

EÖTVÖS LORÁND TUDOMÁNYEGYETEM
TERMÉSZETTUDOMÁNYI KAR

ORSZÁGOS TUDOMÁNYOS DIÁKKÖRI KONFERENCIA

Kaon és pion kétrészecske forrásfüggvény vizsgálata az EPOS modellel

Kovács László
Fizikus Msc. II.

Témavezetők:
Csanád Máté
Kincses Dániel

ELTE TTK Atomfizikai Tanszék



ELTE

2025. január 6.

Kivonat

Az elemi részecskék, a kvarkok, valamint az ezek között fellépő erős kölcsönhatást közvetítő gluonok, az ősrobbanást követő néhány milliomod másodpercben még nem voltak hadronokba zárva. Az anyag ezen állapotát kvark-gluon plazmának (QGP) nevezzük. A QGP földi előállításához hatalmas nyomásra és hőmérsékletre van szükségünk. Ezt részecskegyorsítók segítségével érhetjük el, ahol az ultrarelativisztikus sebességekre gyorsított nehézionok az ütközést követően megolvadnak. A plazma kifagyásakor a kvarkok újra hadronokká fagynak ki, amelyek különböző tulajdonságait az ütközés helye köré helyezett detektorral tudjuk megmérni.

A részecskekeeltés fázistérbeli valószínűségeinek (azaz a hadronkeletkezés forrásfüggvényének) tulajdonságaira a Bose–Einstein impulzuskorrelációs függvények mérésével tudunk következtetni. Kis statisztikájú méréseknél ez a korreláció Gauss-eloszlásból számolt függvényalakokkal is jól közelíthető volt. Azonban nagy mennyiségű adat rendelkezésre állása esetén megjelenik az igény a pontosabb közelítésekre. Ezért ma már Lévy-eloszlású forrásfüggvényt teszünk fel, amely a Gauss-eloszlás általánosítása, és eggyel több paraméterrel rendelkezik. Emellett fizikai megfontolások is indokolják a Lévy-eloszlás feltételezését. Ilyen például az anomális difúzióknak nevezett jelenség, amely a részecskék mozgását jellemzi, és hatással van a korrelációs függvény alakjára. A Lévy-alak feltételezése már több mérésben sikeresnek bizonyult. Kísérleti eszközökkel csak közvetett módon tudjuk vizsgálni a forrásfüggvényt, azonban szimulációs módszerek is a rendelkezésünkre állnak. Ezen fenomenológiai modellek lehetővé teszik a részecskekeeltés térbeli eloszlásának közvetlen vizsgálatát. Jelen dolgozatban egy Monte Carlo módszeren alapuló eseménygenerátor, az EPOS segítségével vizsgálom pionok és kaonok forrásfüggvényeit. Az eredmények összehasonlításának segítségével választ kaphatunk arra, hogy mi okozza a Gauss-alaktól való eltérést.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	3
1.1. Részecskegyorsítókkal a kvark-gluon plazma nyomában	3
1.2. Mérföldkövek a kvark-gluon plazma kutatásban	3
1.2.1. A magmódosulási faktor	3
1.2.2. A tökéletes folyadék	5
1.2.3. Kvark szabadsági fokok	5
1.3. Femtoszkópia	7
1.3.1. Bose–Einstein korrelációk	7
1.3.2. A kétrészecske forrásfüggvény	8
1.3.3. Lévy-típusú korrelációk	8
2. EPOS modell	11
2.1. Kezdeti állapot	11
2.2. Mag-korona felosztás	12
2.3. Hidrodinamikai evolúció	12
2.4. Hadronizáció	13
2.5. Hadronikus szóródás	13
3. A kétrészecske forrás vizsgálata az EPOS modellben	13
3.1. Az analízis részletei	14
3.2. A térbeli változó	14
3.3. A koordináta-rendszer	15
3.4. A kétrészecske korrelációs függvény mérése	16
3.5. A kétrészecske korrelációs függvény illesztése	18
4. Eredmények	20
4.1. Pion és kaon eredmények összehasonlítása	20
4.2. 1D és 3D analízis összehasonlítása	23
4.3. Fenomenológiai és kísérleti eredmények összehasonlítása	24
5. Összefoglalás	25
6. Köszönetnyilvánítás	26

1. Bevezetés

1.1. Részecskegyorsítókkal a kvark-gluon plazma nyomában

Ha arra a kérdésre szeretnénk választ kapni, hogy milyen volt az univerzum az Ősrobbanás utáni mikromásodpercekben, akkor az ott uralkodó állapotokat kell előállítanunk a laborban. Abban az időszakban akkora volt a nyomás és a hőmérséklet, hogy a kvarkok és a gluonok még nem voltak hadronokba zárva [1]. Ezt az állapotot nevezzük kvark-gluon plazmának (QGP). Azonban a Világegyetem gyors tágulása az anyag lehűlését okozta, amelynek hatására a kvarkok hadronokba rendeződtek, így új részecskék alakulhattak ki.

A QGP földi előállítása a részecskegyorsítóknak történik, ilyen például a RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) és az LHC (Large Hadron Collider). Ez utóbbiban az elérhető maximális nukleononkénti tömegközépponti ütközési energia 7 TeV, amelynek köszönhetően az LHC jelenleg a világ legnagyobb energiájú gyorsítója. Eddigi egyik legjelentősebb eredménye a Higgs-bozon megtalálása volt, amely megerősítette a részecskefizika standard modelljét.

A QGP előállítása úgy történik, hogy az atommagokat ultrarelativisztikus sebességre gyorsítják, majd az ütközés során létrejövő hatalmas energiasűrűség hatására a kvarkok kilépnek a hadronokból. A plazma robbanásszerűen tágulni kezd, majd 10^{-22} másodperc alatt kifagy, így közvetlenül magát a QGP-t nem tudjuk megfigyelni. Azonban a kifagyáskor keletkező részecskéket az ütközési pont köré elhelyezett detektorok segítségével észlelhetjük. Ilyenkor a részecskék töltését, energiáját és impulzusát mérjük. Ezen adatok ismeretében következtethetünk a plazma tulajdonságaira.

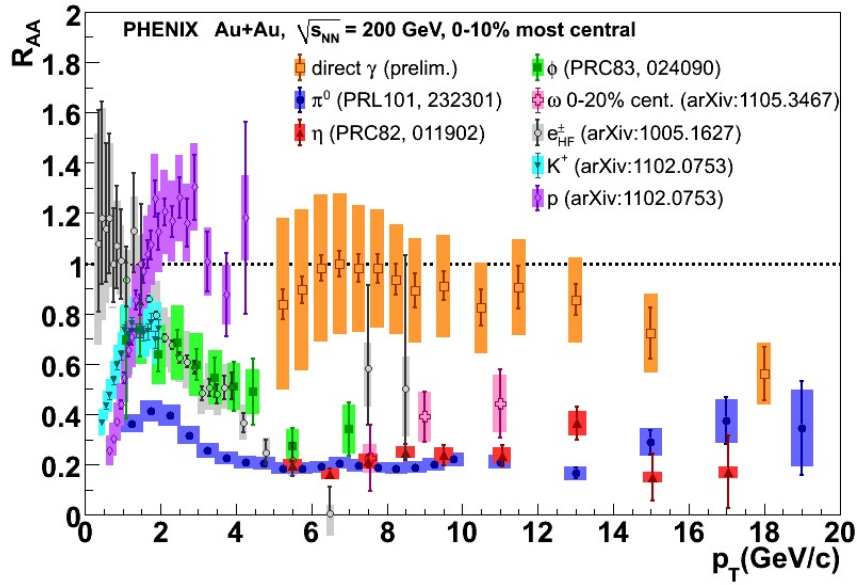
A kísérleti vizsgálatok mellett szimulálhatjuk is az ütközéseket. Ennek előnye, hogy olyan mennyiségeket mérhetünk meg közvetlenül, amelyekre kísérleti módszerekkel nincs lehetőség. Egy ilyen eseménygenerátor például az EPOS, amelyet jelen dolgozatban is fogok használni.

1.2. Mérföldkövek a kvark-gluon plazma kutatásban

1.2.1. A magmódosulási faktor

A többnukleonos atommagok ütközése során keletkező átlagos részecskeszám összevethető a nukleon-nukleon (kísérletekben proton-proton) ütközésekben keletkező részecskék átlagos számával:

$$\langle \text{atommagütközés részecskeszáma} \rangle \leftrightarrow \langle \text{bináris ütközések száma} \rangle \times \langle \text{p+p részecskeszám} \rangle. \quad (1)$$



1. ábra. A PHENIX kísérletnél mért mag-módosulási faktor p_T függése különböző részecskék esetén.

Ha egy atommag ütközés sok bináris ütközések összegeként értelmezhető, akkor a fenti két mennyiség megegyezik. Ennek vizsgálatához vezessük be az R_{AA} arányszámot, vagyis a magmódosulási faktort:

$$R_{AA} = \frac{\langle \text{atommagütközés részecskeszáma} \rangle}{\langle \text{bináris ütközések száma} \rangle \times \langle \text{p+p részecskeszám} \rangle}. \quad (2)$$

Adott centralitású¹ ütközéseket vizsgálva a fenti arányszámra 1 körüli értéket várnánk. Fotonok esetén ez az érték valóban 1 körülinek adódott [2]. Az erősen kölcsönható részecskénél a kísérletekben azonban 1-nél kisebb arányszámot mértek [3], ahogy ez az 1. ábrán is látható. Erre a jelenségre a magyarázat a következő. Az ütközés során egy olyan anyag keletkezik, amely az erős kölcsönhatás révén lefékezi a kb. 10 fm nagyságú utat megtevő, színtöltéssel rendelkező részecskéket. Ezt úgy tudták igazolni, hogy deuteron-arany ütközésekben mérték meg R_{AA} értékét. A létrejövő közeg kis mérete miatt ez az elnyomás a vártaknál megfelelően kisebb mértékű volt [4]. További kísérletekből az is kiderült, hogy az ütközési energia csökkenésével a jelenség eltűnik [5]. Ezért a jövőre nézve egy fontos cél azon energia megtalálása, amin R_{AA} értéke még éppen kisebb mint 1, tehát keletkezik új típusú anyag.

¹A centralitás az ütközés „központosságát” jellemzi. A legcentrálisabb eseményeket a 0% jelöli, míg a periférikus események 100%-osak. Tehát, ha például egy esemény centralitása 20%-os, az azt jelenti, hogy az összes esemény 20%-a volt centrálisabb az adott ütközésnél.

1.2.2. A tökéletes folyadék

A QGP létezésének bizonyítása után annak tulajdonságainak meghatározása következett. Az első megválaszolandó kérdés, hogy vajon folyadék, vagy inkább gázként viselkedik. Ha egy ütközés nem teljesen centrális, akkor a két atommag átfedő része ellipszoid alakú, ahogy ezt a 2. ábra is szemlélteti. Azt kell megvizsgálni tehát, hogy a keletkező hadronok impulzuseloszlásában is megjelenik-e ez a szimmetria a nyalábra merőleges (transzverz) síkban. Ehhez írjuk fel a részecskék impulzuseloszlásának Fourier-sorát ebben a síkban:

$$N(p_t, \phi) = N(p_t)[1 + 2 \sum v_n(p_t) \cos(n\phi)], \quad (3)$$

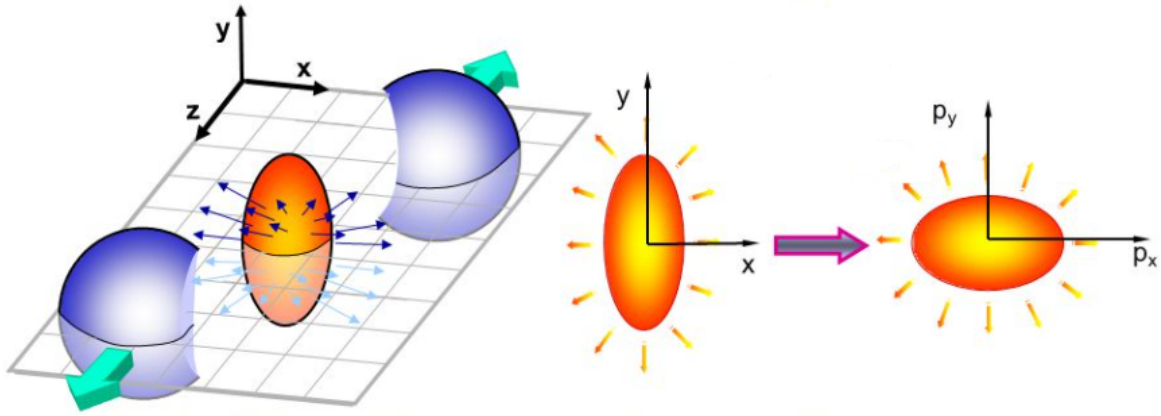
ahol p_t jelöli a transzverz síkbeli impulzus értékét, ϕ pedig az azimut szöget. Az $x - z$ és az $y - z$ síkra² való tükrözési szimmetria miatt a páratlan n -hez tartozó, valamint a szinuszos tagok eltűnnek. Az első nem nulla együtthatót v_2 jelöli, amelyet elliptikus folyásnak nevezünk, és a gömbszimmetriától való eltérést jellemzi. Gáz-jellegű halmazállapot esetén a részecskék szabad úthossza nagy, nincs köztük gyakori kölcsönhatás, ekkor az elliptikus aszimmetria, vagyis v_2 értéke kicsi lesz. Azonban, ha a halmazállapot inkább folyadékra hasonlít, akkor a kölcsönhatás erős, a szabad úthossz kicsi, tehát a kezdeti állapot térbeli aszimmetriája a végállapotban impulzus-aszimmetriaként jelenik meg. A nyomásgradiens az $x - z$ síkban nagyobb, mint arra merőlegesen, ezért, ha az anyag folyadékként viselkedik, akkor ebben a síkban nagyobb tágulás várható, ahogy a 2. ábra is szemlélteti. Kísérletek kimutatták, hogy valóban megjelenik ez az aszimmetria [6]. Nehéz kvarkok R_{AA} és v_2 értékeiből számíthatjuk a diffúziós együtthatót, amely termodinamikai relációkkal kapcsolható a kinematikai viszkozitáshoz, amely alatt a nyírási viszkozitás és az entrópiasűrűség hányadosát értjük. Ennek értéke nagyon kicsire adódott [7], így a QGP-t tökéletes folyadéknak tekinthetjük.

1.2.3. Kvark szabadsági fokok

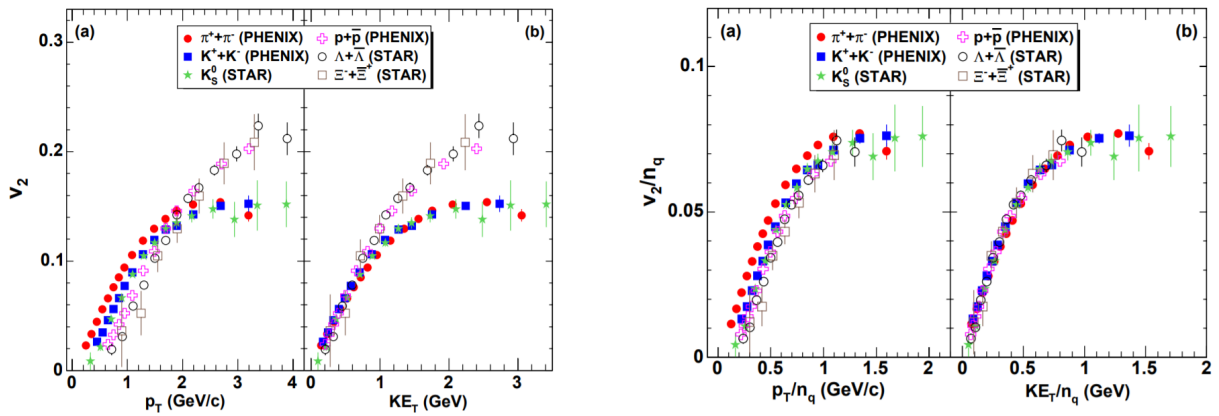
A v_2 együtthatót a transzverz impulzus (p_t) függvényében ábrázolva az látszik, hogy mezonok és barionok esetén a két görbe eltér egymástól (3. ábra bal oldala). Ha azonban az elliptikus folyás kinetikus energia függését vizsgáljuk úgy, hogy az értékeket leosztjuk a kvarkok számával, akkor ahogy a 3. ábra jobb oldalán is látjuk, a pontok egybe fognak esni. Tehát ebből az következik, hogy a kifagyás előtt a kvarkok hordozzák a szabadsági fokokat.

Összefoglalásképpen, a QGP tehát egy erősen kölcsönható anyag, szinte tökéletes folyadéknak tekinthető, amelyben a szabadsági fokokat a kvarkok hordozzák.

²A z tengely a nyalábbal párhuzamos irányú, az $x - y$ sík pedig a nyalábra merőleges. A tengelyek iránya a 2. ábráról leolvasható.



2. ábra. Bal oldalt egy periférikus ütközés látható, ahol a két atommag által átfedett közeg ellipszoid alakú. Az esemény síkban kialakuló nagyobb nyomásgradiens nagyobb tágulást fog eredményezni, így a részecskék impulzuseloszlásában is kialakul aszimmetria, amit a jobb oldali ábra szemléltet.



3. ábra. A bal oldali ábrán láthatóak v_2 értékei a transzverz impulzus, valamint a transzverz kinetikus energia függvényében. Itt a pontok még nem esnek egy görbére, azonban ha a jobb oldali ábra szerint skálázzuk ezeket az értékeket a kvarkok számával, akkor már egy görbére kerülnek. [8]

1.3. Femtoszkópia

A kvark-gluon plazma tér-idő szerkezetének vizsgálata során leggyakrabban alkalmazott módszert femtoszkópiának nevezzük, amely a nagyenergiás nehézion-fizika femtométer nagyságrendű objektumok megfigyelésével foglalkozó tudományága. Alapja a részecske-párok impulzuskorrelációinak vizsgálata. Érdekes azonban megjegyezni, hogy kialakulása előtt, már a csillagászatban is használtak egy hasonló fizikai jelenségen alapuló módszert. R. Hanbury Brown, brit csillagász, távoli csillagokból érkező jelek intenzitását vizsgálta két rádiótávcsővel [9], amelyek által észlelt jelek között intenzitáskorrelációt fedezett fel. Ezen korrelációk segítségével képes volt erős rádiófrekvenciás források átmérőjét meghatározni. Ezek után, R.Q. Twiss matematikus-csillagással azzal a kérdésre keresték a választ, hogy vajon látható fénnel is működik-e a módszer. A laborban elvégzett kísérletek során azt tapasztalták, hogy fény esetén is fellép a korreláció. Ezért ezt a jelenséget, a felfedezőik után elnevezve, HBT-jelenségnek hívjuk.

Tőlük függetlenül, G. Goldhaber proton-antiproton nagyenergiás ütközésekben ρ mezonokat keresett, ahol az azonos töltésű pionok között intenzitáskorrelációkat figyelt meg. Ezen korrelációkra G. Goldhaber, S. Goldhaber, W-Y Lee és A. Pais talált magyarázatot, amely az azonos pionok hullámfüggvényének Bose–Einstein szimmetrizációjára épül. A HBT-effektushoz hasonlóan tehát a mag- és részecskefizikában is fellép egy korreláció, amelyet kvantumstatisztikus korrelációnak szokás nevezni.

1.3.1. Bose–Einstein korrelációk

Azonos bozonok Bose–Einstein korrelációjának általános alakja az alábbiak szerint írható fel:

$$C_2(p_1, p_2) = \frac{N_2(p_1, p_2)}{N_1(p_1)N_1(p_2)}, \quad (4)$$

ahol p_1 és p_2 jelöli a részecskék négyesimpulzusait, $N_1(p_1)$ és $N_1(p_2)$ az egyrészecske invariáns impulzus eloszlások p_1 és p_2 impulzusoknál vett értéke, valamint $N_2(p_1, p_2)$ jelenti a kétrészecske invariáns impulzus eloszlását szintén a p_1 és p_2 impulzusoknál vett értékén. Írjuk fel az egyes eloszlások alakját a Yano–Koonin formula segítségével:

$$N_1(p_1) = \int S(x, p) |\Psi_p(x)|^2 d^4x, \quad (5)$$

$$N_2(p_1, p_2) = \int S(x_1, p_1) S(x_2, p_2) |\Psi_{p_1, p_2}(x_1, x_2)|^2 d^4x_1 d^4x_2, \quad (6)$$

ahol Ψ_p az egyrészecske-hullámfüggvény, míg $\Psi_{p_1, p_2}(x_1, x_2)$ a szimmetrizált kétrészecske-hullámfüggvény, $S(x, p)$ jelöli a forrásfüggvényt, vagyis a részecskekeeltés fázistérbeli valószínűségeit.

Vezessük be az alábbi változókat:

$$q = p_1 - p_2 = (q_0, \mathbf{q}), \quad (7)$$

$$K = \frac{1}{2}(p_1 + p_2) = (K_0, \mathbf{K}), \quad (8)$$

ahol q a két részecske négyesimpulzusának különbsége, és K jelöli a pár átlagos négyesimpulzusát. Ha elhanyagoljuk a végállapoti kölcsönhatásokat, az alábbi összefüggésre jutunk:

$$C_2(q, K) \approx 1 + \frac{|\tilde{S}(q, K)|^2}{|\tilde{S}(0, K)|^2}, \quad (9)$$

ahol $\tilde{S}(q, p) = \int S(x, p) e^{iqx} d^4x$. Tehát azt kaptuk, hogy a korrelációs függvény megmérésevel információ nyerhető az egyrészecske forrásfüggvényről.

1.3.2. A kétrészecske forrásfüggvény

Ahhoz, hogy még egyszerűbb alakra jussunk, írjuk fel a kétrészecske forrásfüggvényt:

$$D(r, K) = \int S\left(\rho + \frac{r}{2}, K\right) S\left(\rho - \frac{r}{2}, K\right) d^4\rho, \quad (10)$$

ahol $r = x_1 - x_2$, a pár négyestávolsága, valamint $\rho = (x_1 + x_2)/2$, a pár átlagos téridővektora. Ezután a (9) egyenletet a következő alakban írhatjuk fel:

$$C_2(q, K) \approx 1 + \frac{\tilde{D}(q, K)}{\tilde{D}(0, K)}, \text{ ahol,} \quad (11)$$

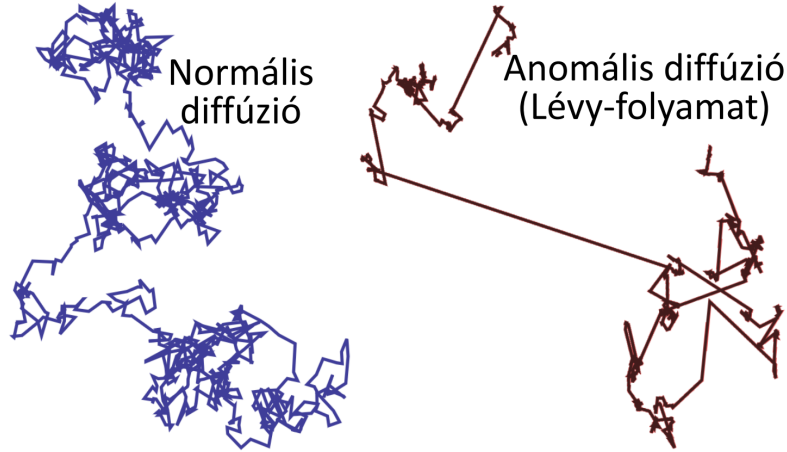
$$\tilde{D}(q, K) = \int D(r, K) e^{iqr} d^4r. \quad (12)$$

A (11) egyenlet azt jelenti, hogy a Bose–Einstein korrelációs függvény közvetlen kapcsolatban áll a $D(r, K)$ kétrészecske forrásfüggvénnyel. Ezt a kapcsolatot kihasználva, a kísérletekben mért impulzuskorrelációs függvények segítségével rekonstruálható a kétrészecske forrás alakja.

1.3.3. Lévy-típusú korrelációk

Korábbi mérésekben, kis statisztikájú adatszetten dolgozva, az egyrészecske forrásfüggvényt Gauss-eloszlással közelítették, tehát

$$S(x, p) \propto e^{-\frac{x^2}{2R^2(p)}}, \quad (13)$$



4. ábra. Bal oldalt a normális, míg jobb oldalt az anomális diffúzió illusztrációja látható. Normális diffúzió esetén az elemi lépések szórása véges, míg anomális diffúziónál ez a szórás végtelen [31].

ahol $R(p)$ a forrás impulzusfüggő homogenitási hossza, vagyis annak a területnek a mérete, ahol a p impulzusú részecskék keletkeznek.

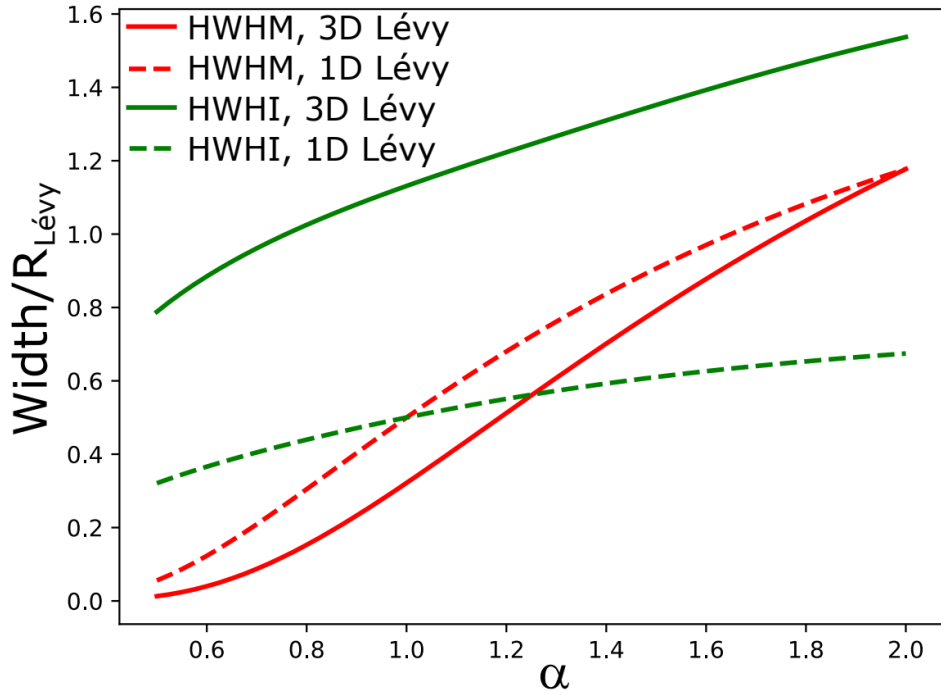
Azonban arany-arany ütközésekben, pionok esetén azt tapasztalták, hogy a forrás egy hatványszerű lecsengéssel rendelkezik, és az alakja Lévy-stabil eloszlással leírható [39, 10]. Elsődleges (preliminary) eredmények már kaonokra is rendelkezésünkre állnak, ahol szintén Lévy-alakot figyeltek meg [16]. A Gausstól való eltérésre több lehetséges magyarázat található. Ilyen például a jetek fragmentációjának fraktálszerkezete [11], a QCD kritikus pontjának közelsége [12], az anomális diffúzió [10, 14, 15], vagy pedig az eseményátlagolás. Jelen dolgozatban az anomális diffúzióra fogok fókuszálni.

Rengeteg kísérleti mérésben [39, 49, 50] a Lévy-alakú forrás feltételezése sikeresnek bizonyult, ami megannyi nyitott kérdést hagyott maga után. Ahhoz, hogy ezekre a kérdésekre válaszolni tudjunk, fenomenológiai vizsgálatokat is kell végeznünk. Jelen dolgozat motivációja, hogy ezen kísérleti eredményeket jobban megértsük.

Normális diffúzió során a részecskék egy egyenletesen kitöltött térrészen haladnak át, ilyenkor az átlagos szabad úthossz állandó, amelynek szórása véges. A centrális határeloszlás tétel alapján ebben az esetben arra számítunk, hogy a forrásfüggvény Gauss alakú. Azonban gyorsan táguló rendszerekben (mint például nehézion ütközésekben), ahol ezen elemi lépések eloszlása nem feltétlenül véges, a vizsgált részecskék anomális diffúziója Lévy-stabil eloszlásra vezethet [10] (hatványszerű lecsengéssel). A normális és anomális diffúziót a 4. ábra szemlélteti.

A Lévy-eloszlás a Gauss-eloszlás egy általánosított alakja, amely az alábbi összefüggéssel írható le:

$$\mathcal{L}(\alpha, R, \mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3\xi e^{i\xi\mathbf{x}} e^{-\frac{1}{2}|\xi R|^\alpha}, \quad (14)$$



5. ábra. Különböző szélességi értékek az $R_{\text{Lévy}}$ paraméterrel skálázva az α értékének függvényében: HWHM (half width at half maximum) jelenti a szélesség felét az eloszlás maximális értékének felénél (piros szín), HWHI (half width at half integral) pedig a szélesség fele az eloszlás integráljának a felénél. Az 1 dimenziós (1D) forrás szaggatott, míg a 3 dimenziós (3D) forrás folytonos vonallal van jelölve. [44].

ahol R a Lévy-skálaparaméter, α a Lévy-stabilitási index, ξ pedig egy háromdimenziós integrálási változó. A Gauss-eloszláshoz képest egy extra szabad paraméterrel (α) rendelkezik. Amikor $\alpha = 2$, visszakapjuk a Gauss-eloszlást, $\alpha = 1$ esetén pedig a Cauchy-eloszlást. Ha $\alpha < 2$, hatványszerű lecsengés adódik.

Az R paraméter a térbeli forrás méretskáláját (homogenitási hosszát) jellemzi. Gauss eloszlás esetén R_{Gauss} a szórással egyenlő [42, 43]. Ha a forrásunk nem Gauss alakú, vagyis $\alpha < 2$, akkor a szórása végtelen, tehát $R_{\text{Lévy}}$ jelentése nem ennyire egyértelmű. Ennek jobb megértéséhez vizsgáljuk meg a forrás szélességének felét a maximális érték felénél (half width at half maximum, HWHM). Ezen szélesség R_{Gauss} -szal kifejezve [44]:

$$\text{HWHM} = \sqrt{2 \log 2} \cdot R_{\text{Gauss}} \approx 1,177 \cdot R_{\text{Gauss}}. \quad (15)$$

Ezen szélességet azonban $\alpha < 2$ esetén is ki tudjuk fejezni $R_{\text{Lévy}}$ és egy konstans szorzó segítségével. Ezen szorzó és az α paraméter közötti összefüggés az 5. ábrán [44] látható.

Érdemes még megjegyezni, hogy ahogy a (10) egyenletből is látszik, a kétrészecske korrelációs függvény az egyrészecske forrásfüggvény autokorrelációja. Két azonos indexű

Lévy-eloszlás autokorrelációja pedig ugyanolyan indexű Lévy-eloszlás, így:

$$S(\mathbf{x}) = \mathcal{L}(\alpha, R, \mathbf{x}) \rightarrow D(\mathbf{x}) = \mathcal{L}(\alpha, 2^{\frac{1}{\alpha}} R, \mathbf{x}). \quad (16)$$

2. EPOS modell

Az EPOS (***E**nergy conserving quantum mechanical multiple scattering approach, based on **P**artons, **O**ff-shell remnants, and **S**aturation of parton ladders*) egy Monte Carlo módszeren alapuló fenomenológiai modell [17]. Lehetővé teszi a proton-proton, valamint komplex rendszerek, a nehézion ütközések vizsgálatát is. A modell leírást ad az anyag tér-időbeli evolúciójáról, mind az elemi folyamatok (például elektron-pozitron annihiláció vagy lepton-nukleon szórás), és mind az összetettebb, atommagok közötti ütközések pontos tanulmányozásán alapul. Leírja a nulla barokémiai potenciálon ($\mu_B \approx 0$) lejátszódó folyamatokat RHIC és LHC energián különböző rendszerekre, például Au+Au, Pb+Pb vagy p+p.

Az időfejlődés különböző szakaszai:

1. kezdeti állapot (Parton Gribov-Regge elmélet alapján),
2. mag-korona felosztás,
3. hidrodinamikai evolúció,
4. hadronizáció,
5. hadronikus szóródás,
6. rezonancia bomlások.

Az alábbiakban ezeket a szakaszokat fogom részletesebben tárgyalni.

2.1. Kezdeti állapot

Az ultrarelativisztikus energiákon történő ütközések leírása szempontjából a modell legfontosabb feladata a kezdeti szakasz precíz leírása. Ez különösen fontos a parton-hadron fázisátalakulások megértésében. Az EPOS modellben a Gribov-Regge elmélet (GRT) és az eikonalizált parton modell egyesített változatát alkalmazzák az első, ütközés utáni kölcsönhatások kezelésére. Ez a közelítés kielégíti a megmaradási törvényeket, valamint a későbbi interakciók is az elsővel azonos módon vannak kezelve [18].

A hatáskeresztmetszetek számítása a QCD-alapú effektív térelmélet Feynman diagramjai alapján történik. A nukleonok adott számú alkotóelemre vannak bontva, amelyek

a beérkező impulzus egy bizonyos hányadát hordozzák. Azokat a nukleonokat „szemlélőnek” nevezzük, amelyek az atommagok ütközése során nem vesznek részt a kölcsönhatásokban. Ha egy nukleon nem szemlélő, akkor annak alkotóelemei lehetnek „résztvevők”, vagy „maradványok”. Előbbiek részt vesznek az elemi kölcsönhatásban, míg az utóbbiak nem.

A részecskekeletkezés a húr modellen alapul [20, 21]. Ebben a modellben a kvarkok közötti szín mező egy egydimenziós húrral van közelítve. A kvarkok távolságának növelésével a potenciális energia növekszik. Amikor a rendszer invariáns tömege elég nagy, akkor egy új kvark-antikvark pár keletkezése energetikailag kedvezőbb lesz, mint a húr további fesztítése.

2.2. Mag-korona felosztás

Nehézion és p-p ütközésekben jellemzően a hurok sűrűsége nagyon magas, ilyenkor ezek nem tudnak egymástól függetlenül felbomlani. Ennek figyelembevételére az EPOS-ban a hurok szegmensei két részre vannak elkülönítve, vagy a maghoz, vagy pedig a koronához tartoznak [17, 22, 23]. A szeparáció a hurok sűrűsége és a szegmens transzverz impulzusa alapján történik. A maghoz azok a szegmensek tartoznak, amelyek a nagy sűrűségű tartományban helyezkednek el, és a transzverz impulzusuk nem elég nagy ahhoz, hogy elhagyják az adott régiót. Ennek a résznek az időfejlődését a következő szakaszban ismertett hidrodinamikai evolúció írja le. Ha a szegmens a koronához tartozik, akkor az azt jelenti, hogy a transzverz impulzusa elegendően nagy, és képes elhagyni a sűrű tartományt, így egy jetben megjelenő hadronként lesz látható. Az is lehetséges, hogy a szegmens közel helyezkedik el a közeg sűrű részének felszínéhez, és impulzusa elég nagy ahhoz, hogy elhagyja azt; ebben az esetben szintén a koronához ad járulékot.

2.3. Hidrodinamikai evolúció

Több kutatásból kiderült már [24, 25, 26, 27], hogy a GQP nem ideális folyadékként tágul, és az anyag viszkozitását figyelembe kell venni a szimulációk során. Ezért az EPOS-ban egy 3+1 dimenziós viszkozus hidrodinamikai módszert alkalmaznak, amely a vHLL (*viscous relativistic Harten-Lax-van Leer-Einfeld*) nevet viseli. A modellben az egyes események külön vannak kezelve, tehát minden esemény kezdeti feltétele más és más. Ennek jelentős hatása van a szimuláció során mérendő mennyiségekre. A viszkozus hidrodinamika az X3F állapotegyenletet használja, amely kompatibilis a rács térelméleti QCD adatokkal [28]. Ez az állapotegyenlet csak $\mu_B = 0$ MeV esetén használható, amely korlátozza a QCD fázisdiagram leírását [17].

2.4. Hadronizáció

A hidrodinamikai evolúció közben a táguló közeg energiasűrűsége folyamatosan csökken, majd elérve egy bizonyos értéket ($0,57 \text{ GeV/fm}^3$), végbemegy a hadronizáció. Az EPOS a folyamatok leírására a Cooper-Frye formulát használja.

2.5. Hadronikus szóródás

Amikor a sűrűség nagyon nagy, és a részecskék szabad úthossza kicsi, akkor a hidrodinamikai leírás alkalmazható (tehát a QGP fejlődésének kezdeti fázisában). Ahogy hűl a rendszer, a sűrűség és a szabad úthossz csökken. Végül, amikor a különböző részecsketípusok szabad úthosszai már szignifikánsan eltérnek, a rendszer kollektív leírása már nem lesz alkalmazható. Ezért a szimuláció utolsó szakaszának leírásához az UrQMD-t (*Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics*) alkalmazzák [29, 30].

3. A kétrészecske forrás vizsgálata az EPOS modellben

Korábbi kutatásaim során kaonok korrelációs függvényeit mértem meg a PHENIX kísérletben, amelyek jelenleg előzetes („preliminary”) státuszúak [16]. Ezen eredményeimet összevetettem korábbi pion mérésekkel [39]. Ahhoz, hogy a mérések eredményeit mélyebben megértsük, és értelmezni tudjuk, új elméleti, fenomenológiai vizsgálatokat is kell végezni. Fontos megjegyezni, hogy a mostani TDK munkámnak a kísérleti analízis nem képezi a részét. A jelenlegi dolgozat épít a korábbi kísérleti munkámra, azonban a témája új fenomenológiai vizsgálatok végzése, és ezek összevetése a mérési eredményekkel.

Ahogy azt már az 1.3.3. fejezetben említettem, a forrás Lévy-alakját okozhatja például az anomális diffúziónak nevezett jelenség. Ha az anomális diffúziót főleg a részecskék egymáson való rugalmas szóródása okozza, akkor érdemes megmérni az α paramétert különböző részecskék esetén, és azok relációját megvizsgálni [32]. Minél kisebb egy részecske ütközési hatáskeresztmetszete, annál nagyobb a szabad úthossza, így a részecskét leíró forrás lecsengése lassabb lesz, ami kisebb Lévy-indexet jelent. Ebben a dolgozatban kaonokat és pionokat fogok vizsgálni. Mivel a kaonok hatáskeresztmetszete kisebb mint a pionoké, ezért az előbbi gondolatmenet alapján arra számítunk, hogy kaonok esetén kisebb α értéket fogunk kapni, mint pionoknál.

A dolgozatom célja ezen kérdéskör vizsgálata az EPOS modell által generált nagyenergiás atommag ütközésekben. Szintén fontos kérdés, hogy az egydimenziós analízis, vagyis a szögátlagolás hatással van-e a forrás alakjára. Ehhez az eredményeimet össze fogom vetni a [48] hivatkozásban ismertetett 3D-s analízissel.

3.1. Az analízis részletei

Az analízist Au+Au ütközéseken végeztem $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV energián. Az adatok az EPOS359-cel voltak generálva. Ezen az energián arany-arany ütközésekre kaonok és pionok esetén is vannak már kísérleti adatok [39, 16], így a szimulációs eredmények összevethetőek azokkal.

Magát a szimulációt nem én futtattam, a munkám során a rendelkezésemre álló EPOS adatfájlok feldolgozásával foglalkoztam. Ezek közül az általam felhasznált adatok:

- részecske típusa (kaon, pion),
- részecske töltése,
- ütközés centralitása,
- részecske származási helye (mag, korona),
- részecske négyesimpulzusa,
- a részecske keletkezésének helye és ideje.

Ezen adatok segítségével rekonstruálni tudtam a kétrészecske forrásfüggvényt.

3.2. A térbeli változó

Ahogy fentebb, a (10) és (11) egyenletben láthattuk, a kétrészecske forrásfüggvény és a korrelációs függvény r , q és K négyesvektoroktól függ. Azonban, amikor csak azonos tömegű részecskéket vizsgálunk (mint jelen analízis során), q és K Lorentz-szorzata nulla:

$$qK = (p_1 - p_2) \cdot \frac{1}{2}(p_1 + p_2) = \frac{1}{2}(p_1^2 - p_2^2) = \frac{1}{2}(m^2c^2 - m^2c^2) = 0, \quad (17)$$

tehát

$$qK = q_0K_0 - \mathbf{q}\mathbf{K} = 0. \quad (18)$$

A (18) egyenletet átalakítva kapjuk, hogy:

$$q_0 = \frac{\mathbf{q}\mathbf{K}}{K_0} = \mathbf{q}\boldsymbol{\beta}, \quad (19)$$

ahol $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{K}/K_0$, ami a pár sebessége. Tehát ebből látjuk, hogy a korrelációs függvény q helyett valójában csak $\mathbf{q}$ -tól függ. Tehát az r négyesvektor helyett áttérhetünk az alábbi háromdimenziós változóra [33, 34]:

$$r \rightarrow \boldsymbol{\rho} \equiv \mathbf{r} - \boldsymbol{\beta}t, \quad (20)$$

ahol $r = (t, \mathbf{r})$. A következőkben a kétrészecske forrásfüggvény 1 dimenziós változótól való függését fogom vizsgálni, vagyis a változó a $\boldsymbol{\rho}$ vektor abszolút értéke lesz, amit ρ -val fogok jelölni.

Ahogy a (10) egyenletben is láthattuk, a kétrészecske forrásfüggvény a térbeli változó mellett függ a részecskepár átlagos négyes impulzusától is. Hasonló energiájú részecskék esetén K nagyjából a tömeghéjon van ($p_1^2 = p_2^2 = m^2$), így a K függést is lecserélhetjük $\mathbf{K}$ -ra. Mivel a forrásfüggvény $\mathbf{K}$ értékeitől simábban függ mint ρ -tól, ezért érdemes a $D(\rho)$ eloszlásra illesztett paraméterek $\mathbf{K}$ -tól való függését vizsgálni. Erről részletesebben a 3.4. fejezetben fogok írni. Midrapiditáson³ vizsgálhatjuk a transzverz impulzustól (K_T), vagy transzverz tömegtől (m_T) való függést:

$$K_T = \sqrt{K_x^2 + K_y^2}, \quad (21)$$

$$m_T = \sqrt{m^2 + (K_T/c)^2}, \quad (22)$$

E dolgozatban a transzverz tömegtől való függést fogom vizsgálni.

3.3. A koordináta-rendszer

Célszerűnek tűnhet, ha a mérést a párral együtt mozgó koordináta-rendszerben (PCMS) végezzük. Ebben az esetben, minden egyes pár számára külön szükséges definiálni a használt koordináta-rendszert, ahol $\mathbf{K} = 0$, valamint azonos részecskék esetén $q_0 = 0$. Így azt kapjuk, hogy $|\mathbf{q}| = q_{\text{inv}} \equiv \sqrt{-g \cdot q}$, ahol q_{inv} a Lorentz-invariáns impulzuskülönbség. Azonban kísérletekben azt találták, hogy nehézion ütközések esetén a részecskekeltés nem gömbszimmetrikus ebben a rendszerben [35, 36, 37, 38]. Ezzel szemben, a párral longitudinálisan együtt mozgó rendszer (LCMS)⁴ jó választásnak bizonyult [39], ahol $K_{\text{long}} = 0$. Ezen a ponton érdemes bevezetni a Bertsch-Pratt koordinátákat [40, 41], ahol az „out” irány a pár átlagos transzverz impulzusának irányába mutat, a „long” a nyalábirányba, végül a „side” pedig merőleges az előző kettőre. Ebben a rendszerben a koordináták az alábbiak szerint alakulnak:

$$K_{\text{long}} = K_{\text{side}} = 0, \quad (23)$$

$$\mathbf{K} = (K_{\text{out}}, 0, 0), \quad (24)$$

$$\boldsymbol{\beta} = (K_{\text{out}}/K_0, 0, 0), \quad (25)$$

$$q_0 = q_{\text{out}}\beta_{\text{out}}. \quad (26)$$

³Amikor a rapiditás, vagyis $y \approx 0$, ahol $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$.

⁴LCMS-ben a pár átlagos impulzusa merőleges a nyalábirányra.

Tehát ρ komponensei LCMS-ben, a Bertsch-Pratt koordinátákkal kifejezve:

$$\rho_{\text{LCMS}}^{\text{out}} = r_x \cos \phi + r_y \sin \phi - \frac{K_T}{K_0^2 - K_z^2}(K_0 t - K_z r_z), \quad (27)$$

$$\rho_{\text{LCMS}}^{\text{side}} = -r_x \sin \phi + r_y \cos \phi, \quad (28)$$

$$\rho_{\text{LCMS}}^{\text{long}} = \frac{K_0 r_z - K_z t}{\sqrt{K_0^2 - K_z^2}}, \quad (29)$$

ahol $\cos \phi = K_x/K_T$, $\sin \phi = K_y/K_T$, valamint t jelöli az idő koordinátát.

3.4. A kétrészecske korrelációs függvény mérése

Ahogy már korábban említettem, az analízis során a kétrészecske korrelációs függvény 1 dimenziós ρ_{LCMS} változótól való függését vizsgálom, ahol

$$\rho_{\text{LCMS}} \equiv |\boldsymbol{\rho}_{\text{LCMS}}| = \sqrt{(\rho_{\text{LCMS}}^{\text{out}})^2 + (\rho_{\text{LCMS}}^{\text{side}})^2 + (\rho_{\text{LCMS}}^{\text{long}})^2}. \quad (30)$$

Az ρ_{LCMS} eloszlás mérésével a $D(\boldsymbol{\rho}_{\text{LCMS}})$ forrásfüggvény térszög integrálját kapjuk meg:

$$D(\rho_{\text{LCMS}})' = \int D(\boldsymbol{\rho}_{\text{LCMS}}) \rho_{\text{LCMS}}^2 d\Omega, \quad (31)$$

ahol $d\Omega$ a térszög. Ha $D(\boldsymbol{\rho}_{\text{LCMS}})$ gömbszimmetrikus, akkor az integrál behoz egy konstans 4π szorzót, valamint $D(\rho_{\text{LCMS}}, \Omega) = D(\rho_{\text{LCMS}})$. Tehát a 3 dimenziós $D(\boldsymbol{\rho}_{\text{LCMS}})$ forrásfüggvény 1 dimenziós vetülete az alábbi módon adódik:

$$D(\rho_{\text{LCMS}}) = \frac{D(\rho_{\text{LCMS}})'}{4\pi \rho_{\text{LCMS}}^2}. \quad (32)$$

A mérés során az alábbi vágásokat alkalmaztam:

- $0.15 \text{ GeV}/c < p_T < 1.0 \text{ GeV}/c$,
- $|\eta| < 1$,
- $|\mathbf{q}_{\text{LCMS}}| < K_T$,

ahol p_T jelöli a részecske transzverz impulzusát, $\eta = 0.5 \ln \left(\frac{\mathbf{p}+p_z}{\mathbf{p}-p_z} \right)$ a pszeudorapiditást, $|\mathbf{q}_{\text{LCMS}}|$ pedig a részecskepár tagjainak LCMS-beli hármassimpulzus különbségének abszolútértékét adja meg az alábbiak szerint:

$$|\mathbf{q}_{\text{LCMS}}| = \sqrt{(p_{1x} - p_{2x})^2 + (p_{1y} - p_{2y})^2 + q_{z,\text{LCMS}}^2}, \text{ ahol} \quad (33)$$

$$q_{z,\text{LCMS}}^2 = \frac{4(p_{1z}E_2 - p_{2z}E_1)^2}{(E_1 + E_2)^2 - (p_{1z} + p_{2z})^2}. \quad (34)$$

[GeV/c]	0-5%	5-10%	10-20%	20-30%
0,25-0,35	20	30	40	60
0,35-0,45	15	25	35	50
0,45-0,55	10	20	30	40
0,55-0,65	5	15	20	30
0,65-0,75	5	15	20	30

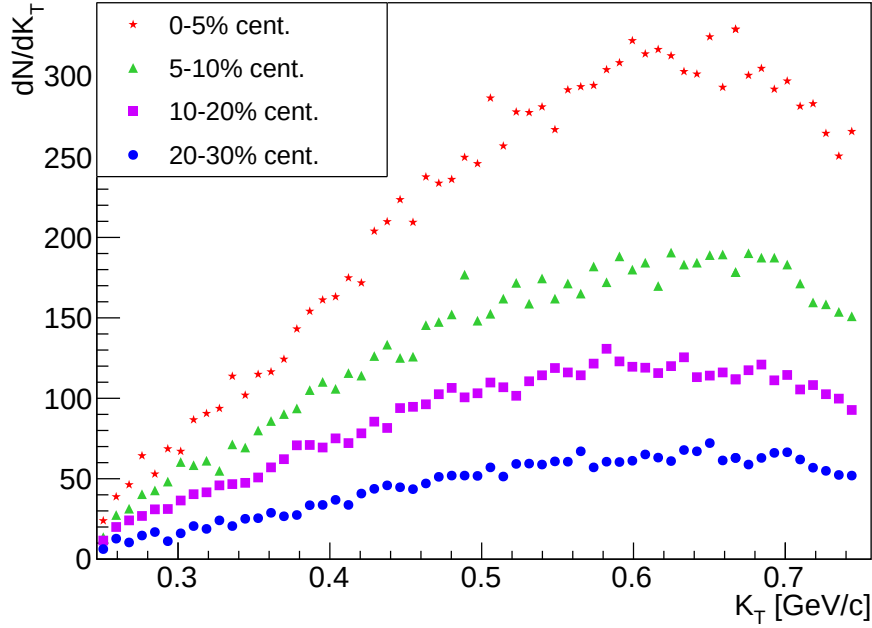
1. táblázat. Kaonok esetén a kedvezőtlen statisztika miatt szükséges volt több eseményhez tartozó $D(\rho_{\text{LCMS}})$ eloszlást összevonni. Az így összeadott események számát tartalmazza a táblázat. A sorok jelölik a K_T , az oszlopok pedig a centralitásosztályt.

Ezen vágások alkalmazásával a szimulációs mérések a kísérletekkel jobban összevethetőek lesznek, ugyanis kísérletekben is hasonló tartományokon végzik a vizsgálatokat.

A $D(\rho_{\text{LCMS}})$ eloszlásra illesztett függvények K_T (vagy m_T) függését úgy vizsgálhatjuk, hogy különböző K_T osztályokat hozunk létre, és adott osztályon belül mérjük meg ezen eloszlásokat. Kaonok esetén 5 db (0,25-0,65 GeV/c között), míg pionoknál 10 db osztály készült (0,175-0,675 GeV/c között). Utóbbi esetén a kedvezőbb statisztika miatt lehetséges volt több osztályt létrehozni. Ezen felül vizsgáltam a centralitás függést is. Mindkét részecsketípusnál ugyanolyan centralitásosztályokat hoztam létre: 0-10%, 10-20% és 20-30%. Az eloszlások méréséhez csak azonos töltésű részecskéket állítottam párba, ezeket azonban ugyanabba a hisztogramba töltöttem bele, tehát a pozitív-pozitív és negatív-negatív párokból nem készítettem külön-külön eloszlást.

Pionok esetén elegendő számú pár keletkezett ahhoz, hogy statisztikailag elfogadható $D(\rho_{\text{LCMS}})$ eloszlást tudjunk létrehozni. Már korábbi EPOS modellel végzett szimulációkban is kiderült, hogy pionok esetén lehet eseményenkénti vizsgálatokat végezni [51, 52].

Kaonoknál más volt a helyzet, ott az alacsony számú kaonpárok miatt meghatározott számú eseményt össze kellett vonni. Az összeadott események számát úgy határoztam meg, hogy a $D(\rho_{\text{LCMS}})$ eloszlásban elegendő számú adatpont szerepeljen az illesztéshez. Ehhez a 6. ábrán látható K_T eloszlást vettem alapul, amelynek segítségével megállapítható volt, hogy mely centralitás és K_T osztályban szükséges több, illetve kevesebb eseményt összeadni. Az eloszlás alapján megállapítható, hogy a nagyobb centralitású ütközésekben kevesebb részecskepár keletkezik, így a centralitás növekedésével egyre több eseményt szükséges összevonni. Szintén látható, hogy a K_T növelésével közelítőleg nő a részecskepárok száma, így az átlagos transzverz impulzus növekedésével elegendő kevesebb eseményt összeadni. Ezen megfontolásokat tükrözi az összevont események számát tartalmazó 1. táblázat, ahol a sorok jelölik a K_T , az oszlopok pedig a centralitásosztályt. Az analízis elején még 4 centralitásosztályt alkalmaztam, ahogy ez az előbb említett táblázatban és ábrán is látszik, a későbbiekben azonban a 0-5% és 5-10% centralitáshoz tartozó osztályokat összevontam.

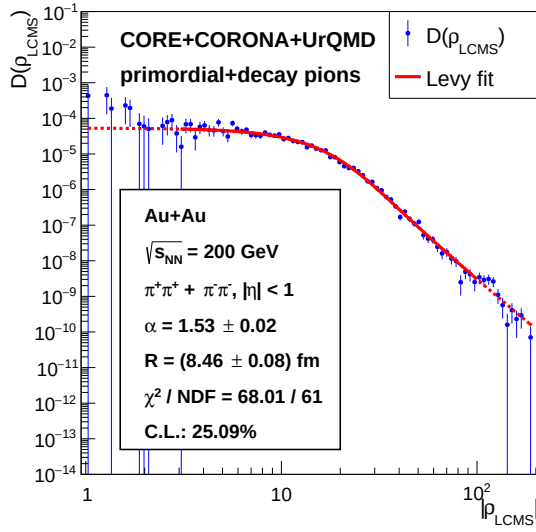


6. ábra. A kaonpárok átlagos transzverz impulzusának eloszlása különböző centralitásosztályok esetén (egy eseményre átlagolva).

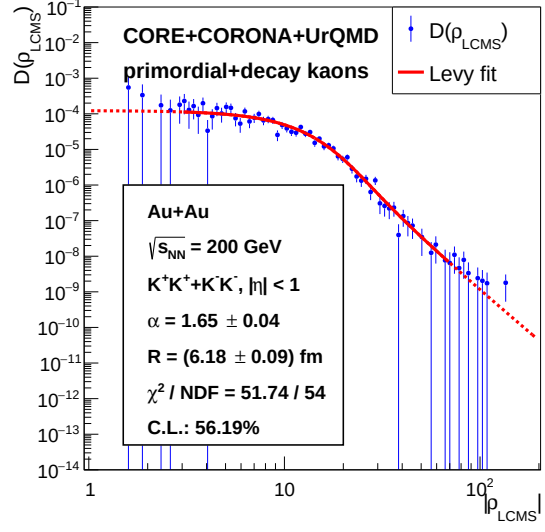
3.5. A kétrészecske korrelációs függvény illesztése

A $D(\rho_{\text{LCMS}})$ eloszláshoz logaritmikus binezést alkalmaztam. Egyrészt azért, mert ilyenkor a 0-10 fm és 10-100 fm közötti szakaszban ugyanannyi bin szerepel, így az utóbbi nincs felülreprezentálva. A másik oka, hogy az eloszlást log-log skálán szokás ábrázolni, tehát ezen az ábrán a logaritmikus binezés egyenletesnek látszik. Erre láthatunk példát (normálva) a 7a. és 7b. ábrákon. A szélső tartományok nagy hibája arra utal, hogy azokban a binekben csak egy beütés szerepel. Kevés beütésszám esetén célszerű a log-likelihood minimalizációt alkalmazni, amit a CERN ROOT Minuit2 könyvtárának segítségével végeztem el. Példaillesztés pionokra a 7a., míg kaonokra a 7b. ábrán látható, piros vonallal jelölve. Ahogy már a (16) egyenletben is említettem, az illesztett függvény alakja az alábbi volt:

$$D(\rho_{\text{LCMS}}) = N \cdot \mathcal{L}(\alpha, 2^{\frac{1}{\alpha}} R, \rho_{\text{LCMS}}). \quad (35)$$

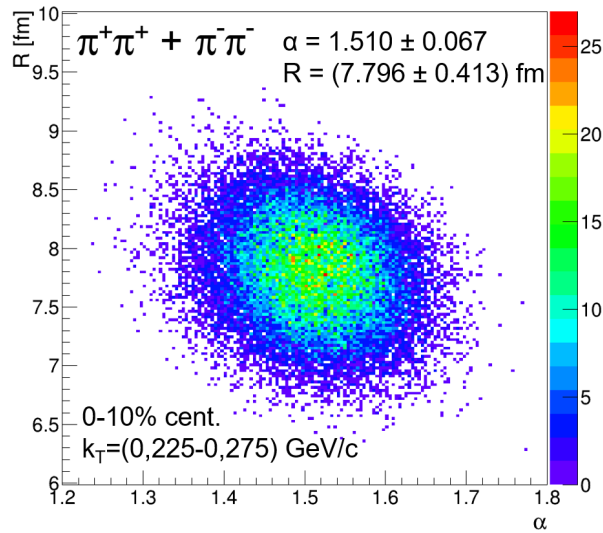


(a) Példaillesztés egy eseményből létrehozott $D(\rho_{LCMS})$ eloszlásra pionok esetén.



(b) Példaillesztés a kombinált eloszlásokból létrehozott $D(\rho_{LCMS})$ eloszlásra a kaonokra vonatkozóan.

7. ábra. Példaillesztések pionok és kaonok esetén. Az illesztést akkor tekintettem elfogadhatónak, ha a konfidenciaszint (C.L.) 0.1%-nál nagyobb volt. Az illesztett paraméterek értékei az ábrafeliraton láthatóak.



8. ábra. Példa az adott centralitás és K_T osztályhoz tartozó paraméterek α vs. R eloszlására pionok esetén. Ezen paraméterek átlagát és szórását az ábrafelirat tartalmazza.

Az alábbi három paramétert illesztettem:

- N normalizációs faktor,
- α Lévy-stabilitási index,

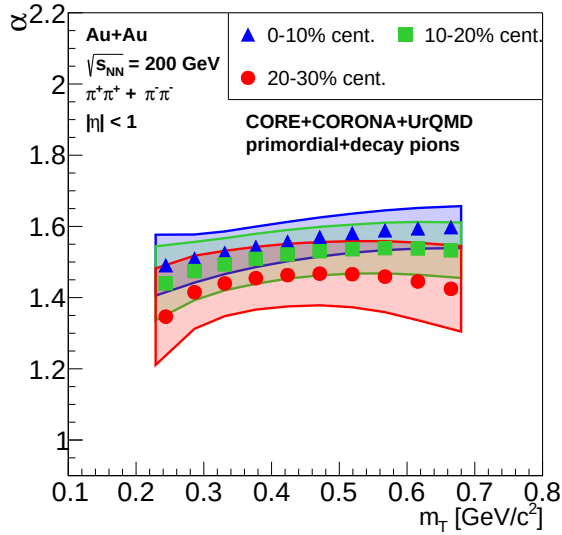
- R skálaparaméter.

Minden illesztéshez meghatároztam a konfidenciaszintet (C.L.) is, ami a χ^2 -ből és NDF-ből, vagyis az illesztés szabadságfokaiból számolható érték. Azokat az illesztéseket tartottam meg, ahol ez a szint nagyobbra adódott mint 0.1%. Az ezen illesztésekből nyert α és R paraméterek kétdimenziós eloszlása a 8. ábrán látható egy adott centralitás és K_T osztály esetén. Jól látszik, hogy a Gausstól való eltérést nem az eseményátlagolás okozza, hisz minden egyes eseményre azt kaptuk, hogy $\alpha < 2$. A paraméterek normál eloszlásúak, így ezek átlaga és szórása számolható. A következő lépés, hogy az így kapott átlagok centralitás, m_T , valamint részecsketípus függését vizsgáljuk.

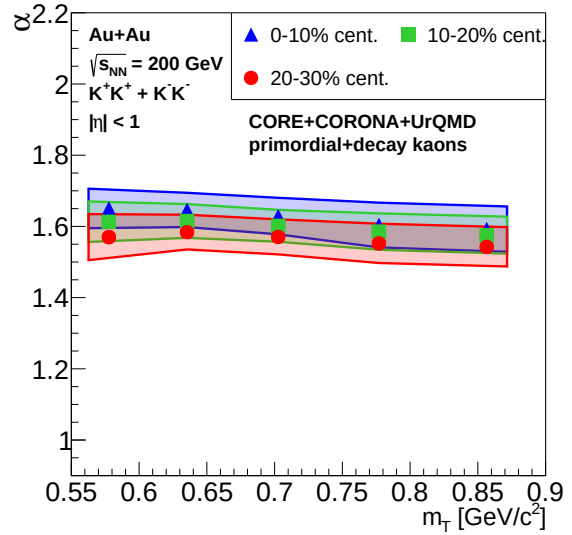
4. Eredmények

4.1. Pion és kaon eredmények összehasonlítása

A 9a. ábrán a pionhoz, míg a 9b. ábrán a kaonhoz tartozó α értékek láthatóak. Csak enyhe centralitás és transzverz tömeg figyelhető meg. Míg pionoknál inkább nő, kaonoknál csökken a paraméter értéke m_T függvényében.



(a) Pion forrás α Lévy-stabilitási indexének transzverz tömeg függése.

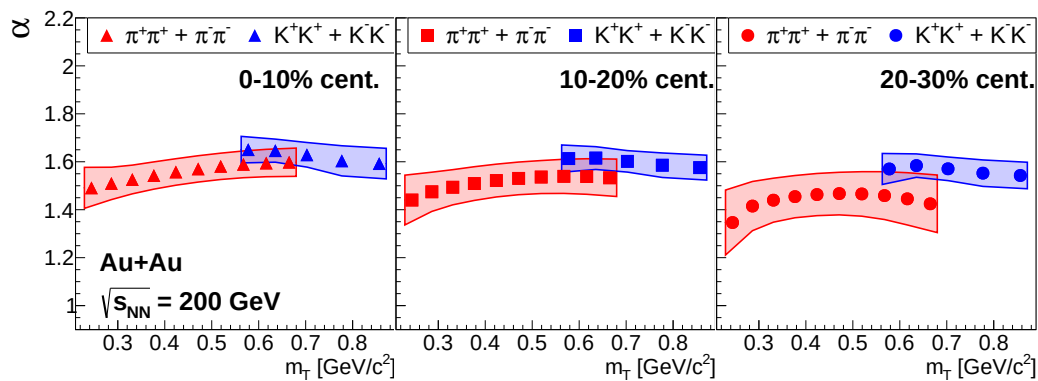


(b) Kaon forrás α Lévy-stabilitási indexének transzverz tömeg függése.

9. ábra. Pion és kaon forrás α Lévy-stabilitási indexének transzverz tömeg függése. A különböző centralitások osztályokat eltérő színekkel jelöltem. A pontok az illesztésekből kapott α értékek átlagát, míg a sávok a paraméter szórását jelölik.

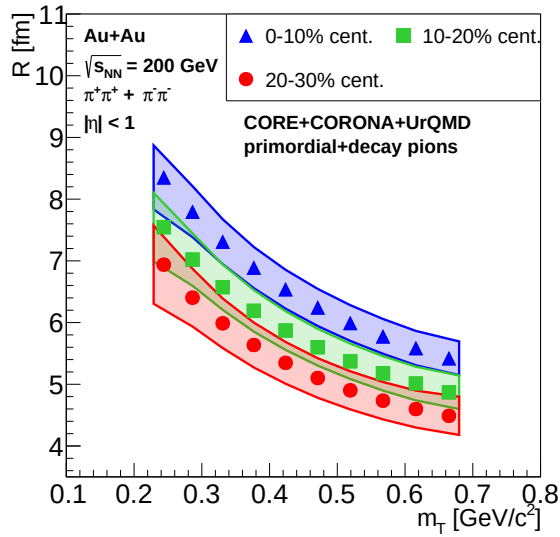
A 10. ábrán ugyanazok az eredmények találhatóak, mint a 9a. és 9b ábrákon, azzal

a különbséggel, hogy egymás mellé helyeztem a pion és kaon α eredményeket minden egyes centralitásosztály esetén külön-külön. Azt figyelhetjük meg, hogy kaonok esetén az α enyhén magasabb, vagy a hibahatáron belül akár egyenlőek is lehetnek, vagyis $\alpha(\pi) \leq \alpha(K)$. Ha a részecskék egymáson való rugalmas szóródása dominálja az anomális diffúziót, akkor pionoknál magasabb α -ra számítunk mint kaonoknál. Az alacsonyabb $\alpha(\pi)$ értéket a rugalmatlan szóródás, illetve a rezonanciabomlások okozhatják. Mivel a bomlásokból több pion keletkezik, mint kaon, ezért az a forrás lecsengésének elnyúlását okozza, ami kisebb α értéket jelent.

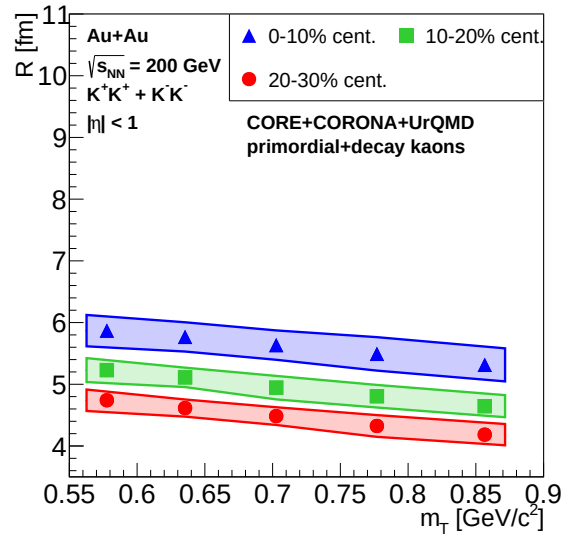


10. ábra. Pion (piros) és kaon (kék) forrás α paraméterének transzverz tömeg függése a 3 centralitásosztály esetén külön-külön ábrázolva. A pontok az illesztésekből kapott α értékek átlagát, míg a sávok a paraméter szórását jelölik.

Most vizsgáljuk meg hogy alakulnak az R skálaparaméter értékei. A 11a. és 11b. ábrák alapján azt mondhatjuk, hogy pionok és kaonok esetén is csökken a paraméter értéke a transzverz tömeg függvényében. Centrálisabb ütközésekhez nagyobb R érték tartozik mindkét részecskénél, ami azt a várakozásunk erősíti, hogy a skálaparaméter arányos a forrás méretével, hisz magasabb centralitás esetén nagyobb forrásra számítunk.



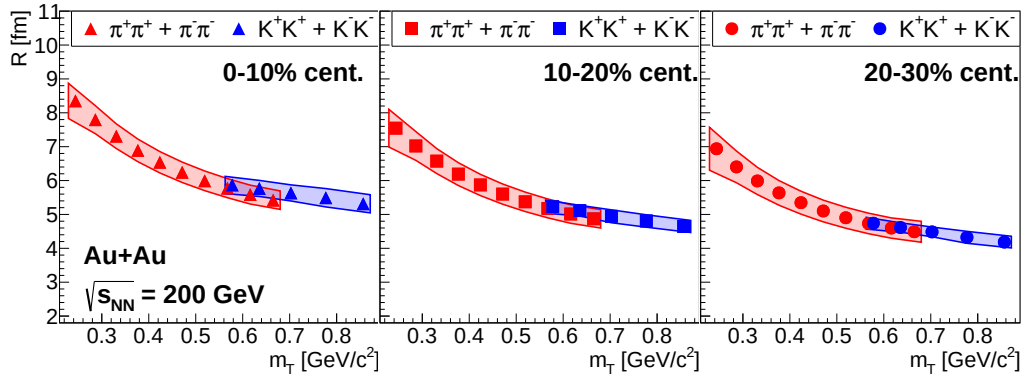
(a) Pion forrás R skálaparaméterének transzverz tömeg függése.



(b) Kaon forrás R skálaparaméterének transzverz tömeg függése.

11. ábra. Pion és kaon forrás R skálaparaméterének transzverz tömeg függése. A különböző centralitásosztályokat eltérő színekkel jelöltem. A pontok az illesztésekből kapott R értékek átlagát, míg a sávok a paraméter szórását jelölik.

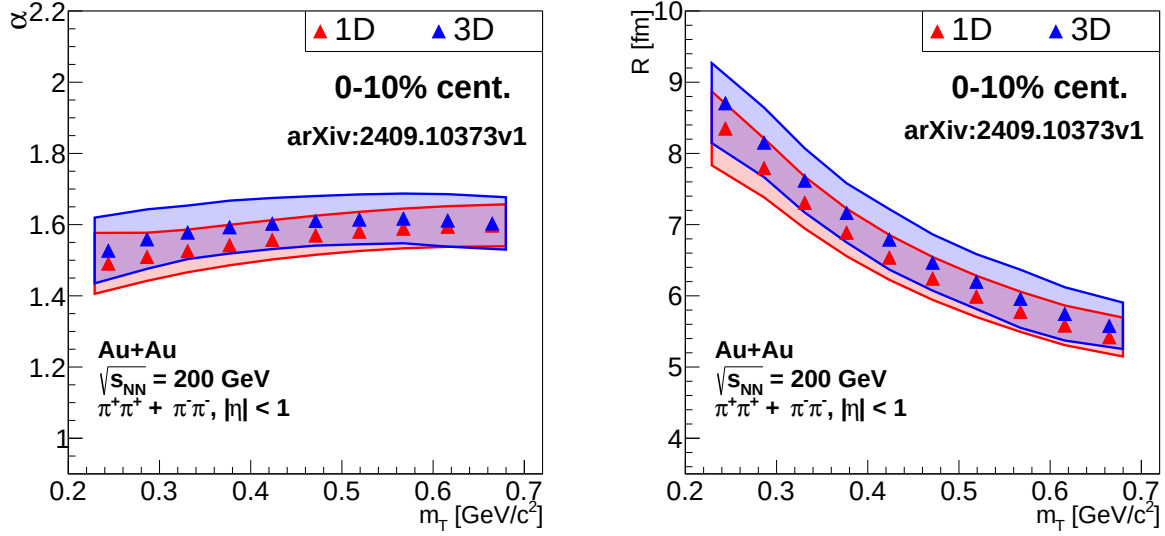
A 12. ábrán szintén ugyanazok az eredmények láthatóak, mint a 11a. és 11b. ábrákon, annyi különbséggel, hogy a kaon és pion eredményeket egymás mellé helyeztem centralitásosztályonként a könnyebb összehasonlíthatóság érdekében. Azt láthatjuk, hogy hibahatáron belül R értéke nem függ a részecske típusától, csak a transzverz tömeggel skálázódik. A [45] hivatkozásban ismertetett szimulációs vizsgálatban pionok, kaonok és protonok forrásainak R paramétereit mérték meg (3D-ben). A szimulációban 3+1 dimenziós hidrodinamikai módszert alkalmaztak, valamint a modell tartalmazta a hadronizációs szakaszt és a rezonanciabomlásokat is. Azt találták, hogy R nem függ jelentősen a részecske típusától. Ezzel szemben a [46] hivatkozásban megjelölt cikkben az alkalmazott modell tartalmazta a hadronikus szóródást is (a hidrodinamikai evolúció, hadronizáció, és rezonanciabomlások mellett), csakúgy mint az általam használt EPOS modell is. Itt már R szignifikánsabban függött a részecske típusától is, úgy mint a [47] hivatkozásban ismertetett ALICE kísérletben is. Ezekben a vizsgálatokban azonban Gauss alakú forrást tételeztek fel, tehát $\alpha = 2$ volt, és így találtak R -ben eltérést a különböző részecskéknél. Ezzel szemben az általam feltételezett Lévy alakú forrás esetén az α ábrán láthatunk egy nagyon gyenge részecskefüggést (10. ábra), míg az R paraméter csak m_T -vel skálázódik (12. ábra).



12. ábra. Pion (piros) és kaon (kék) forrás R paraméterének transzverz tömeg függése a 3 centralitásozttály esetén külön-külön ábrázolva. A pontok az illesztésekből kapott R értékek átlagát, míg a sávok a paraméter szórását jelölik.

4.2. 1D és 3D analízis összehasonlítása

Ebben a fejezetben az általam végzett 1D-s analízist hasonlítom össze a [48] cikkben ismertett, 3D-s forrás vizsgálatából kapott paraméterek átlagával. Az összehasonlítás a 13a. és 13b. ábrákon látható. A két analízis eredménye jó egyezést mutat. Gyenge, de szisztematikus eltérés figyelhető meg, amelyet talán a forrás aszimmetriája okoz. Ezzel együtt kijelenthető, hogy az 1 dimenziós analízis, vagyis a szögátlagolás nincs jelentős hatással a forrás mért alakjára és szélességére.



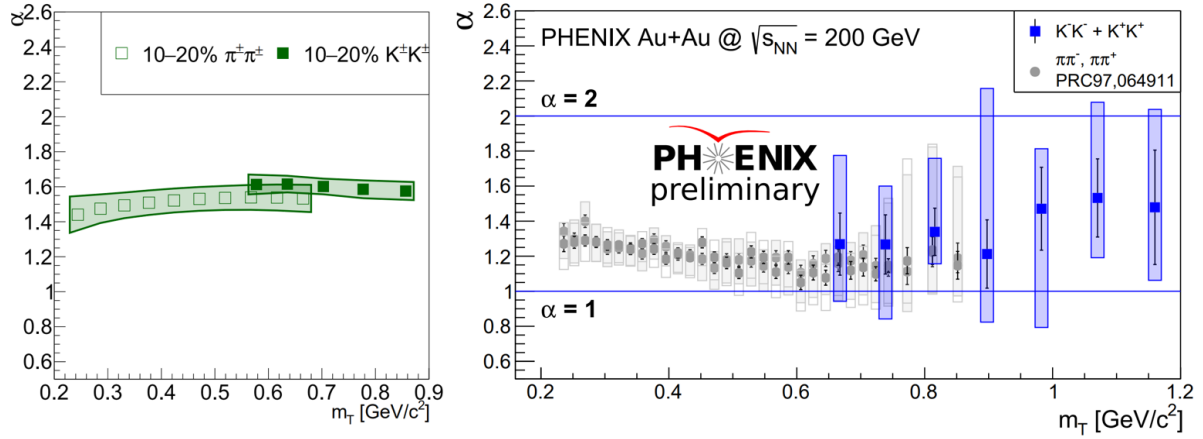
(a) 1D-s és 3D-s analízisből kapott α paraméter összehasonlítása. (b) 1D-s és 3D-s analízisből kapott R paraméter összehasonlítása.

13. ábra. Az általam végzett 1D-s (piros) analízisből kapott paraméterek összehasonlítása a [48] hivatkozásban ismertett 3D-s (piros) forrást vizsgáló méréssel pionok esetén. A pontok az illesztésekből kapott paraméterek átlagát, míg a sávok a paraméter szórását jelölik.

4.3. Fenomenológiai és kísérleti eredmények összehasonlítása

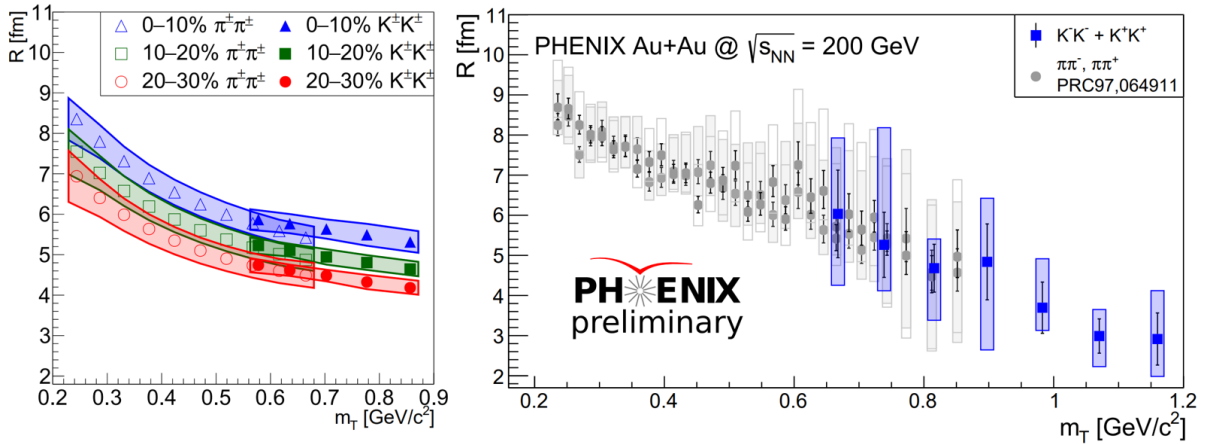
Amint már korábban említettem, korábbi kutatásaim során kaonok korrelációs függvényeit mértem meg a PHENIX kísérletben [16], majd ezeket vetettem össze korábbi pion mérésekkel [39]. Hasonlítsuk most össze ezen eredményeket az EPOS-ban kapott paraméterekkel. A 14. ábra bal oldalán az EPOS-ból, míg jobb oldalon a PHENIX analízisből kapott α értékek láthatóak. Fontos megjegyezni, hogy a PHENIX-nél a vizsgált pionok centralitásoztszálya 0-30% volt, míg a kaonokra vonatkozó korrelációs függvény mérését minimum bias⁵ mintára végeztem el. Ezért most összehasonlításképp az EPOS-ból a 10-20% centralitásoztszályhoz tartozó eredményeket raktam be. Közel hasonló eredményeket kaptunk a szimulációban és a kísérletben is. Mindkét esetben az $\alpha(\pi) \leq \alpha(K)$ relációt figyelhetjük meg.

⁵Minimum bias eseményeknek alatt azokat az eseményeket értjük, amelyek úgy kerültek rögzítésre, hogy a lehető legkevesebb triggerfeltételt alkalmazták rájuk.



14. ábra. Bal oldalt az EPOS modellből kapott α paraméter transzverz tömeg függése látható 10-20% centralitásosztály esetén kaonokra, míg jobb oldalt a PHENIX kísérletben mért paraméter értékek pionok és kaonok esetén [16, 39].

Az R paraméterhez tartozó összehasonlítás a 15. ábrán látható. Itt is jó egyezést mutat a fenomenológiai vizsgálat a kísérleti adatokkal. Mindkét esetben a paraméter értéke függetlennek mondható a részecske típusától.



15. ábra. Bal oldalt az EPOS modellből kapott R paraméter transzverz tömeg függése látható 10-20% centralitásosztály esetén kaonokra, míg jobb oldalt a PHENIX kísérletben mért paraméter értékek pionok és kaonok esetén [16, 39].

5. Összefoglalás

Tudományos diákköri munkám során fenomenológiai kutatásokat folytattam, melynek során pionok és kaonok kétrészecske forrásfüggvényeit mértem meg. Ehhez az EPOS modell segítségével szimulált, $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV energiájú Au-Au ütközésekből kapott adatokat használtam fel. Több kísérleti mérésben a Lévy-alakú forrás feltételezése sikeresnek bizo-

nyult, és a Lévy-exponens értékére $\alpha < 2$ adódott. A Gauss-alaktól való eltérésre (amikor $\alpha = 2$) több lehetséges magyarázat létezik, mint például az anomális diffúzió, vagy a kísérletekben alkalmazott eseményátlagolás. Ha az anomális diffúziót főleg a részecskék egymáson való rugalmas szóródása okozza, akkor érdemes megmérni az α paramétert különböző részecskék esetén, és azok relációját megvizsgálni. Mivel a kaonok ütközési hatáskeresztmetszete kisebb mint a pionoké, ezért arra számítunk, kaonok esetén kisebb α értéket fogunk kapni, mint pionoknál.

A mérési eredményekből az látszik, hogy kaonok esetén az α nagyobb mint pionoknál, vagy a hibahatáron belül akár egyenlőek is lehetnek, vagyis $\alpha(\pi) \leq \alpha(K)$. Az alacsonyabb $\alpha(\pi)$ értéket a rugalmatlan szóródás, illetve a rezonanciabomlások okozhatják. Ennek oka, hogy a bomlásokból több pion keletkezik, mint kaon, ezért a forrás lecsengésének elnyúlását okozza, ami kisebb α értéket jelent. Az eseményenkénti illesztésből az is látszik, hogy a Gauss-tól való eltérést nem az eseményátlagolás okozza. Az R paraméter esetén azt találtuk, hogy nem függ a részecske típusától, csak m_T -vel skálázódik.

Az általam végzett 1D-s mérést összehasonlítottam a [48] hivatkozásban ismertetett szimulációval, ahol 3D-s forrást vizsgáltak. A két analízis eredményei között nem találtam szignifikáns eltérést, ami azt jelenti, hogy a szögátlagolás nincs jelentős hatással a forrás mért alakjára.

Végül összehasonlítottam a fenomenológiai és kísérleti eredményeket is. Korábbi kutatásaim során a PHENIX kísérletben kaonok korrelációs függvényeit mértem meg [16], amelyeket összevetettem korábbi pion mérésekkel [39]. Ahhoz, hogy ezeket az eredményeket mélyebben megértsük, jelen dolgozat keretein belül folytatott fenomenológiai vizsgálatok jelentős mértékben segítséget nyújtanak. A két analízis közel hasonló eredményt hozott, mindkét esetben $\alpha(\pi) \leq \alpha(K)$ relációt figyelhettük meg, valamint azt, hogy az R paraméter nem függ a részecske típusától.

A jövőben az EPOS modell segítségével kaonokra is tervezem elvégezni a forrásfüggvény 3D-s vizsgálatát, hogy a jelenlegi 1D-s analízissel összevethető legyen, ahogy ezt a pionokkal tettem.

6. Köszönetnyilvánítás

Szeretnék köszönetet mondani két témavezetőmnek, Kincses Dánielnek és Csanád Máténak, akik rengeteget segítettek az analízisben, valamint a dolgozat megírásában.

A Kulturális és Innovációs Minisztérium EKÖP-24 kódszámú Egyetemi Kiválósági Ösztöndíj Programjának a Nemzeti Kutatási, Fejlesztési és Innovációs Alapból finanszírozott szakmai támogatásával készült.

Hivatkozások

- [1] S. Weinberg, The First Three Minutes (Basic Books, 1977)
- [2] S.S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 94, 232301 (2005)
- [3] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 88, 022301 (2002)
- [4] S.S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 91, 072303 (2003)
- [5] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), Phys.Rev.Lett. 109, 152301 (2012)
- [6] S.S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 91, 182301 (2003)
- [7] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 98, 172301 (2007)
- [8] PHENIX Coll., A. Adare et al., Phys.Rev.Lett. 98, 162301 (2007)
- [9] R. Hanbury Brown, R.C. Jennison, D.G.M. K., Nature 170, 1061–1063 (1952)
- [10] B. Porfy (NA61/SHINE collaboration), Universe 2019, 5, 154
- [11] Csörgő et al., Acta Phys.Polon. B36 (2005) 329-337
- [12] T. Csörgő, S. Hegyi, T. Novák, W.A. Zajc, AIP Conf. Proc. 828, 525 (2006)
- [13] S. Afanasiev et al. (PHENIX Collaboration), Phys.Rev.Lett. 100, 232301 (2008), 0712.4372
- [14] R. Metzler, E. Barkai, J. Klafter, Phys. Rev. Lett. 82, 3563 (1999)
- [15] M. Csanád, T. Csörgő, M. Nagy, Braz. J. Phys. 37, 1002 (2007)
- [16] L. Kovács (PHENIX collaboration) Universe 2023, 9, 336
- [17] K. Werner, I. Karpenko, T. Pierog, M. Bleicher, K. Mikhailov, Phys. Rev. C 82, 044904 (2010)
- [18] H.J Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog, K. Werner, Phys. Rept. 350, 93–289 (2001)
- [19] M. Stefaniak. “Beam Energy Scan dependance of elliptic and triangular flow of identified hadrons in the STAR experiment and the EPOS model”. Dissz. Ecole nationale supérieure Mines-Télécom Atlantique Bretagne Pays de la Loire; Uniwersytet Warszawski, IMT Atlantique (2021)

- [20] B. Andersson, THE LUND STRING MODEL. 7th European Symposium on Anti-proton Interactions: From LEAR to the Collider and Beyond (1986)
- [21] S. Ferreres-Solé, T. Sjöstrand, Eur. Phys. J. C, 78, 983 (2018)
- [22] K. Werner, B. Guiot, I. Karpenko, T. Pierog, Phys. Rev. C, 89, 064903 (2014)
- [23] K. Werner, Phys. Rev. Lett. 98, 152301 (2007)
- [24] N. Demir and S. A. Bass, Phys. Rev. Lett., 102, 172302. (2009)
- [25] A. El, A. Muronga, Z. Xu and C. Greiner, Phys. Rev. C, 79, 044914. (2009)
- [26] R. Snellings, New J. Phys., 13, 055008. (2011)
- [27] C. Gale, S. Jeon and B. Schenke, Int. J. Mod. Phys., A28, 1340011 (2013)
- [28] S. Borsanyi, G. Endrodi, Z. Fodor, A. Jakovac, S. D. Katz, S. Krieg, C. Ratti and K. K. Szabo, JHEP, 11, 077. (2010)
- [29] S. A. Bass et al., Prog. Part. Nuc. Phys., 41, 255–369 (1998)
- [30] M. Bleicher et al., J. Phys., G25, 1859–1896 (1999)
- [31] M. Csanád MTA doktori értekezése, *Nagyenergiás atommagütközések téridőbeli szerkezete* (2019)
- [32] Humanic, Int.Jour.Mod.Phys. E 15, 197 (2006)
- [33] J. Cimerman, B. Tomasik, M. Csanád, S. Lökös, Eur. Phys. J. A 53(8), 161 (2017)
- [34] S. Lökös, M. Csanád, B. Tomasik, T. Csörgő, Eur. Phys. J. A 52(10), 311 (2016)
- [35] S. S. Adler, et al., Phys. Rev. Lett. 93, 152302 (2004)
- [36] S. Afanasiev, et al., Phys. Rev. Lett. 103, 142301 (2009)
- [37] J. Adams, et al., Phys. Rev. C 71, 044906 (2005)
- [38] S. Afanasiev, et al., Phys. Rev. Lett. 100, 232301 (2008)
- [39] A. Adare et al. (PHENIX), Phys. Rev. C97, 064911 (2018)
- [40] S. Pratt, Phys. Rev. D33, 72 (1986)
- [41] G. Bertsch, M. Gong, M. Tohyama, Phys. Rev. C37, 1896 (1988)
- [42] T. Csörgő, S. Hegyi, W.A. Zajc, Eur. Phys. J. C36, 67 (2004)

- [43] T. Csörgő; S. Hegyi, Phys. Lett. B489, 15–23, (2000)
- [44] M. Csanád, D. Kincses, Universe 10 (2024) 2, 54
- [45] AK, M.Gałażyn, P.Bożek, Phys.Rev.C90 (2014) 6, 064914
- [46] M. Shapoval, P. BraunMunzinger, I. A. Karpenko, Y. M. Sinyukov; Nucl.Phys. A 929 (2014)
- [47] S. Acharya et al. (ALICE Collaboration), Phys. Rev. C 96, 064613 (2017)
- [48] D. Kincses, M. Csanád, M. Nagy, arXiv:2409.10373v1 [nucl-th] (2024)
- [49] D. Kincses (STAR Collaboration), Universe 10 (2024) 3, 102
- [50] A. Tumasyan et al. (CMS Collaboration), Phys.Rev.C 109 (2024) 2, 024914
- [51] D. Kincses, M. Stefaniak. M. Csanád, Entropy 24 (2022) 3, 308
- [52] B. Kórodi, D. Kincses, M. Csanád, Phys.Lett.B 847 (2023) 138295