMS}}|. \quad (20)$$

A (19). formulából láthatjuk, hogy a q_{inv} nem csak akkor vesz fel kis értéket, ha a q_{out} , q_{side} , q_{long} is nullához közeliek. Másképp megfogalmazva, nullához közeli q_{inv} úgy is előfordulhat, hogy q_{out} értéke nagy, de $\beta_T \approx 1$.

Kísérletekből lehet tudni [25, 26, 35, 36], hogy a Bertsch-Pratt-sugaraknak nevezett $R_{\text{out}}, R_{\text{side}}, R_{\text{long}}$ mennyiségek $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energiájú arany-arany ütközéseknél hasonló nagyságrendűek a RHIC-nél, vagyis a Bose–Einstein-korrelációk közel gömbszimmetrikusnak tekinthetők LCMS rendszerben. Ezzel ellenkezőleg, ha PCMS rendszerbe Lorentz-boostoljuk a korrelációs függvényt, akkor az már nem tekinthető gömbszimmetrikusnak, főleg közepes vagy nagy K_T esetében, ahol β_T már közel 1 nagyságú értéket vesz fel. Emiatt, $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energiájú arany-arany ütközéseknél a pionok korrelációs függvényének már nem megfelelő egydimenziós változója a bevezetett q_{inv} mennyiség.

Ezen gondolatmenetek alapján keresnünk kell egy olyan egydimenziós változót, ami csak akkor vehet fel kicsi értéket, ha a $q_{\text{out}}, q_{\text{side}}, q_{\text{long}}$ mennyiségek mindegyike kicsi. Legyen $\mathbf{q}_{\text{LCMS}}$ egy olyan változó, amely nyaláb, azaz z -tengely irányú Lorentz-boosstra invariáns. Az egyszerűbb jelölések kedvéért legyen $Q = |\mathbf{q}_{\text{LCMS}}|$, így Q kifejezhető a laborrendszerbéli impulzus komponensekkel az alábbi módon:

$$Q = \sqrt{(p_{1x} - p_{2x})^2 + (p_{1y} - p_{2y})^2 + q_{\text{long,LCMS}}^2}, \text{ ahol:} \quad (21)$$

$$q_{\text{long,LCMS}}^2 = \frac{4(p_{1z}E_2 - p_{2z}E_1)^2}{(E_1 + E_2)^2 - (p_{1z} + p_{2z})^2}. \quad (22)$$

Mivel az LCMS rendszerben a korrelációs függvény közel gömbszimmetrikus, ezért a mért korrelációs függvény csak kismértékben függhet $\mathbf{q}_{\text{LCMS}}$ irányától, így ennek abszolút értéke, $Q = |\mathbf{q}_{\text{LCMS}}|$ megfelelő változó. A részletes alakanalízis céljából a korrelációs függvényeket $C_2(Q)$ egyváltozós függvényként vizsgálhatjuk, különböző m_T átlagos transzverz tömeg tartományokon.

3.4. A mag-glória modell

A (11). egyenlet azt mutatja számunkra, hogy a végállapotban lévő erős- és elektromágneses kölcsönhatások elhanyagolásával a korrelációs függvény a 2 értéket veszi fel, ha a relatív impulzus tart a nullához:

$$C_2^{(0)}(Q = 0) = 2. \quad (23)$$

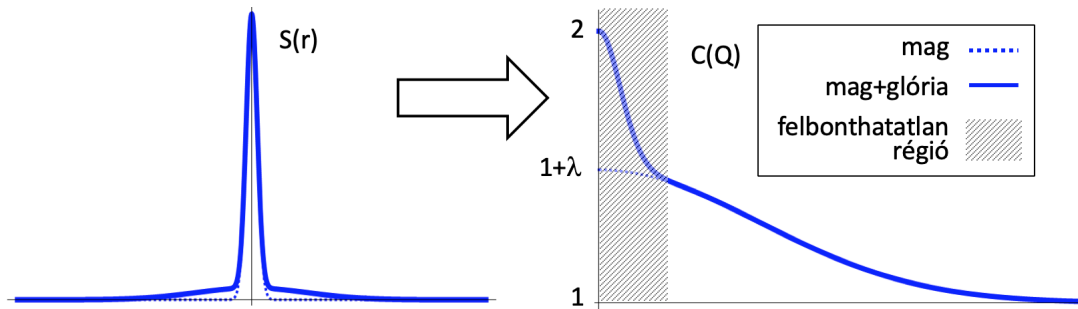
Mindazonáltal, kísérletileg nem lehet végtelenül kicsi relatív impulzusig mérni a detektoraink felbontása miatt, csak valamilyen véges kicsi Q_{min} értékig, ami legjobb esetben néhány MeV/ c lehet. Így, a korrelációs függvényt valójában nem zérus relatív impulzusnál

mérjük, hanem egy véges $Q_{\min}$ értéknél, s ez után extrapolálunk $Q = 0$ értékre. Az extrapolálás miatt természetesen az extrapolált érték különbözhet az egzakt, valódi értéktől, s ezt a következő módon tudjuk számításba venni:

$$\lambda = \lim_{Q \rightarrow 0} C_2(Q) - 1. \quad (24)$$

Az imént definiált λ paramétert szokás a korreláció erősségének nevezni. Korrelációs mérések során kísérletekben gyakran előfordulhatnak $\lambda < 1$ értékek, s ez a megfigyelés vezetett a core-halo, azaz a mag-glória modellhez.

A detektorokba beérkezett és észlelt részecskék nem mindegyike a kvarkanyag kifagyásából jött létre, hanem vannak, amelyek más részecskék bomlástermékeként keletkeztek. Ezt a jelenséget veszi figyelembe és kezeli a mag-glória modell. [37, 38] A mag-glória modellben a forrásfüggvényt két tag alkotja. A mag forrástag a kvark-gluon plazmából kifagyott és a rövid élettartamú rezonanciákból keletkezett, a glória forrástag pedig kizárólag a hosszú élettartamú rezonanciák bomlása során keletkezett részecskéket tartalmazza. Amíg a mag mérete általánosságban legfeljebb 10-15 fm, addig a glóriában keletkező részecskék a középponttól több száz, vagy akár több ezer fm távolságra is keletkezhetnek, például η, η' bomlás bomlástermékeként. Mivel Fourier-transzformáció során nagy x érték kicsi Q értéknek felel meg, a glória forrástag csupán a korrelációs függvény kicsi relatív impulzusú tartományához szolgál járulékkal. Azonban a közel azonos impulzusú részecskék kísérletileg nem különböztethetők meg egymástól, ezért létezik egy felbonthatatlan régió, ahol nem láthatjuk a forrást. Ezt szemlélteti a [7] ábra.



7. ábra. A detektorok véges felbontása miatt a korrelációs függvény az $1 + \lambda$ értékhez tart, mivel széles glória miatt a korrelációs függvényen lévő keskeny csúcsot nem láthatjuk. [4]

A glória forrástag tulajdonságai miatt alakítsuk úgy a [11]. egyenletet, hogy abban csak a mag forrástag szerepeljen. Ehhez először írjuk fel magát a forrásfüggvényt:

$$S = S_{\text{mag}} + S_{\text{glória}} \rightarrow \tilde{S}(Q, K) = \tilde{S}_{\text{mag}}(Q, K) + \tilde{S}_{\text{glória}}(Q, K). \quad (25)$$

Mérhető Q értékekre $\tilde{S}_{\text{glória}}(Q, K) = 0$, így ilyenkor $\tilde{S}(Q, K) = \tilde{S}_{\text{mag}}(Q, K)$. Tudjuk továbbá, hogy bármilyen függvény esetén a Fourier-transzformáltja a 0 helyen megegyezik a függvény integráljával, ami a forrásfüggvény esetében megadja a keletkezett részecskék számát:

$$\tilde{S}(0, K) = N_{\text{mag}} + N_{\text{glória}}, \quad \tilde{S}_{\text{mag}}(0, K) = N_{\text{mag}}, \quad \tilde{S}_{\text{glória}}(0, K) = N_{\text{glória}}. \quad (26)$$

Ezekkel már kifejezhetjük a korrelációs függvényt csupán a mag forrástaggal:

$$\begin{aligned} C_2^{(0)}(Q, K) &\simeq 1 + \frac{|\tilde{S}(Q, K)|^2}{|\tilde{S}(0, K)|^2} = 1 + \frac{|\tilde{S}_{\text{mag}}(Q, K)|^2}{(N_{\text{mag}} + N_{\text{glória}})^2} = \\ &= 1 + \frac{N_{\text{mag}}^2}{(N_{\text{mag}} + N_{\text{glória}})^2} \frac{|\tilde{S}_{\text{mag}}(Q, K)|^2}{N_{\text{mag}}^2} = 1 + \lambda \frac{|\tilde{S}_{\text{mag}}(Q, K)|^2}{|\tilde{S}_{\text{mag}}(0, K)|^2}. \end{aligned} \quad (27)$$

Ebben, a (27). kifejezésben szereplő λ effektív tengelymetszetként tekinthető, továbbá:

$$\sqrt{\lambda} = \frac{N_{\text{mag}}}{N_{\text{mag}} + N_{\text{glória}}}, \quad (28)$$

vagyis $\sqrt{\lambda}$ értéke megadja a magban keletkező részecskék és a teljes forrásban keletkező részecskék számának arányát.

Tegyük fel, hogy a forrás tényleg csak két tagból áll, ekkor a (12). egyenletben definiált pár-forrásfüggvény három komponensből fog állni, azaz:

$$D = D_{m,m} + D_{g,g} + D_{m,g}, \quad (29)$$

ahol m index a magot, g index pedig a glóriát jelenti. Belátható, hogy a mag-mag komponens a detektor által kísérletileg felbontható, ellenben a glória-glória és a mag-glória tagok a detektor által kísérletileg nem felbontható tartományba esnek. Emiatt a korrelációs függvény a pár-forrásfüggvénnyel kifejezve a következő:

$$C_2^{(0)}(Q, K) = 1 + \lambda \frac{\tilde{D}_{m,m}(Q, K)}{\tilde{D}_{m,m}(0, K)}. \quad (30)$$

Összefoglalva ezt az alfejezetet azt láthatjuk, hogy a:

$$\lim_{Q \rightarrow 0} C_2(Q) \neq 2 \quad (31)$$

kísérleti eredmény egyszerűen megmagyarázható a core-halo modellel. λ -t kísérleti paraméterként szokás bevezetni a (24). kifejezés alapján, a mag-glória modell λ értékére megfelelő interpretációt biztosít.

3.5. A korreláció erősségének lehetséges interpretációi

A korreláció erősségének, azaz a λ paraméter mérésének egy motivációja lehet, hogy indirekt módon információt szolgáltatson hosszú élettartamú rezonanciák bomlásáról. Egy fontos ilyen rezonancia az η' mezon, amely a pionhoz hasonlóan pszeudoskalár mezon, de az erős kölcsönhatás topológiai tulajdonságai miatt tömege igen magas. Elméleti megfontolások alapján nehézion-ütközésekben a királis $U_A(1)$ szimmetria részleges helyreállása esetén az η' mezon közegbeli tömege csökkenhet. [39] A kisebb tömeg miatt a keletkezési hatáskeresztmetszet megnő. Azáltal, hogy az η' mezon bomlási láncza számos piont eredményez, a forrás glória tagjának járuléka nő, és alacsony impulzusok esetén a λ paraméter értéke csökken. [40] Korábbi mérések során tapasztaltak már erre utaló jeleket [41, 42], amit az η' mezon közegbeli tömegének csökkenéseként lehetett interpretálni.

Ugyanakkor ezen a ponton fontos megemlíteni, hogy λ egytől való eltérésének más okai is lehetnek, nem csak a mag-glória modell, például a koherens pionkeletkezés. [32, 43] Így tehát méréseink egyik célja $\lambda(m_T)$ függésének vizsgálása, ami összevethető a különböző elméleti jóslatokkal.

3.6. Lévy-típusú korreláció, kritikus viselkedés

A korábbi évek során a $\lambda(m_T)$ függésére irányuló nehézion-fizikai mérések mindegyike azzal a feltételezéssel élt, hogy a korrelációs függvény alakja Gauss-alakú. Ezzel ellentétben újabb mérések azt sugallják [44], hogy statisztikailag elfogadhatatlan a Gauss-alak feltételezése, ezért munkám során én is ennél precízebb alakanalízist végeztem. Az általánosított centrális határeloszlás tétele és az anomális diffúzió miatt a táguló közegben Lévy-eloszlás típusú forrásfüggvény megjelenését várhatjuk, ami hatványszerű lecsengést jelent. [45, 46] A következő Fourier-transzformált definiálja a szimmetrikus Lévy-eloszlást, ami valójában a Gauss-eloszlás általánosítása:

$$\mathcal{L}(\alpha, R, \mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{q} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} e^{-\frac{1}{2}|\mathbf{q}R|^\alpha}. \quad (32)$$

A formulában megjelenő R paraméter a Lévy-skálaparaméter, α pedig a Lévy-stabilitási index, vagy más néven a Lévy-exponens. Látható, hogy az $\alpha = 2$ esetben Gauss-eloszlást, $\alpha = 1$ esetben pedig Cauchy-eloszlást kapunk, valamint $\alpha < 2$ esetben a Lévy-eloszlást hatványszerű lecsengés jellemzi. Így, ha az S_{mag} mag forrás Lévy-eloszlás alakú, akkor a pár-forrásfüggvény $D_{m,m}$ mag-mag tagja is Lévy-eloszlás alakú lesz, hiszen két Lévy-eloszlás autokorrelációja úgyszintén Lévy-eloszlás, azonos stabilitási indexszel:

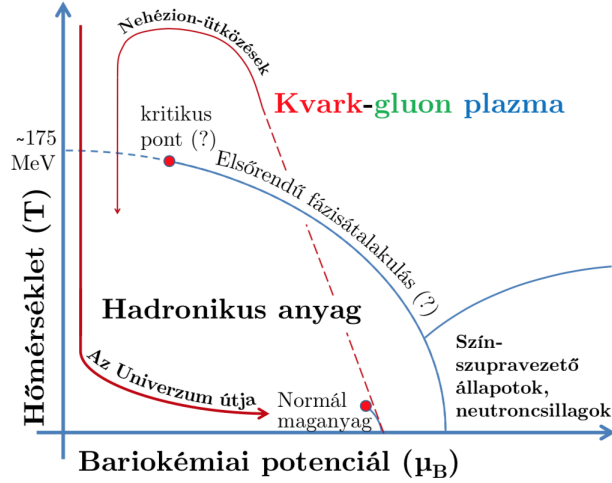
$$S(\mathbf{r}) = \mathcal{L}(\alpha, R, \mathbf{r}) \rightarrow D(\mathbf{r}) = \mathcal{L}(\alpha, 2^{1/\alpha}R, \mathbf{r}). \quad (33)$$

Láthatjuk tehát, hogy a Lévy-eloszlás típusú forrásfüggvény a Gauss-eloszlás általánosabb leírása, és a Gauss a Lévy $\alpha = 2$ speciális esete. Ennek köszönhetően kísérletileg vizsgálni tudjuk, hogy mekkora eltérés van a Gauss-alakú esettől. Ráadásul ez a fajta leírás lehetőséget nyújt λ pontosabb mérésére is. Ezeken felül még további egy motivációnk is, ami a Lévy-eloszlás vizsgálata mellett szól: a nagy távolságokban a hatványfüggvény-szerű lecsengést meghatározó α exponens kapcsolatban áll a statisztikus fizikából ismert η kritikus exponenssel. [47] Az η kritikus exponens a térbeli korrelációk hatványfüggvény jellegű lecsengését mutatja, a másodrendű fázisátalakulások esetében az úgynevezett kritikus pontban. Rács kvantum-színdinamikai számolások alapján [8, 48, 49], a kvark-hadron átmenet zérus bariokémiai potenciálnál ($\mu_B = 0$) analitikus (úgynevezett cross-over), nagy bariokémiai potenciálok esetében pedig elsőrendű fázisátalakulás várható. Ezt a fázisdiagramot ábrázolja a [8] ábra. Ez azt jelzi számunka, hogy μ_B valamely köztes értékénél jelen lehet egy kritikus pont, ahol nem első, hanem másodrendű fázisátalakulás történik. Ebben a kritikus pontban az η kritikus exponensnek jól meghatározott értéke van, amely a 3D Ising modell esetében 0,03631 [50], míg a véletlen-tér 3D Ising modellnél ez $0,5 \pm 0,05$. [51] Mivel a kvark-gluon plazma fázisátalakulása azonos univerzalitás osztályba tartozhat a 3D Ising modellel [52, 53], ezért a Lévy-forrás α paraméterének 0,5 környékére csökkenése a kvark-gluon plazma kritikus pontjának jele lehet.

Manapság a nehézion-fizika egyik legfontosabb célja a QCD fázisdiagramjának részletes megismerése, és a kritikus pont helyének lokalizálása. Ebben igen fontos új eredményekhez vezethet α értékének meghatározása különböző $\sqrt{s_{NN}}$ ütközési energiákon, ami lényegében a (μ_B, T) fázisdiagram különböző tartományait jelenti.

3.7. A Coulomb-kölcsönhatás jelentősége

Ha alkalmazzuk a síkhullám közelítést, vagyis a végállapotban lévő kölcsönhatásokat elhanyagoljuk, és emellett feltesszük, hogy a forrásfüggvény egy gömbszimmetrikus há-



8. ábra. A QCD fázisdiagramja. [54]

romdimenziós Lévy-eloszlás típusú forrás, továbbá ha figyelembe vesszük a mag-glória modellt, akkor a kétrészecske korrelációs függvény a következő formában írható fel:

$$C_2^{(0)}(Q) = 1 + \lambda e^{-(RQ)^\alpha}, \quad (34)$$

ahol Q a korábban már definiált egydimenziós relatív impulzus. A (λ, R, α) paraméterek függhetnek az átlagos transzverz impulzustól, vagy az átskálázás után kapott m_T átlagos transzverz tömegtől. De a [34]. egyenletben bevezetett korrelációs függvény alakot nem illeszthetjük a mérések során kapott korrelációs függvényekre, mivel muszáj figyelembe venni a végállapotú Coulomb-kölcsönhatást. Az azonos előjelű töltéssel rendelkező részecskék taszítják egymást, s ez a korrelációs függvényben úgy jelenhet meg, hogy kicsi relatív impulzusok esetében kevesebb részecskepárt lehet detektálni. Ezt a jelenséget a Sinyukov-módszerhez [55] hasonlóképp fogjuk kezelni. A mag-glória modell figyelembe vételével a korrelációs függvény kifejezhető a pár-forrásfüggvény $D_{m,m}$ mag-mag tagjával, valamint a Coulomb-kölcsönható kétrészecske hullámfüggvény abszolút érték négyzetével a következő módon:

$$C_2(Q) = 1 - \lambda + \lambda \int d^3\mathbf{r} D_{m,m}(\mathbf{r}) |\Psi_q(\mathbf{r})|^2, \quad (35)$$

ahol a szimmetrizált Coulomb-kölcsönható kétrészecske hullámfüggvény alakja a Schrödinger-egyenlet alapján a következő [56, 57]:

$$\Psi_q(\mathbf{r}) = \frac{\mathcal{N}}{\sqrt{2}} [e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} F(-i\eta, 1, i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \mathbf{q}\mathbf{r})) + e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} F(-i\eta, 1, i(\mathbf{q}\mathbf{r} + \mathbf{q}\mathbf{r}))] \quad (36)$$

ahol $\mathcal{N} = \frac{\Gamma(1+i\eta)}{e^{\pi\eta/2}}$, és $\eta = \frac{m_\pi c^2 \alpha}{2\hbar qc}$, illetve $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137}$.

Itt $\mathbf{r}$ a részecskepár térbeli szeparációját, $\mathbf{q}$ a háromdimenziós relatív impulzust a pár nyugalmi rendszerében (PCMS), Γ a gamma-függvényt, valamint $F(a, b, z)$ az elfajult hipergeometrikus függvényt jelöli, amelynek definíciója:

$$F(a, b, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{z^n}{n!} \frac{\Gamma(a+n)}{\Gamma(a)} \frac{\Gamma(b)}{\Gamma(b+n)}. \quad (37)$$

Nagyon fontos itt felhívni a figyelmet arra, hogy a (36). kifejezésben megjelenő η paraméter a q relatív impulzussal áll kapcsolatban a megmutatott módon, és semennyire sincs köze az előző alfejezetben ismertetett η kritikus exponenshez. Emellett a (35). egyenlet alapján definiált korrelációs függvény a tömegközépponti, azaz a párral együtt mozgó (PCMS) rendszerben vett impulzusra lesz érvényes. Viszont a korrelációs függvények mérését – a már bevezetett Q -nak megfelelően – az LCMS rendszerben végezzük, ezért a két rendszer közti longitudinális Lorentz-transzformációt is fontos figyelembe vennünk. Egydimenziós mérés esetén átlagolnunk szükséges minden egyes q_{LCMS} érték mellett a lehetséges q_{PCMS} értékekre.

Dolgozatom 3. fejezetében megismerhettük a Bose–Einstein-korrelációs mérések elméleti hátterének legfontosabb gondolatait, így a 4. fejezetben áttérhetünk magára a kísérleti módszer részletes jellemzésére.

4. Bose–Einstein-korrelációs függvények kísérleti mérése

Dolgozatomhoz vezető munkám során a Relativisztikus Nehézion-ütköztető STAR kísérlete által 2010-ben $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV tömegközépponti ütközési energián rögzített Au+Au ütközések adatait vizsgáltam. Céloom a közeljövőre a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV energiára elkészült mérési módszer kiterjesztése alacsonyabb energiás Au+Au adatsorokra is, amiket a Beam Energy Scan I. által 2010-ben rögzítettek, és láthatóak a [6] ábrán is.

4.1. Alkalmazott vágások

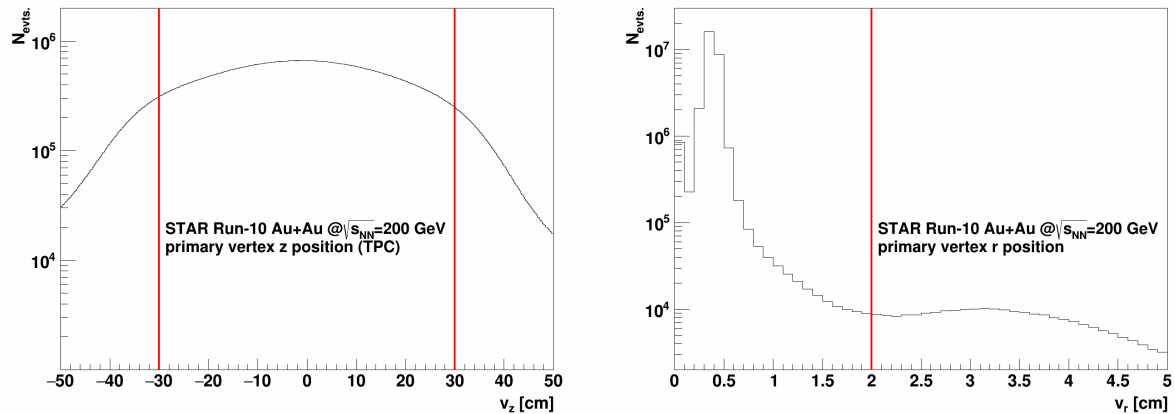
4.1.1. Eseményvágások

Az adatanalízis során az úgynevezett Minimum Bias triggerrel rögzített adatokat használtam. Az így kapott adathalmaz $\sim 3,6 \cdot 10^8$ eseményt tartalmazott. A kísérleti analízisemben vizsgált eseményekre megköveteltem, hogy az ütközési vertex nyalábirányú komponense, $|v_z| < 30$ cm legyen, valamint a transzverz síkbeli komponens, $v_r < 2$ cm legyen, ahol $v_r = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$, ezeket szemlélteti a [9] ábra. (Egy esemény ütközési helyét a $\mathbf{v} = (v_x, v_y, v_z)$ vertex adja meg.) Ezek a kiszabott kritériumok a STAR kísérletnél a szokásos vágások.

Mivel a TOF a TPC külsején helyezkedik el, és a két detektor kombinációja a részecskeazonosítást javítja, ezért a TOF és a TPC által rögzített jelekre is lehetett vágást alkalmaznom. Ezt mutatja a [10] ábra, amely azt szemlélteti, hogy olyan eseményeket használok, amik a TOF és a TPC szemszögéből is közel arányos multiplicitással rendelkeznek. A két piros vonal külső részén lévő eseményeket elhagytam, meghagyva a középső releváns részt.

Végezetül az események centralitására is végeztem egy vágást, hogy csak olyan eseményeket tartok meg, amiknek centralitása 0 – 30% közé esik.

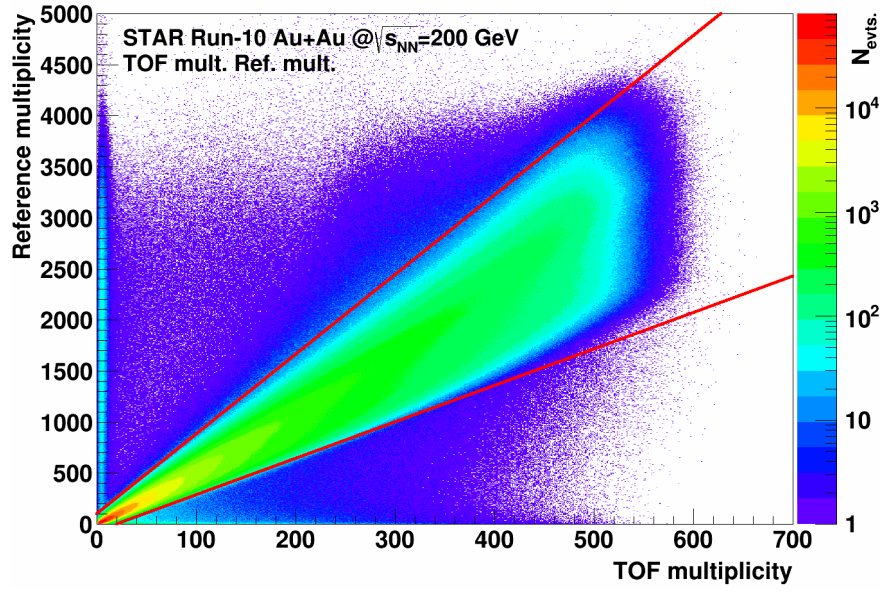
A jelen ismertetett eseményvágások alkalmazása után az összes esemény 25%-a maradt meg a korrelációs függvények elkészítésére.



9. ábra. Az események v_z és v_r eloszlása.

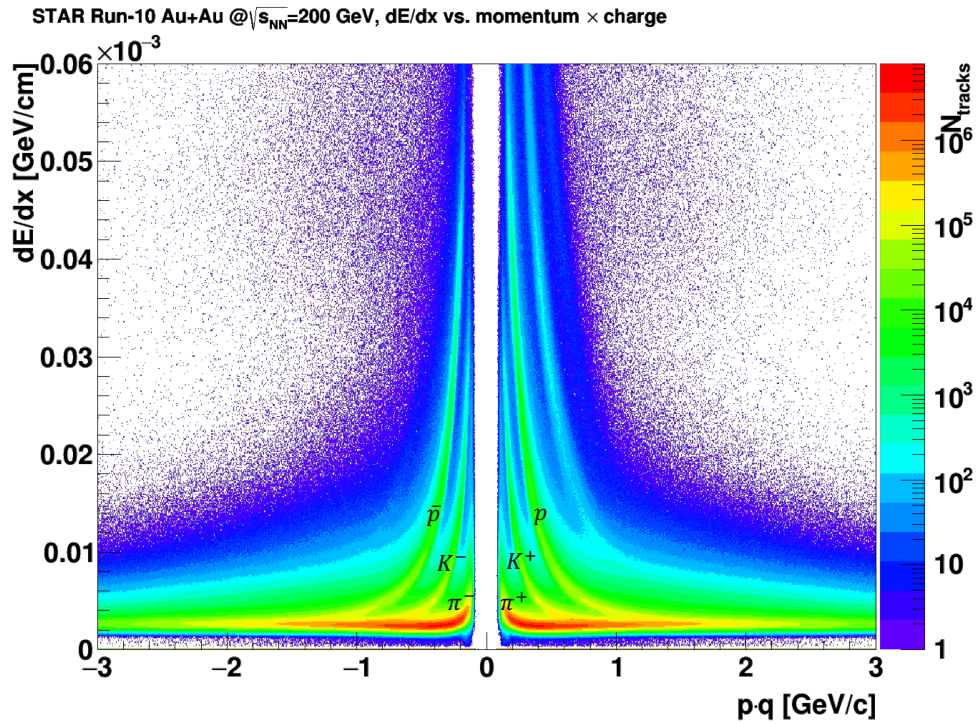
4.1.2. Részecskeazonosítás

Ahogy már korábban láthattuk, a részecskék pályáját, impulzusát és ionizációs energiavesztését a TPC méri. Ezek ismeretében a dE/dx ionizációs energialeadást az im-



10. ábra. TOF és a TPC esemény multiplicitása.

pulzus és töltés szorzatának függvényében ábrázolhatjuk, hogy mind a pozitív, mind a negatív töltésű részecskéket is láthassuk egy ábrán. Erre mutat egy példát a [11](#) ábra, amire példaként berajzoltam, hogy melyik sáv milyen részecskének felel meg (pion, kaon, proton).



11. ábra. Ionizációs energiavesztés a TPC-ben az impulzus-töltés függvényében.

4.1.3. Egyrészcse, azaz track vágások

Egyrészcse (avagy track) vágások alatt olyan kritériumok kiszabását értjük, amik egy, a TPC által rekonstruált részecskepálya jellemzőire vonatkoznak. Az első ilyen megkötés, hogy csak azokat a trackeket tartjuk meg, amelyek legalább 15 beütésből lettek rekonstruálva, a $[0; 45]$ lehetséges intervallumból. A TPC véges impulzusbontása miatt azt a feltételt is alkalmaztam, hogy csak olyan track-eket vizsgálók, amiknek a p_T transzverz impulzusára igaz, hogy: $0,15 \leq p_T \leq 0,8 \text{ GeV}/c$. Harmadik track vágásnak azt szabtam meg, hogy az úgynevezett legközelebbi megközelítés (distance of closest approach, DCA) legyen kisebb, mint 3 cm, azaz $DCA < 3 \text{ cm}$. Ez azt jelenti, hogy a TPC által rekonstruált részecskepálya kiindulópontja ne legyen távolabb az ütközés pontjától, mint 3 centiméter.

A kísérleti adatok tárolása során egy azonosított részecskéhez definiálható egy impulzusfüggő eloszlás, ami megadja, hogy az adott részecske típusból hány darab volt adott σ pontosságon belül. A kísérleti analízisem során kizárólag pozitív és negatív pionpárokkal kívántam dolgozni, ezért részecskeazonosításként megköveteltem, hogy a megtartott részecske 2σ -n belül legyen pion, és 2σ -n kívül legyen kaon, proton, illetve elektron.

Az alkalmazott track vágásokat a [11](#). és a [12](#). ábra szemlélteti.

4.1.4. Kétrészecske vágások

Amikor majd részecskepárokat alkotunk a páreloszlások vizsgálata céljából, akkor muszáj figyelembe vennünk a detektorok hatékonyságát és a részecskepálya rekonstrukciós algoritmusának jellemzőit. Előfordulhat, hogy az algoritmus egy részecskepályát kettéoszt (track splitting), így a valódi részecske mellett létrehoz egy „szellem” részecskét. Emellett előfordulhat az is, hogy két közeli különböző részecskepálya nem különböztethető meg egymástól, ilyenkor a detektor egy részecskét rekonstruál kettő helyett (track merging). Ezt a két problémakört a STAR kollaboráció [58](#) cikkében ismertették alapján kezeltem.

Annak érdekében, hogy kiszűrjessük a track splitting effektust, össze kell hasonlítani a párt alkotó trackek által hagyott nyomok helyét a TPC kiolvasó szegmenseiben (ezeket a szegmenseket pad rownak szokás nevezni). Ezekkel egy számot rendelünk a track párhoz, amit splitting levelnek hívunk (SL), és a következő formula alapján számolható:

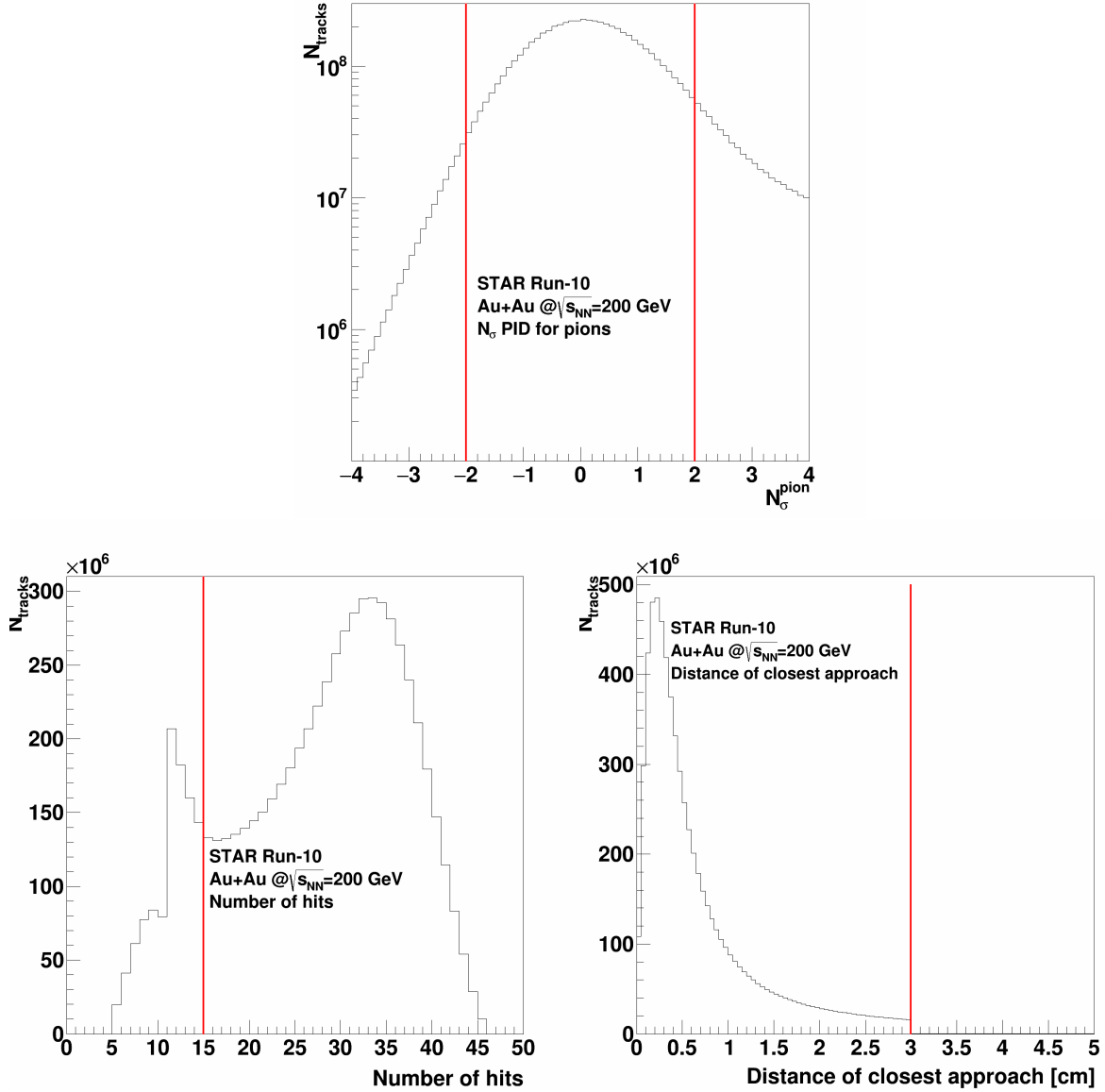
$$SL = \frac{\sum_i S_i}{N_{\text{beütés1}} + N_{\text{beütés2}}}, \text{ ahol} \quad (38)$$

$$S_i = \begin{cases} +1, & \text{ha egy tracknek van beütése az adott pad rowban} \\ -1, & \text{ha mindkét tracknek van beütése az adott pad rowban} \\ 0, & \text{ha egyik tracknek sincs beütése az adott pad rowban} \end{cases}$$

és i indexeli a pad row sorszámát, $N_{\text{beütés1}}$ és $N_{\text{beütés2}}$ pedig a két track összesített beütésszáma.

A [13](#). ábra négy különböző esetet szemléltet. A kísérleti analízisem során a [58](#) cikk alapján azokat a pionpárokat vizsgáltam, ahol igaz volt, hogy $SL \in [-0,5; 0,6]$.

A következő feladat a track merging kiszűrése, ami párok számának csökkenését okozza kicsi relatív impulzusok esetén, hiszen a kis relatív impulzusú pároknál nagy a valószínűsége, hogy egy trackként lesznek rekonstruálva. Ehhez megköveteltem, hogy a pionpárokhöz definiálható fraction of merged hits nevű érték ne lehessen nagyobb, mint 10%. A fraction of merged hits értékek kiszámolásának folyamata egy csavarmodell-segítségével

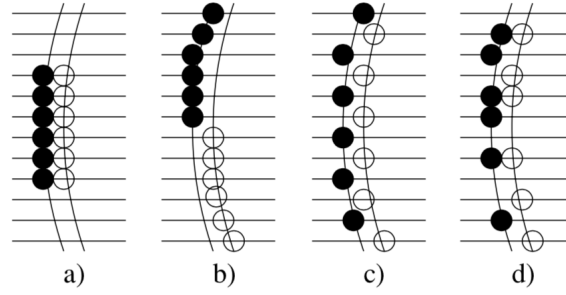


12. ábra. Alkalmazott egyrészcseke, azaz track vágások

történik. Két beütés akkor számít összeolvadtnak (merged), ha a szétválasztásuk valószínűsége kisebb, mint 99%. Szimulációs és valós adatok elemzéséből [58] a legkisebb szétválaszthatóság távolsága 5 mm-nek adódik a STAR kísérletnél.

4.2. Eseménykeverés

A korrelációs függvények mérési módja az eseménykeverés módszere. Vizsgáljunk először olyan pionpárokat, ahol a párnak mindkét tagja azonos eseményben keletkezett, és ezek segítségével készítsük el a párok relatív impulzusának eloszlását. A továbbiakban ezt aktuális eloszlásnak nevezzük, és $A(Q)$ -val jelöljük. Mivel az aktuális eloszlásban jelen vannak különböző kinematikai és akceptanciai jelenségek, amelyeket ki kell zárunk, ezért el kell készíteni egy olyan eloszlást is, ahol a részecskepárok tagjait már nem azonos, hanem különböző eseményből választjuk. Ezt a továbbiakban háttéreloszlásnak nevezzük, és $B(Q)$ -val jelöljük. Ha ezek után normalizálva nézzük az aktuális és a háttéreloszlás



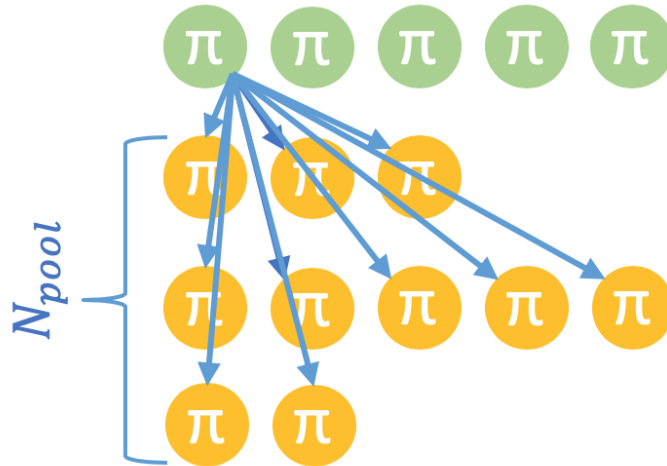
13. ábra. Négy különböző lehetőség SL szemléltetésére, ha két track azonos beütésszámmal rendelkezik. A vízszintes vonalak egy-egy pad rowt szimbolizálnak. A fekete karikák jelzik az egyik track beütéseit, az üres karikák pedig a másik track beütéseit. (a) eset: $SL = -0,5$ (tisztán két track); (b) eset: $SL = 1$ (lehetséges, hogy split track); (c) eset: $SL = 1$ (lehetséges, hogy split track); (d) eset: $SL = 0,08$ (valószínűleg két track). [58]

hányadosát, akkor a korrelációs függvényhez az alábbi módon jutunk:

$$C_2(Q) = \frac{A(Q)}{B(Q)} \cdot \frac{\int B(Q)dQ}{\int A(Q)dQ}, \quad (39)$$

ahol a normalizálásnál az integrálási tartomány olyan lehet, ahol a korrelációs függvény nem mutat kvantumstatisztikus jelenségeket.

Ezekén felül igen fontos, hogy a háttéreloszlás az aktuális eseménnyel azonos kinematikai tulajdonságokkal rendelkezzen. Ehhez szükséges, hogy az adott aktuális esemény és a háttéresemények centralitása és ütközési vertex pozíciója hasonló legyen. Emiatt a kísérleti analízisem során 5% széles centralitás, és 2 cm széles z -vertex osztályokat vettem, és a háttérkeverésnél csak olyan eseményeket használtam, amik az aktuális eseménnyel azonos centralitás és z -vertex osztályba tartoztak.



14. ábra. Az általam használt eseménykeverési módszer vázlata, zöld szín jelzi az aktuális eseményt, sárga szín pedig a háttér esemény halmazt.

Az eseménykeverést úgy végeztem el, hogy egy előre definiált méretű (N_{pool}) háttér esemény halmazt tartva, az aktuális eseményben lévő összes piont korreláltattam a háttér

halmazban lévő összes megegyező töltésű pionnal. Az eseménykeverés logikáját a [14] ábra illusztrálja.

4.3. A korrelációs függvény illesztése

A korábban már bemutatott, (35). formulában szereplő függvényalak analitikusan nem számolható, numerikus számolása pedig nehéz. Emiatt a témavezetőim által korábban elkészített adatbázist használtam, amelybe a függvényalak előre már kiszámolt értékeit mentették el a paraméterek különböző értékei esetén [44]. Az illesztés során ezen adatbázist használtam fel a függvényalak gyors kiszámolására, az illesztés pedig a ROOT programcsomag MINUIT2 χ^2 minimalizáló algoritmusával történt. [59] Az első körben elvégzett illesztések egy numerikusan fluktuáló χ^2 térképet eredményeztek, ezért az illesztés második körében egy iteratív módszert alkalmaztam, ahol az illesztendő függvényalak analitikusan számolható volt. A második körben illesztett függvényalak az alábbi:

$$C_2^{(0)}(\lambda, R, \alpha; Q) \cdot \frac{C_2(\lambda_0, R_0, \alpha_0; Q)}{C_2^{(0)}(\lambda_0, R_0, \alpha_0; Q)} \cdot N \cdot (1 + \varepsilon Q), \quad (40)$$

$$\text{ahol } C_2^{(0)}(\lambda, R, \alpha; Q) \equiv C_2^{(0)}(Q) = 1 + \lambda \cdot e^{-(QR)^\alpha}, \quad (41)$$

továbbá λ_0, R_0, α_0 az első körben elvégzett illesztésekből jövő paraméterek. Legyenek a második körös illesztésből kapott paraméterek λ_1, R_1 és α_1 . Abban az esetben, ha ezek nagymértékben különböznek λ_0, R_0, α_0 paraméterek értékeitől, azaz az eltérés 1%-nál nagyobb a következő módon definiált $\Delta_{\text{iteráció}}$ -ban:

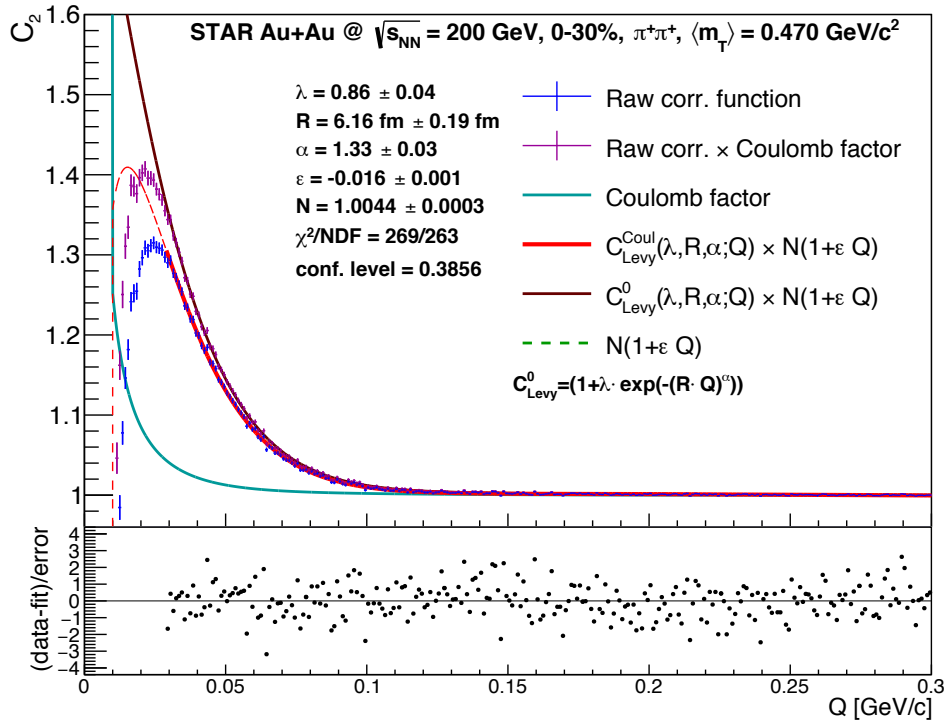
$$\Delta_{\text{iteráció}} = \sqrt{\frac{(\lambda_{n+1} - \lambda_n)^2}{\lambda_n^2} + \frac{(R_{n+1} - R_n)^2}{R_n^2} + \frac{(\alpha_{n+1} - \alpha_n)^2}{\alpha_n^2}}, \quad (42)$$

akkor az új paraméterek beállításra kerülnek, és egy újabb kör illesztés következik ($\lambda_0 = \lambda_1, R_0 = R_1, \alpha_0 = \alpha_1$). Addig folytatódik ez az iteratív folyamat, amíg az új paraméterek és az előtte lévő paraméterek különbsége egy adott határ alá nem csökken, konkrétan amíg a $\Delta_{\text{iteráció}}$ nem lesz kisebb, mint 1%.

Az így definiált iterációs illesztések általában 2 – 3 kör után konvergáltak. Ahogy a [40]. formulából látható, bevezetésre került egy N normalizációs paraméter és egy ε lineáris háttér paraméter is, amelyek egy lehetséges hosszútávú korrelációs háttérre reprezentálnak. A gyakorlatban általában $N \approx 1$ és $\varepsilon \approx 0$, valamint N és ε jóval gyorsabban konvergáltak az illesztésekben mint a valós fizikai paraméterek (λ, R, α), ezért a konvergencia kritériumban csak λ, R , és α szerepelt. Az így ismertett illesztési módszer segítségével az adatokból a valós fizikai paramétereket megbízhatóan meg lehet kapni, a Coulomb-kölcsönhatás megfelelő kezelésével. Méréseim során a 200 GeV tömegközépponti energián 30 darab átlagos transzverz impulzus tartományon mértem $\pi^+\pi^+$ és $\pi^-\pi^-$ korrelációs függvényeket. Ezekre elvégeztem az illesztéseket, és az illesztési paraméterek m_T függését vizsgáltam.

Az illesztések akkor voltak elfogadhatók, ha konvergált az illesztés, valamint a kovariancia mátrix pozitív definit lett, illetve a χ^2/NDF (ahol NDF a szabadsági fokok száma) értékek elfogadhatóak lettek, vagyis a χ^2/NDF -hez tartozó konfidenciaszint 0,1% felett volt.

Ahogy a [15] ábra magyarázatában is említtem, az illesztés a folytonos vonallal jelölt tartományon történik. Az illesztés kisebb Q értékekre nem írja jól le a mérési adatpontokat, ez valószínűleg a párvágások hatása miatt van.



15. ábra. Példa Bose–Einstein-korrelációs függvény illesztés, $\pi^+\pi^-$ párok esetén. Az ábrán látható a mért korreláció (kék adatpontok), a teljes illesztett függvény (piros görbe), a Coulomb-korrigált $C_2^{(0)}(Q)$ függvény (barna görbe), illetve a Coulomb-korrigált, vagyis a $C_2^{(0)}(Q)/C_2(Q)$ -val szorzott adatpontok is (lila adatpontok). Az illesztés a folytonos vonallal jelölt tartományon történt.

Az illesztések során 3 esetet vizsgáltam. Először összehasonlítottam $\alpha = 2$ esetén 4 m_T tartományon az illesztési paramétereim egy korábbi STAR [60] cikkel. Ezután 30 m_T tartományban vizsgáltam $\alpha = 1,2$ esetet, végül szabadon engedtem változni az α értékét. A [15] ábra egy példa korrelációs függvény illesztési ábrát szemléltet szabadon engedett α mellett, $Q = |\mathbf{q}_{\text{LCMS}}|$ függvényében.

5. Eredmények

A korábbi fejezetekben részletezték alapján a 2010-ben rögzített $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV tömegközépponti energiájú Au+Au ütközések adatait elemezve megmértem $\pi^+\pi^+$ és $\pi^-\pi^-$ pionpárok Bose–Einstein-korrelációs függvényeit 4 illetve 30 átlagos transzverz impulzus osztályok esetén, 160 MeV/c és 780 MeV/c között. A korrelációs függvényeket öt paraméter változtatásával az adatokhoz illesztettem, ahogy azt a 4.3. fejezetben ismertettem. Az illesztési paraméterek a következők voltak: λ , R és α fizikai, valamint $N \approx 1$ normálási és $\varepsilon \approx 0$ lineáris háttérrel jellemző paraméterek. A most következő alfejezetekben ismertetem a fizikai paraméterek m_T átlagos transzverz tömegtől való függését.

5.1. Összehasonlítás korábbi publikált eredményekkel rögzített α paraméterrel

Kísérleti analízisem ellenőrzésének első lépése az volt, hogy összehasonlítsam a paraméterek m_T függését a STAR kísérlet által korábban publikált eredményekkel. [60] Mivel a hivatkozott cikkben nem közölték λ paraméter értékeit, így csak az R érték volt összehasonlítható. Különbség azonban még az is a hivatkozott és az általam elvégzett mérés között, hogy az említett cikkben háromdimenziós illesztést végeztek, így volt külön R_{out} , R_{side} és R_{long} paraméter érték is. Így nem kaphattam pontosan ugyanazokat az értékeket, de a paraméterek tendenciáját és nagyságrendjét megfigyelhetjük. Eredményeim és a publikált eredmény összevetését szemlélteti a [16] ábra. Látható, hogy lefixált $\alpha = 2$ mellett kapott eredményeim jól visszaadják a STAR korábbi publikációjában szereplő értékeket, eltekintve az egydimenziós és a háromdimenziós illesztés különbségétől. Meg kell azonban említeni, hogy ezek, az $\alpha = 2$ mellett végzett illesztések konfidencia szintje nagyon alacsony, hiszen a Gauss-alak nem írja le jól a mérési adatpontokat.

További ellenőrzésként a PHENIX kollaboráció egy cikkéből kiindulva [44] összehasonlító mérést végeztem. Az α paraméter értékét az ott kapott átlagos 1,2 értékre rögzítettem, és így illesztettem a 30 m_T tartományban megmért korrelációs függvényeket. A kapott R értékeimet a [17], valamint a kapott λ értékeimet a [18] ábra mutatja. Az ábra összehasonlításként a PHENIX korábbi eredményeit [61] is tartalmazza, itt $\alpha = 1,134$ mellett végeztek illesztéseket. Az ábrákon jól látható R csökkenő, illetve λ növekvő tendenciája. Az így rögzített $\alpha = 1,2$ mellett kapott eredményeim igen hasonlóak a PHENIX kísérlet által bemutatottakhoz [61].

Mivel kísérleti analízisem eredményei még nem „preliminary” (azaz előzetes, de bemutatható, nyilvános) státuszúak, ezért a továbbiakban bemutatásra kerülő ábrák függőleges tengelyeiről le kellett vennem a beosztásokat.

5.2. Illesztések szabadon változtatható α esetén

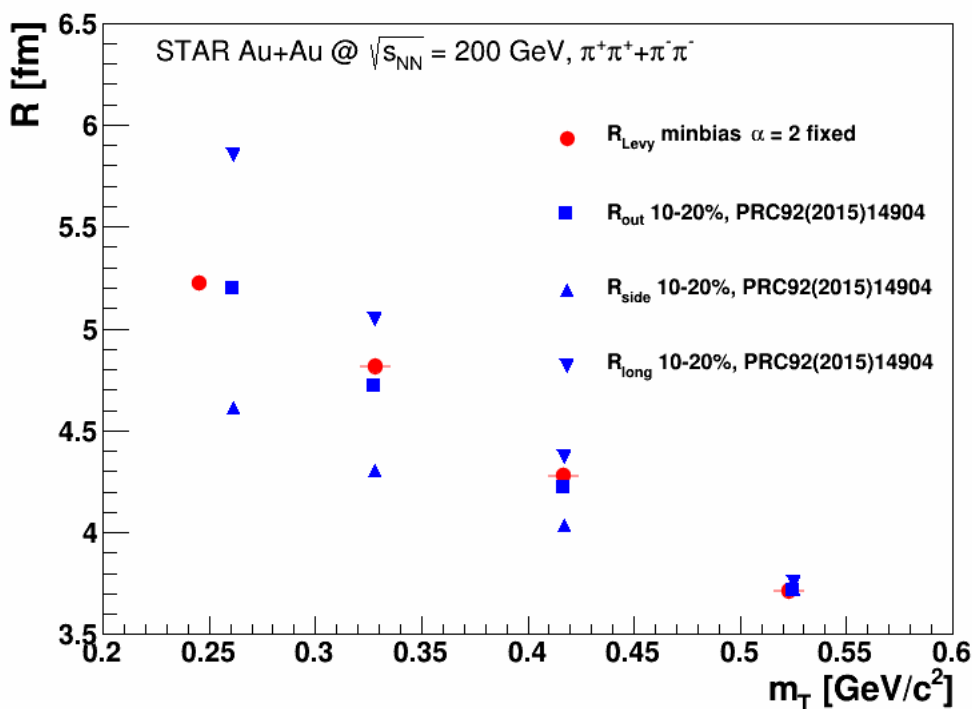
Ezen mérés során α értékét nem fixáltam le semmilyen értékre, hagytam, hogy az illesztés során változzon. Az így kapott R értékeimet a [19], a λ értékeimet a [20], valamint a kapott α értékeimet a [21] ábra szemlélteti.

Mivel α értéke láthatólag nagyjából m_T független, ezért a másik két paraméter trendje nagyon hasonló maradt a rögzített α érték esetében kapott trendekhez.

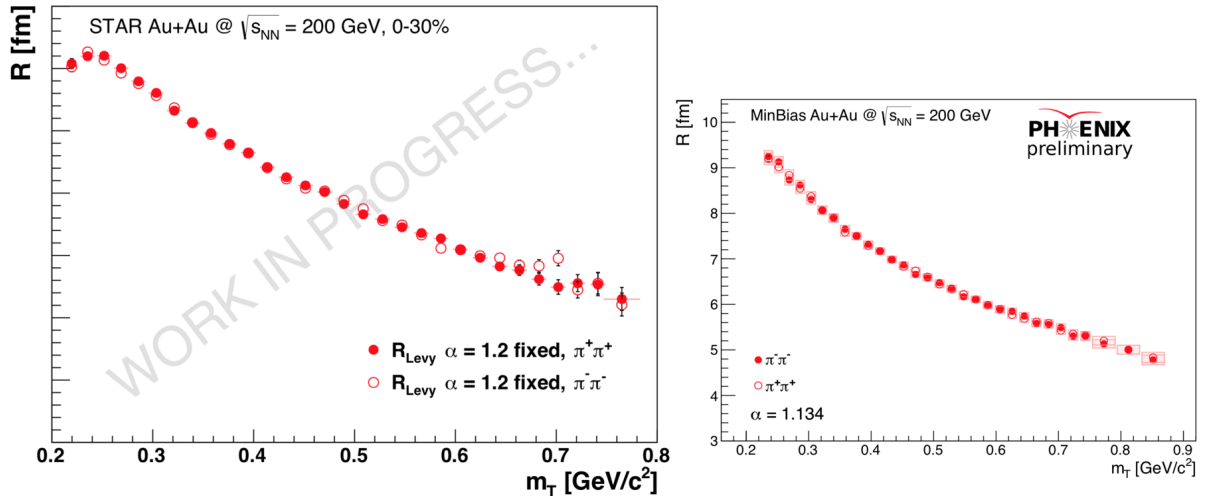
Az R paraméter értéke továbbra is csökkenő tendenciát mutat, ami megegyezik a hidrodinamikai számolások által jósolt, a radiális tágulásból következő $R^2 \sim 1/m_T$ trenddel.

Az elméleti bevezetőben ismertetettek alapján $\lambda(m_T)$ egytől való eltérésének különböző okai lehetnek. Egy lehetséges ok lehet, hogy alacsony transzverz tömeg esetén a pionok jelentős része hosszú élettartamú rezonanciák (például η' mezon) bomlása során keletkezik, vagyis a glóriában keletkező pionok száma nő, így a (28). egyenlet alapján definiált λ értéke csökken. Erre utal a [18], illetve a [20]. ábra is, ahol láthatjuk, hogy a korrelációs függvény erőssége (azaz a λ paraméter értéke) nagyobb m_T esetén szaturálódik, kisebb m_T esetén pedig alacsonyabb.

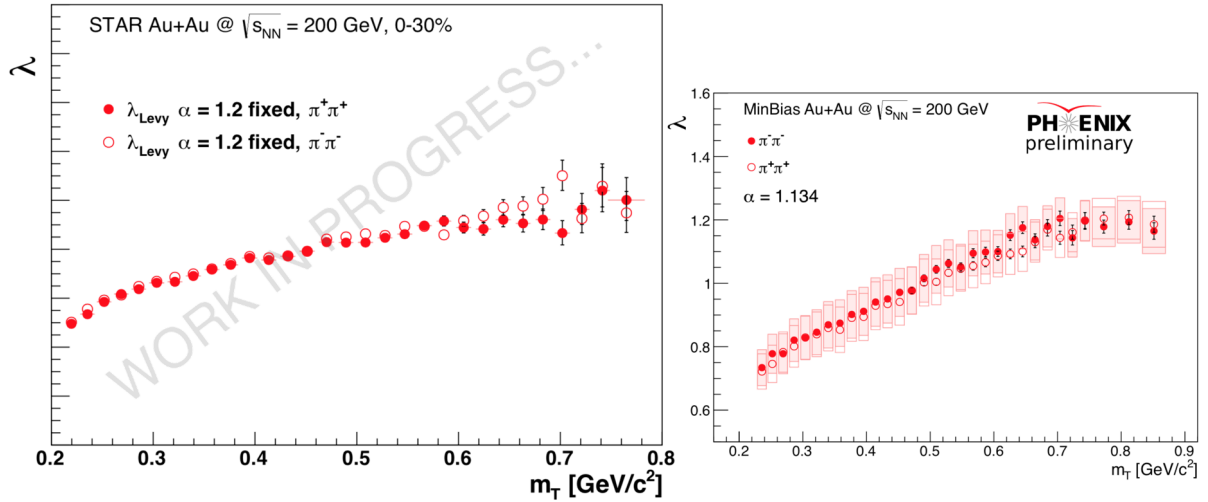
Amikor a függvényillesztést szabad α paraméterrel végeztem, látható volt, hogy értéke mindig 1 fölött volt, ellenben az Ising modellből várható $\alpha \leq 0,5$ értékkel. Ha feltesszük, hogy a másodrendű kvark-hadron átmenet a háromdimenziós Ising modellel megegyező univerzalitás osztályba tartozik [52, 53], továbbá ha feltesszük, hogy az η kritikus exponens értéke a kritikus pontban megegyezik a Lévy-exponens α értékével [47], akkor le kell vonnunk azt a következtetést, hogy a $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV tömegközépponti energiájú Au+Au ütközéseknél messze vagyunk még a QCD kritikus pontjától. Ezért lesz igen fontos kutatómunkám további része, amelynek során a [6]. ábrán látható változatos adathalmazból a kisebb energiájú ütközéseket is vizsgálni tervezem. Ha az alacsonyabb energiás mérések valóban a Lévy-exponens csökkenését eredményeznék, akkor az direkt utalás lenne a kritikus pont megjelenésére. [62] További terveim fontos része a dolgozatomban leírt analízis részletesebb elvégzése, többek között a mérési és illesztési beállításoktól való függésből adódó szisztematikus hibák becslése is.



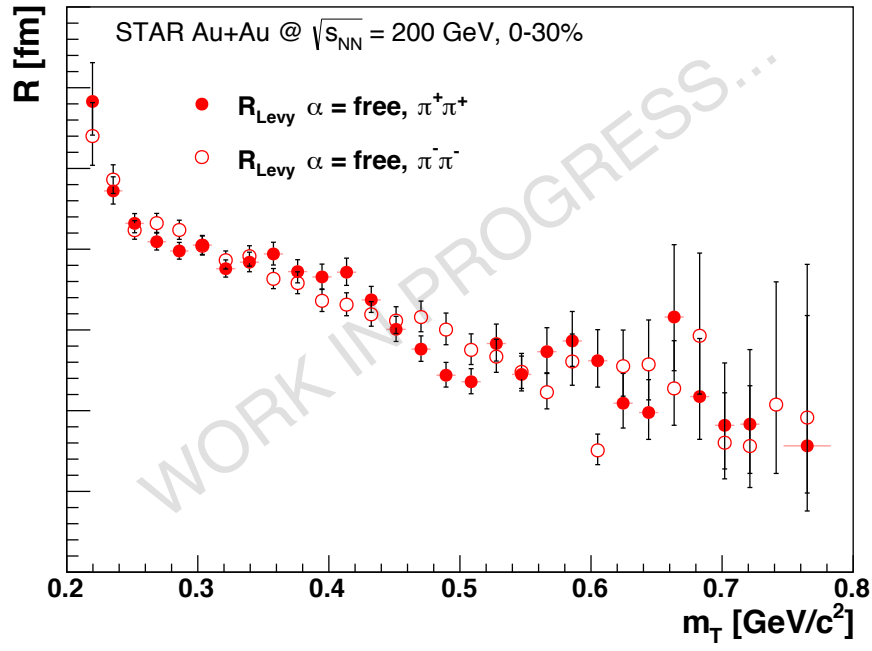
16. ábra. Az általam kapott R paraméter összehasonlítása korábbi publikált eredményekkel. [60] Piros körök jelzik a méréseimből kapott paraméter értékeket, kék szimbólumok pedig a hivatkozott cikkben közölt háromdimenziós eset paramétereit.



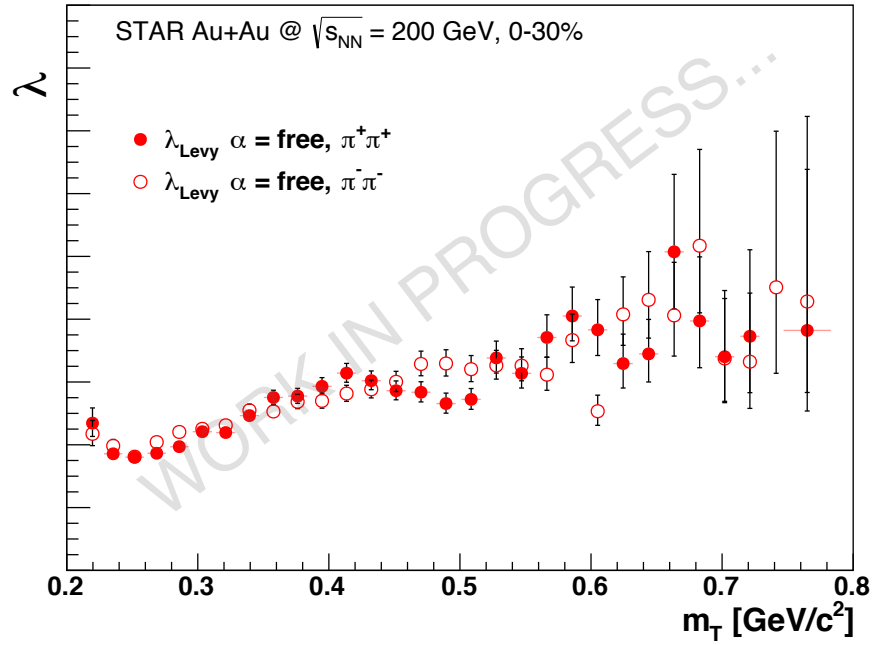
17. ábra. A bal oldali ábrán az R paraméter értékei fixen tartott $\alpha = 1,2$ esetben, a jobb oldali ábrán pedig a PHENIX korábbi [61] eredményei $\alpha = 1,134$ mellett összehasonlítás-képp.



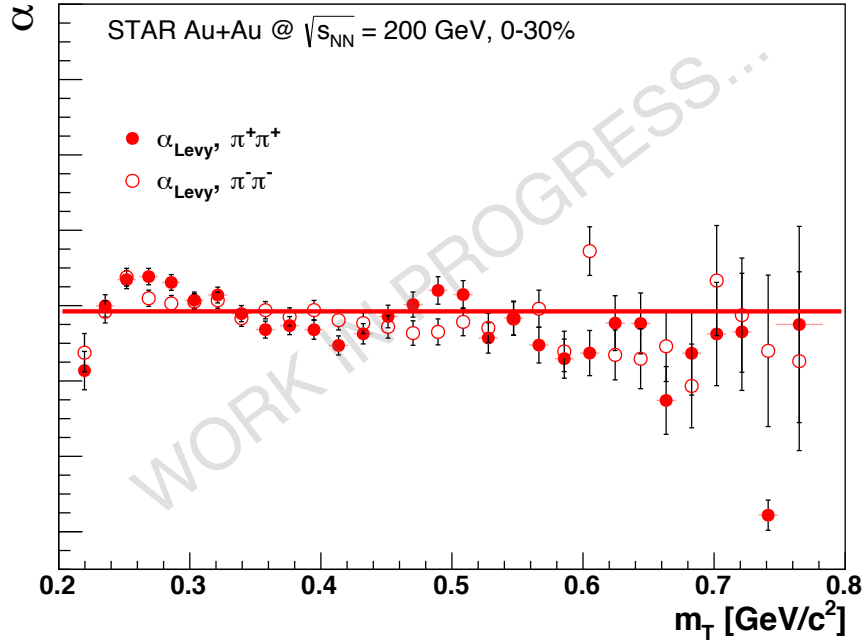
18. ábra. A bal oldali ábrán a λ paraméter értékei fixen tartott $\alpha = 1,2$ esetben, a jobb oldali ábrán pedig a PHENIX korábbi [61] eredményei $\alpha = 1,134$ mellett összehasonlítás-képp.



19. ábra. R paraméter értékei változó α esetben.



20. ábra. λ paraméter értékei változó α esetben.



21. ábra. α paraméter értékei, amikor α is illesztési paraméter.

6. Összefoglalás, konklúzió

Szakdolgozatomban bemutatam a Lévy-típusú két-pion Bose–Einstein-korrelációs függvények mérési módszerét, a Relativisztikus Nehézion-ütköztető STAR kísérlete által 2010-ben rögzített $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV tömegközépponti energiás Au+Au ütközések adatait felhasználva.

A kezdetben $\sim 3,6 \cdot 10^8$ eseményből álló adathalmazon először a STAR-ban szokásos eseményvágásokat alkalmaztam, illetve szűrtem az események centralitására is. Ezután egy- és kétrészecske vágásokat alkalmaztam, és korrelációs függvények illesztésével meghatároztam az illesztett függvényt leíró Lévy-forrásparaméterek m_T átlagos transzverz tömeg függését 4 illetve 30 tartományra bontva, $0,212 \text{ GeV}/c^2$ és $0,792 \text{ GeV}/c^2$ között.

Eredményül azt kaptam, hogy a mérési adatok nem írhatóak le tökéletesen a korábban elterjedt Gauss-alakú korrelációs függvénnyel, de miután általánosítjuk a Gauss-alakot Lévy-eloszlásra, figyelembe véve az azonos töltésű pionok között fellépő végállapotú Coulomb-kölcsönhatás szerepét, akkor az adatokat statisztikailag megfelelő módon jellemezni tudjuk.

Azt is megfigyelhettem, hogy az α Lévy-exponens értékei a Gauss-eset ($\alpha = 2$) alatt találhatók, de még távol állnak a kvark-gluon plazma kritikus pontjához feltételezett $\alpha \leq 0,5$ értéktől. Az α jó közelítéssel m_T függetlennek látszik.

Szakdolgozatomban bemutatott módszer megmutatja számunkra, hogy a nagyenergiás nehézion-ütközések során a korrelációs függvények Lévy-exponense mérhető. A kvark-gluon plazma, az erősen kölcsönható anyag kritikus pontjának kereséséhez szükség lesz kisebb energiás ütközések adatainak elemzésére is, amit folytatni fogok a STAR kísérletnél.

7. Köszönetnyilvánítás

Köszönettel tartozom Csanád Máténak, témavezetőmnek, amiért segítségével megismerkedhettem a nagyenergiás nehézion-fizika világával, amiért bekapcsolódhattam az EPD detektor szimulációs csoportjába, és tagja lehetek egy hatalmas nemzetközi kollaborációnak, a STAR-nak. Meg szeretném köszönni továbbá Kincses Dánielnek is, hogy közös munkákkal rengeteget segített szakmai fejlődésemben. Mindkettejüknek hálás vagyok a segítségükért és támogatásukért.

Szintén köszönöm a Varsói Műszaki Egyetemen dolgozó STAR kollaborációs csoport vezetőjének, Hanna Paulina Zbroszczyknak, hogy csoportja két doktorandusza, Diana Pawłowska és Paweł Szymański megismertetett Kincses Dánielt és engem a HBT mérések alapvető technikai eljárásának folyamatával a STAR kísérletnél.

Köszönettel tartozom Mike Lisanak is, az EPD csoport vezetőjének, hogy a hetente történő konferenciabeszélgetések során segített detektorszimulációs munkám továbbhaladásával.

Emellett természetesen szintén köszönettel tartozom szüleimnek és barátnőmnek, hogy támogatnak a kutatásom során.

Hivatkozások

- [1] S. Weinberg, *The First Three Minutes* (Basic Books, 1977).
- [2] PHENIX, K. Adcox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 022301 (2002), nucl-ex/0109003.
- [3] PHENIX Coll., A. Adare *et al.*, Phys.Rev.Lett. **109**, 122302 (2012), 1105.4126.
- [4] M. Csanád, Habilitációs dolgozat (2013).
- [5] PHENIX Coll., A. Adare *et al.*, Phys.Rev.Lett. **105**, 062301 (2010), 1003.5586.
- [6] PHENIX Coll., A. Adare *et al.*, Phys.Rev.Lett. **98**, 162301 (2007), nucl-ex/0608033.
- [7] PHENIX, A. Adare *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104**, 132301 (2010), 0804.4168.
- [8] Y. Aoki, Z. Fodor, S. D. Katz, and K. K. Szabo, Phys. Lett. **B643**, 46 (2006), hep-lat/0609068.
- [9] R. Hagedorn, Nuovo Cim. Suppl. **3**, 147 (1965).
- [10] http://people.physics.tamu.edu/sakuma/star/jets/c101218_misc/s0010_sketchup_001/images/rhic.pdf, 2014.
- [11] http://people.physics.tamu.edu/sakuma/star/jets/c101218_misc/s0010_sketchup_001/images/star_sectioncut_02.png, 2014.
- [12] M. Anderson *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 659 (2003), nucl-ex/0301015.
- [13] STAR, M. Beddo *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 725 (2003).
- [14] STAR, P. Shanmuganathan, PoS **CPOD2017**, 066 (2018).
- [15] D. Keane, Journal of Physics: Conference Series **878**, 012015 (2017).
- [16] Y. Aoki, G. Endrődi, Z. Fodor, S. D. Katz, and K. K. Szabó, Nature **443**, 675 (2006).
- [17] D. Tlusty, The RHIC Beam Energy Scan Phase II: Physics and Upgrades, in *13th Conference on the Intersections of Particle and Nuclear Physics (CIPANP 2018) Palm Springs, California, USA, May 29-June 3, 2018*, 2018, 1810.04767.
- [18] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Phil. Mag. **45**, 663 (1954).
- [19] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Nature **178**, 1046 (1956).
- [20] R. J. Glauber, Phys. Rev. Lett. **10**, 84 (1963).
- [21] R. J. Glauber, Rev. Mod. Phys. **78**, 1267 (2006).
- [22] R. J. Glauber, Nucl. Phys. **A774**, 3 (2006), nucl-th/0604021.
- [23] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W.-Y. Lee, and A. Pais, Phys.Rev. **120**, 300 (1960).
- [24] G. Goldhaber *et al.*, Phys. Rev. Lett. **3**, 181 (1959).
- [25] PHENIX Coll., S. S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 152302 (2004), nucl-ex/0401003.

- [26] PHENIX Coll., S. Afanasiev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 142301 (2009), 0903.4863.
- [27] A. N. Makhlin and Yu. M. Sinyukov, Z. Phys. **C39**, 69 (1988).
- [28] T. Csorgo and B. Lorstad, Phys. Rev. **C54**, 1390 (1996), hep-ph/9509213.
- [29] S. Pratt, T. Csörgő, and J. Zimányi, Phys. Rev. C **42**, 2646 (1990).
- [30] M. A. Lisa, S. Pratt, R. Soltz, and U. Wiedemann, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **55**, 357 (2005), nucl-ex/0505014.
- [31] U. A. Wiedemann and U. W. Heinz, Phys. Rept. **319**, 145 (1999), nucl-th/9901094.
- [32] T. Csorgo, Acta Phys. Hung. **A15**, 1 (2002), hep-ph/0001233.
- [33] S. Pratt, Phys. Rev. **D33**, 72 (1986).
- [34] G. Bertsch, M. Gong, and M. Tohyama, Phys. Rev. **C37**, 1896 (1988).
- [35] STAR, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. **C71**, 044906 (2005), nucl-ex/0411036.
- [36] PHENIX Coll., S. Afanasiev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 232301 (2008), 0712.4372.
- [37] J. Bolz *et al.*, Phys. Rev. **D47**, 3860 (1993).
- [38] Csörgő, T. and Lörstad, B. and Zimányi, J., Z. Phys. **C71**, 491 (1996), hep-ph/9411307.
- [39] J. I. Kapusta, D. Kharzeev, and L. D. McLerran, Phys. Rev. **D53**, 5028 (1996).
- [40] S. E. Vance, T. Csörgő, and D. Kharzeev, Phys. Rev. Lett. **81**, 2205 (1998).
- [41] Csörgő, T. and Vértesi, R. and Sziklai, J., Phys. Rev. Lett. **105**, 182301 (2010).
- [42] R. Vértesi, T. Csörgő, and J. Sziklai, Phys. Rev. C **83**, 054903 (2011).
- [43] R. M. Weiner, Phys. Rept. **327**, 249 (2000), hep-ph/9904389.
- [44] PHENIX, A. Adare *et al.*, Phys. Rev. **C97**, 064911 (2018), 1709.05649.
- [45] T. Csörgő, S. Hegyi, and W. A. Zajc, Eur. Phys. J. **C36**, 67 (2004), nucl-th/0310042.
- [46] R. Metzler, E. Barkai, and J. Klafter, Phys. Rev. Lett. **82**, 3563 (1999).
- [47] T. Csörgő, PoS **HIGH-PTLHC08**, 027 (2008), 0903.0669.
- [48] T. Bhattacharya *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 082001 (2014), 1402.5175.
- [49] R. A. Soltz *et al.*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **65**, 379 (2015), 1502.02296.
- [50] S. El-Showk *et al.*, J. Stat. Phys. **157**, 869 (2014), 1403.4545.
- [51] H. Rieger, Phys. Rev. B **52**, 6659 (1995).
- [52] A. M. Halasz *et al.*, Phys. Rev. **D58**, 096007 (1998), hep-ph/9804290.

- [53] M. A. Stephanov, K. Rajagopal, and E. V. Shuryak, Phys. Rev. Lett. **81**, 4816 (1998).
- [54] D. Kincses, MSc diplomamunka (2017).
- [55] Yu. Sinyukov *et al.*, Phys. Lett. **B432**, 248 (1998).
- [56] L.D.Landau, *Elméleti fizika III.* (TypoTex, Budapest, 2010).
- [57] E. O. Alt, T. Csörgő, B. Lörstad, and J. Schmidt-Sorensen, Phys. Lett. **B458**, 407 (1999), hep-ph/9812474.
- [58] STAR Collaboration, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. C **71**, 044906 (2005).
- [59] F. James and M. Roos, Computer Physics Communications **10**, 343 (1975).
- [60] STAR, L. Adamczyk *et al.*, Phys. Rev. **C92**, 014904 (2015), 1403.4972.
- [61] https://indico.cern.ch/event/555216/contributions/2414513/attachments/1392567/2123712/csanad_wwnd2017.pdf, 2017.
- [62] T. Csorgo, S. Hegyi, T. Novak, and W. A. Zajc, AIP Conf. Proc. **828**, 525 (2006), nucl-th/0512060.

Nyilatkozat

Név: Pintér Roland László

ELTE Természettudományi Kar, szak: Fizika BSc.

NEPTUN azonosító: OMTP7Y

Szakdolgozat címe: Kétrészecske Bose–Einstein-korrelációs függvények vizsgálata a STAR kísérletben

A **szakdolgozat** szerzőjeként fegyelmi felelősségem tudatában kijelentem, hogy a dolgozatom önálló munkám eredménye, saját szellemi termékem, abban a hivatkozások és idézések standard szabályait következetesen alkalmaztam, mások által írt részeket a megfelelő idézés nélkül nem használtam fel.

Budapest, 2019. május 24.

Pintér Roland László

a hallgató aláírása