



M Ű E G Y E T E M 1 7 8 2

Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem
TTK Fizika
Nukleáris Technikai Intézet

Háttéresemény vizsgálata nehéz kvarkokkal az ALICE kísérletben

SZAKDOLGOZAT

MISÁK ANETT

Témavezető

Dr. Vértesi Róbert

Tanszéki konzulens

Dr. Kis Dániel Péter

SZAKDOLGOZAT-KIÍRÁS

A CERN nemzetközi kutatóközpont LHC gyorsítója az erős kölcsönhatás alapvető természetét vizsgálja nagy sebességre felgyorsított protonok illetve nehézionok ütköztetése segítségével. Ezekben a nagyenergiás ütközésekben a nehéz (charm és beauty) kvarkok a reakció korai fázisában, ún. „kemény” folyamatokban keletkeznek, és a folyamat későbbi állapotaiban is megmaradnak, így a segítségükkel a kvantumszindinamikai elméletek érvényessége, valamint a nehézion-ütközésben létrejövő erősen kölcsönható forró közeg tulajdonságai is vizsgálhatóak. Az LHC 2015-ben indult Run-II adatgyűjtési periódusában a továbbfejlesztett ALICE detektorrendszer segítségével a nehéz kvarkok minden korábbinál pontosabb mérése vált lehetővé. A jelentkező feladata szimulációs tanulmányok elvégzése az LHC Run-II fázisából származó ALICE proton-proton és proton-ólom ütközések kiértékeléséhez, elsődlegesen a háttéresemény vizsgálata nehéz kvarkok korrelációs képeinek segítségével. A jelentkező ezáltal a világ egyik vezető nagykísérletének működéséhez és eredményességéhez járul hozzá.

ÖNÁLLÓSÁGI NYILATKOZAT

Alulírott *Misák Anett* a Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem fizika BSc szakos hallgatója kijelentem, hogy ezt a szakdolgozatot meg nem engedett segédeszközök nélkül, önállóan, a témavezető irányításával készítettem, és csak a megadott forrásokat használtam fel. Minden olyan részt, melyet szó szerint, vagy azonos értelemben, de átfogalmazva más forrásból vettem, a forrás megadásával jelöltem.

Budapest, 2019. november 5.

Misák Anett
hallgató

Tartalomjegyzék

Kivonat	1
I. Elméleti háttér	2
1. A Standard Modell és az erős kölcsönhatás	2
1.1. A részecskefizika Standard Modellje	2
1.2. Az erős kölcsönhatás	3
2. Kvarkok és gluonok	4
2.1. Kvarkok	4
2.2. Gluonok	4
3. Aszimptotikus szabadság és kvarkbezárás	5
3.1. Kvantum-színdinamika	5
3.1.1. A húrmodell és fragmentáció	6
3.1.2. Jet	8
4. Nagyenergiás nehézionfizika	9
4.1. Az ősrobbanás és a nehézion-fizika kapcsolata	9
4.2. Az erősen csatolt kvark-gluon plazma	9
4.2.1. Energiaveszteség a Kvark-gluon plazmában	11
4.2.2. A QGP kollektív fejlődése	12
4.2.3. A kvark-gluon plazma vizsgálata nehéz kvarkokkal	12
5. Kis rendszerek fizikája	12
5.1. Sokparton-kölcsönhatás	13
5.2. Szín-újrarendeződés	13
5.3. Háttéreseemény	14
5.4. Kis rendszerek vizsgálata nehéz kvarkokkal	15
II. Mérési módszerek	16
6. Az ALICE kísérlet	16
7. Kísérleti alapfogalmak	18
8. A nagyenergiájú események szimulációja	20
8.1. Térszög szerinti felosztás	22

III. Eredmények	25
9. A nehéz kvark rekonstrukciójának hatása a hozamokra	25
10. A jetek és a háttér hozzájárulása az azonos oldali (near side) tartományon	25
11. Transzverz irányú módosulások	28
11.1. MPI és CR hatása a transzverzális tartományon mért részecskeszámokra	28
11.2. D- és B-mezonok keletkezésének összehasonlítása	29
12. Az MPI és a CR hatásának részletes vizsgálata	30
12.1. A sokparton-kölcsönhatás száma a trigger függvényében . . .	30
12.2. Az MPI és CR relatív hatása	32
13. Átlagos impulzussűrűségek vizsgálata	33
Összefoglalás	36
Köszönetnyilvánítás	39
Irodalomjegyzék	40

Kivonat

A szakdolgozatomban azt vizsgáltam, hogy az LHC proton-proton eseményből egy nehéz kvark kiválasztása hogyan módosítja a kétrészecske-szöggkorrelációkat és a háttéreseményt. Kutatásaimat szimulációkon végeztem, elsődleges célom az ALICE kísérletben a közeljövőben elvégzendő adatelemzésre való felkészülés volt. Ismert, hogy a szimulációkban implementált sokparton-kölcsönhatások és a szín-újrendezés módosítja a részecskezapor szerkezetét, de máig nincs tisztázva, hogy ebben a háttéresemény módosulása milyen szerephez jut. A közelmúltban kezdődött meg a háttéresemények azonosított hadronok kiválasztásával történő differenciált vizsgálata. Ezeket nehéz kvarkokra kiterjesztve a fragmentáció színtöltés-függésébe, illetve a sokparton-kölcsönhatáson keresztül a háttéreseményt módosító hatásába nyerhetünk betekintést. A vizsgálódásaim során használt PYTHIA szimulációs modellben lehetőségem volt a sokparton-kölcsönhatást illetve az ehhez kapcsolódó szín-újrendeződést tetszőlegesen ki- vagy bekapcsolni, annak érdekében, hogy a fenti hatások összefüggéseit jobban megérthessük. A bevezetőben az alapfogalmakat, valamint a szükséges fizikai hátteret ismertetem. Ezután a feladatot és az általam elvégzett lépéseket tárgyalom, majd befejezésképp az eredményeket és az eredményekből levonható fizikai üzenetet diszkutálom.

I. rész

Elméleti háttér

Ebben a fejezetben a dolgozatban tárgyalt fizikai jelenségek elméleti háttérét mutatom be. Fontosnak tartom még részletezni az ALICE kísérlet kutatásainak célját és megvalósítását, hiszen magam is egy ehhez kapcsolódó szimulációból nyert adatok vizsgálatával foglalkoztam.

1. A Standard Modell és az erős kölcsönhatás

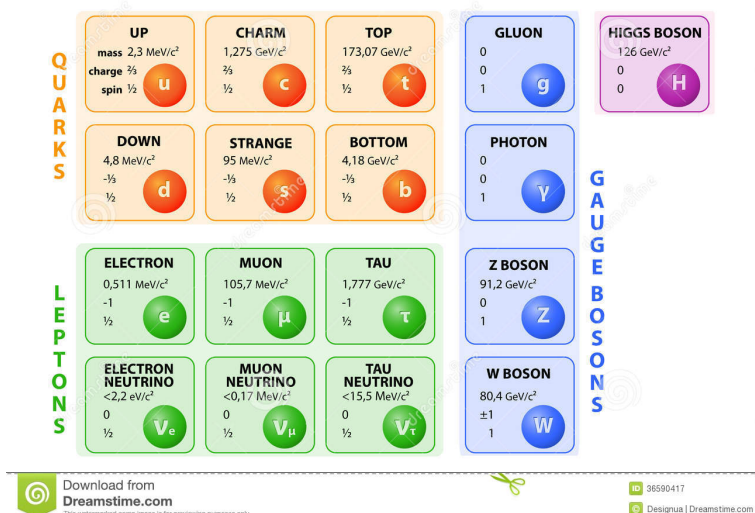
1.1. A részecskefizika Standard Modellje

Az anyag eddigi ismereteink szerint alapvetően kétféle elemi részecskéből épül fel: a kvarkokból és a leptonokból. Ezen elemi részecskék négyféle, szintén alapvető kölcsönhatásban vehetnek részt: erős, elektromágneses, gyenge és gravitációs kölcsönhatásban. A hétköznapi anyag atomokból áll, melyek atommagokból és elektronokból épülnek fel, tovább vizsgálódva az atommagot nukleonok, azaz neutronok és protonok alkotják. Minden nukleon három kvarkból tevődik össze és ezeket a gluonok „ragasztják” össze, ez az úgynevezett erős kölcsönhatás tartja össze az atommag nukleonjait.

Az erős, gyenge, és elektromágneses kölcsönhatást az elemi részecskéket magába foglaló átfogó kvantumtérelmélet, a Standard Modell írja le (lásd: 1. ábra). A Standard Modell jóslatai kísérleti megerősítést nyernek mind a mai napig.

Az ebben a modellben szereplő részecskéket két fő csoportba sorolhatjuk: anyagi és közvetítő részecskékre. Az anyagi részecskék a fermionok (feles spinűek): a kvarkok és leptonok tartoznak ide. Azért nevezik anyagi részecskéknak ezeket, mert ezekből épül fel a látható anyagi világ. Mivel érvényesül rájuk a Pauli-féle kizárási elv, nem vehetnek fel a részecskék azonos kvantumállapotokat, így „helyet” foglalnak. A másik csoportba a kölcsönhatások közvetítéséért felelős részecskék tartoznak: a foton, két elektromosan töltött W^\pm bozon, a semleges Z^0 bozon és a gluonok. Ezek mind bozonok (egész spinűek): rájuk nem vonatkozik a Pauli-féle kizárási elv. Ezeken kívül létezik egy harmadik csoport is, ahová a már megtalált és korábbi jóslatot igazoló Higgs-bozon tartozik [2, 3], mely nullás spinű. Ezen részecske a közvetítője a Higgs-térnek és fontos szerepe van a rövid hatótávolságú gyenge kölcsönhatásért felelős W - és Z -bozonok esetén,

STANDARD MODEL OF ELEMENTARY PARTICLES



1. ábra. *Standard modell részecskéi* [1].

hiszen a Higgs-mező által nyerik tömegeiket.

1.2. Az erős kölcsönhatás

A négy alapvető kölcsönhatás közül az erős kölcsönhatás a legerősebb a femtométeres skálán. A köztük lévő nagyságrendi különbségeket az alábbiak alapján láthatjuk be: ha az erős kölcsönhatás csatolásának erősségét vennénk 1 egységnek, akkor az elektromágneses kölcsönhatás $\frac{1}{137} \approx 10^{-2}$, a gyenge kölcsönhatás 10^{-12} míg a gravitációs kölcsönhatás 10^{-44} erősségű lenne. Az erős kölcsönhatás természeténél fogva rövid hatótávolságú ($\sim 10^{-15}$ m) és közvetítő részecskéi az önkölcsönható gluonok. Ezt a kölcsönhatást hétköznapi körülmények között csak hadronok között lehet megfigyelni, mivel szabad kvarkot és gluont nem lehet megfigyelni, a kvarkbezárás jelensége miatt.

Az erős kölcsönhatás történeti áttekintését onnan kell kezdenünk, amikor Rutherford kísérletei kimutatták a proton létezését, és ekkor már feltételeztek egy az atommagot összetartó magerőt is. Később Chadwick felfedezte a protonhoz hasonlóan nagy tömegű, ám semleges neutront és ezzel nyilvánvalóvá is vált, hogy az atommag csak pozitív és semleges töltésű részecskékből áll. Ebből adódóan a protonok közt ható Coulomb-taszítás ellenére az őket egybetartó erőre valamilyen új leírást kellett találni, így egy új kölcsönhatást feltételeztek. Ezt követően egyre

több hadront fedeztek fel, melyek különböző tömegekkel és különböző tulajdonságokkal rendelkeztek, azonban hiányzott a mögöttes elmélet, mely összefogná ezeket. Majd Gell-Mann és Zweig felismerték, hogy minden magyarázhatóvá válna, ha feltételeznék a törtöltésű elemi részecskék létét, ezek lettek a kvarkok. Azonban maradtak még nyitott kérdések. Az eddig bevezetett kvantumszámokkal a Δ^{++} barion hullámfüggvénye teljesen szimmetrikus kellett volna legyen, ami ellentmond annak a ténynek, hogy a barionok, mint fermionok hullámfüggvénye antiszimmetrikus. Ez az ellentmondás egy újabb kvantumszám bevezetésével oldható fel, ez lett a színtöltés. Az erős kölcsönhatást leíró kvantumtérelmélet a kvantum-színdinamika (Quantum-chromodynamics, QCD).

2. Kvarkok és gluonok

2.1. Kvarkok

A kvarkok a mezonokat és barionokat (lásd: 2. ábra) felépítő elemi részecskék. A kvarkok spinje $\frac{1}{2}\hbar$, tehát fermionok. Részt vesznek az erős-, gyenge- és elektromágneses kölcsönhatásokban (szigorúan véve a gravitációs kölcsönhatásban is jelen vannak, ám azt elhagyhatjuk). Hat félet különböztetünk meg köztük: fel (up), le (down), bájos (charm), furcsa (strange), felső (top) és alsó (bottom) kvarkokat, azonban a szakma általában az angol megfelelőit használja. Minden kvarknak létezik egy anti-kvark párja.

2.2. Gluonok

E részecskék az erős kölcsönhatás bozonjai, azaz a kölcsönhatás közvetítő részecskéi. Párhuzamot húzva az elektromágneses kölcsönhatással, olyanok mint a fotonok, zérus tömegűek.

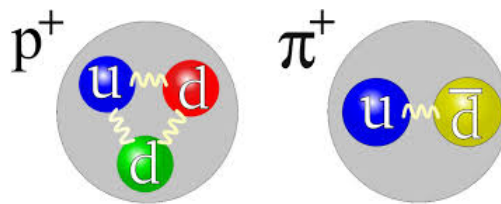
A fotonokkal ellentétben azonban színtöltésük is van, méghozzá „kettős-színük” (egy szín és egy anti-szín). Ezt úgy értelmezhetjük, hogy ha például: „piros-antikék” kettős-színnel rendelkezik az adott gluon, akkor ez olyan átmenetet fed le, melyben a bejövő kvark „kék”, míg a kimenő kvark „piros”, ám összességében a rendszert tekintve az színtelen.

3. Aszimptotikus szabadság és kvarkbezárás

3.1. Kvantum-színdinamika

A kvantum-színdinamika analitikus megoldása elsősorban perturbációs módszerekkel lehetséges. Kísérleti tapasztalat, hogy az erős kölcsönhatás csatolása nem állandó értékű, hanem a folyamatban jellemző impulzuscseré nagyságától függ (ez az ún. futó csatolási állandó). Míg a QCD-ben nagy impulzuscserés, ún. „kemény” folyamatok számolhatóak perturbatíván, a kis impulzuscserés „lágy” folyamatok - mint pl. a kötött állapotok, hadronok dinamikája - nem. Így viszont csak effektív közelítésekre hagyatkozhatunk ilyenkor vagy numerikus, például rácskérdelméleti számításokra. Az erős kölcsönhatásnak azt a tulajdonságát, hogy nagy impulzuscseré esetén a partonokat kvázi-szabad részecskéként írhatjuk le, aszimptotikus szabadságnak nevezzük. Kis impulzuscserés folyamatokban a kvarkok önállóan nem figyelhetőek meg, ez a kvarkbezárás jelensége. A könnyű kvarkok tömegének definiálása szintén nehézséget okoz, mert az előzőek értelmében a szabad mozgásuk és önálló kölcsönhatásuk megfigyelése lényegében lehetetlen a kvarkbezárás miatt és tömegük jelentős része „dinamikus tömeg”-ből származik. Tehát a kvarktömeg fogalma ilyen esetben egy elméleti konstrukció. A nehéz kvarkoknál a nagy QCD-tömeghez képest a dinamikus tömeg elhanyagolható, így az gyakorlatilag megegyezik az „igazi” Higgs-tömeggel [4].

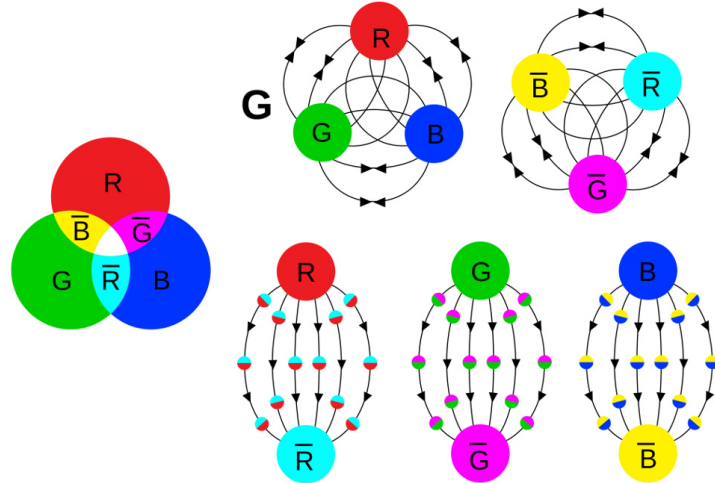
Az erős kölcsönhatás „forrása” a részecskék színtöltése, melyekből háromféle van: vörös, zöld és kék (RGB), és ezen felül létezik mindegyiknek az anti-szín párja. A 2. ábrán látható a proton és a pozitív pion kvarkszerkezete.



2. ábra. A proton (bal) és a pozitív pion (jobb) kvarkszerkezete (ahol a rugók a közvetítő részecskéket, a gluonokat jelölik, valamint a sárga itt most a megfeleltetése az „antikék” színnek) [5].

A színtöltés az elektromágneses töltéshez hasonló, az erős kölcsönhatás részecskéire jellemző kvantumszám, ám annál bonyolultabb a megértése és

elméleti leírása, ugyanis itt a kvarkok között a gluoncseré során színcsere jöhet létre. A kötött kvarkállapotok színtelenek, olyankor vagy mind a három szín, vagy egy szín és annak anti-szín párja van együttesen jelen (lásd: 3. ábra). Mivel a színtöltéshez tartozó szimmetriatulajdonság alapján három különböző színű kvark, vagy egy kvark és anti-kvark párja tehet csak ki „színtelen” hadronokat, ezért jó megfeleltetés erre az optikában használt színkeverés, melyben hasonlóan ehhez egyező arányú keveréke e színnek, vagy az adott színnek és ellentétes-szín párjának a fehér színt eredményezi.



3. ábra. A színhármasok és a szín-antiszín párok és „színtelen” hadronállapotaik: barionok és mezonok [6].

3.1.1. A húrmodell és fragmentáció

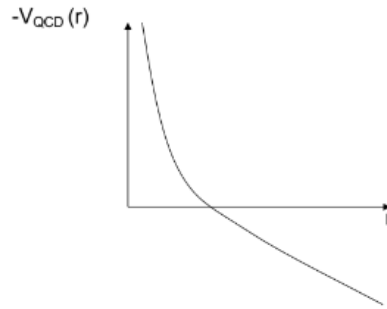
Az erős kölcsönhatás érdekessége, hogy - szemben az elektromágneses kölcsönhatással - az erős kölcsönhatást közvetítő gluonok nem semlegesek, hanem maguk is színtöltést hordoznak. Két kvark között a mező önkölcsönhatása miatt rövid távolságon (néhány femtométeres távolságon) az erős kölcsönhatás a távolsággal nem fog lecsengeni. Az önkölcsönhatás jelenségét effektív elméletekkel lehet kezelni kis energián, és ez eltér az elektrodinamikában tapasztalt viselkedéstől. Ezek közül az egyik effektív elmélet a húrmodell, ami az erősen kölcsönható részecskék közötti kölcsönhatást, mint potenciálhúrt feltételezi rugóállandóval ellátva, ami közelítő leírást ad erre a fizikai jelenségre.

Hasonlatként gondolhatunk úgy erre a fizikai jelenségre, mintha a hatótávolság növelésének hatására az erővonalak egyfajta csőszerű összehúzódást produkálnának (mintha kábelköteg lenne). A modell

feltételezése szerint, ezen erővonalak mentén az erő és az energiasűrűség is konstans. A kvantum-színdinamika effektív potenciálja:

$$-V_{QCD} \sim \frac{\alpha}{r} - \sigma \cdot r, \quad (1)$$

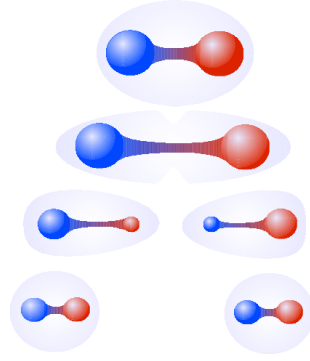
ahol r a távolság, α a csatolási állandó és σ a „húrállandó”. Ez a felírás a kvantum-elektrodinamikai effektív potenciáltól a $-\sigma \cdot r$ lineáris tagban tér el, ami azt eredményezi, hogy nagy távolság esetén nem zérushoz konvergál, hanem metszi az x -tengelyt és nagy negatív értéket vesz fel (lásd: 4. ábra).



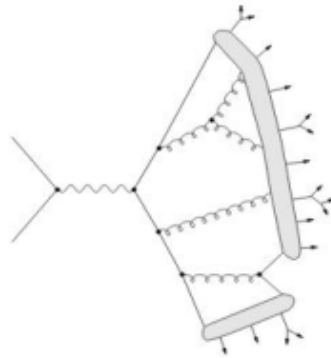
4. ábra. A QCD effektív potenciálja a húrmodelben a távolság függvényében [7].

A kvarkbezárás jelensége tapasztalati tény, de elméleti érvekkel is alátámasztható. A húrmodell keretében egy szabad kvark annak felelne meg, mintha két kvarkot végtelen messzire távolítanánk egymástól. Mivel az erővonalak mentén az energiasűrűségnek állandónak kell lennie, azaz az erő konstans marad, így végtelen nagy energiát kellene közölni ahhoz, hogy ezt megtegyük. Azonban minél nagyobb energiát közlünk a kvark anti-kvark párral, annál inkább megnő annak a valószínűsége, hogy fermion párkeltés menjen végbe, ami nem más mint hogy a vákuumból létrejön egy újabb kvark – anti-kvark pár a nagy energiasűrűség miatt (lásd: 5. ábra), a húr „elszakad”.

A folyamat mindaddig ismétlődik, amíg a kvarkoknak egymáshoz képesti impulzusa már annyira alacsony, hogy kötött állapotban maradjanak. Ezt a jelenséget nevezzük fragmentációnak.



5. ábra. A fragmentációt szemléltető folyamatára [8].



6. ábra. Az ütközés után keletkező partonzáporból kialakuló jet a húrfragmentációs modell alapján [9].

3.1.2. Jet

A fragmentáció során a partonokból hadronok geometriailag jól definiált térszögbe eső, kollimált zápora keletkezik. Ezt a hadronzáport jetnek nevezzük, ami egy a kísérletek által definiált fogalom, amellyel összekapcsoljuk a fragmentációt megindító partont (kvarkot vagy gluont) a folyamat végén megfigyelt hadronokkal (lásd: 6. ábra). Többféle jet rekonstrukciót alkalmaznak a gyakorlatban. A klasszikus eljárás a kúp-rekonstrukció. Ennek során egy nagyenergiás részecskét választunk tengelynek majd az általunk megadott R sugarú kúpot vesszük fel köré, melyre $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$ összefüggés teljesül, ahol R a jetkúpszög, $\Delta\eta$ a pszeudorapiditás és $\Delta\varphi$ az azimutszög (ezen fizikai mennyiségeket a *Kísérleti alapfogalmak* fejezetben mutatom be). A felvett R sugarú jetkúp tartalmazza a legtöbb, jellemzően a jethez tartozó részecskét. Napjainkban már a bonyolultabb folyamatokra is alkalmazható szekvenciális klaszterező

algoritmusokat használják [10].

4. Nagyenergiás nehézionfizika

A nagyenergiás fizika egyik ága a nehézion-fizika, mely az atommagok nagy energiájú ütközéseit kutatja, amihez értelemszerűen szükség van részecske gyorsítókra. A nagy energiasűrűség miatt sokrészecske-rendszerek jönnek létre az ütközéskor, így statisztikus fizikai módszerek is alkalmazhatók a teljes rendszer leírására. A nagyenergiás fizika segítségével vizsgálhatjuk a korai univerzumban lejátszó folyamatokat, tehát ily módon a kozmológiához is kapcsolódik ez a fizikai ág.

4.1. Az ősrobbanás és a nehézion-fizika kapcsolata

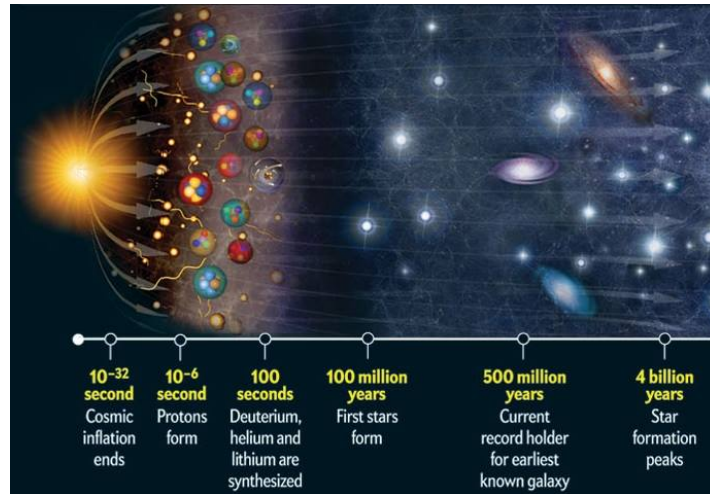
Az univerzum keletkezését leíró ősrobbanás-elméletnek három kísérleti bizonyítéka van: az egyik a Hubble-törvény, mely szerint a galaxisok távolodási sebessége arányos a távolságukkal (vörös-eltolódás), a kozmikus elemgyakoriság (H-He arány) és végül a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás (maradványsugárzás).

Az ősrobbanás után 10^{-6} másodpercben az anyag egy nagyon forró ($T = 10^{15}$ Kelvin) kvarkokból és gluonokból álló anyag volt, ez az úgynevezett kvark-gluon plazma (lásd: 7. ábra). Az ősrobbanás korai fázisában az energiasűrűség nagysága a mostani nehézion-ütközések energiasűrűségéhez hasonló nagyságrendbe esik (néhány $v - \text{GeV}/\text{fm}^3$, így az ütközések vizsgálata lényegében a korai univerzum vizsgálatát is jelentik.

A korai szakaszában megjelenő kvark-gluon plazmát az alábbi alfejezetben szeretném bemutatni, mivel a későbbiekben ez fontos lesz még.

4.2. Az erősen csatolt kvark-gluon plazma

Már előzetes megfigyeléseken alapuló következtetésekből megjósolták, hogy az anyagnak létezhet egy olyan fázisa, melyben az adott feltételek teljesülése mellett, a kvarkok és gluonok szabadon mozoghatnak. Ez nem más mint a kvantum-szindinamika egy fázisa, melyhez nagyon magas hőmérséklet és nagy nyomás szükséges [12]. A nevében a plazma kifejezés arra utal, hogy ebben a fázisban megszűnik a kvarkok hadronokba zártsága, és a színtöltés viszonylag kötetlenül tud mozogni, hasonlóan ahhoz, ahogyan a hagyományos plazmában az elektromos töltés. A kvark-gluon plazmát a szakirodalomban szokás QGP rövidítéssel jelölni.

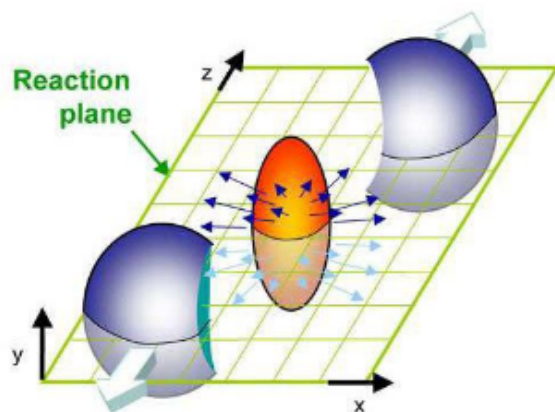


7. ábra. Az univerzum fejlődési szakaszai az ősrobbanás után [11].

A laboratóriumi körülmények között két nehézion-nyaláb ütköztetésével hozható létre az ütközési pontban ilyen állapotú „tűzgolyóhoz” hasonló rendszer. Ekkor nagyon magas hőmérsékletű és nyomású az anyag, ezért tágulni, majd hűlni kezd, hasonlóan az univerzum korai szakaszához.

Az ütközés során a kvark-gluon plazmát vizsgálva, kezdetben egy rendkívül magas hőmérsékleten lévő anyag keletkezik. Ezután a hőmérséklet és az energiasűrűség csökkenése miatt, a kölcsönhatás erőssége megnövekszik, így végül az addig szabad kvarkok és gluonok „befogásra” kerülnek és egy-egy hadront fognak alkotni. Mivel itt egy meglehetősen rövid ideig fennálló folyamatról beszélünk, ezért nem lehet ezt más módon vizsgálni, mint hogy a tágulás folyamatából érkező részecskéket észleljük és a részecskék tulajdonságainak ismeretében következtetéseket vonunk le a kvark-gluon plazmáról. Ezen eljárást alkalmazva a nehézion ütközéseknél megállapították, hogy a keletkező kvark-gluon plazma modellezhető úgy, mint egy tökéletes folyadék (szuperfolyadék), melyben szinte nincs viszkozitás és ahol az egyes szabadsági fokok a kvarkoknak feleltethetőek meg. A szakirodalomban ezért gyakran használják a Strongly Coupled Quark Gluon Plasma (sQGP) megjelölést is [13, 14, 15].

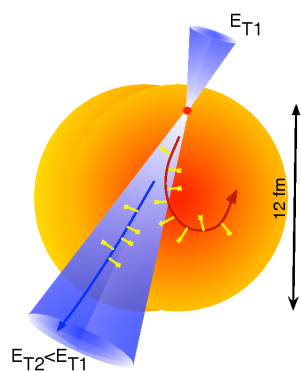
Az ütközések korai stádiumában a „kemény” folyamatok, míg későbbi szakaszában a „lágy” folyamatok érvényesülnek. Míg az előbbi során kevés, nagy impulzusú részecske keletkezik, ez utóbbira jellemző a sok kis impulzusú részecske valamint ekkor jönnek létre a késői állapotok.



8. ábra. A létrejövő elliptikus folyás [22].

4.2.1. Energiaveszteség a Kvar-k-gluon plazmában

A RHIC kísérletek korai megfigyelése volt a jet-elnyomás jelensége [17, 18]. Ez azon alapszik, hogy a nehéz atommagok esetén, nagy energiákon a jeteknek keresztül kell haladniuk a kvark-gluon plazmán, azonban míg keresztülhaladnak rajta, kölcsönhatnak vele (ütközések és sugárzás folytán), így veszítenek energiájukból, ezért a folyamat végén a jetek impulzus-eloszlásában módosulásokat tapasztalhatunk. A módosult jetek spektrumának és korrelációinak tanulmányozásából következtetéseket vonhatunk le a QGP tulajdonságaira. A módosulás mértékét befolyásolja a QGP-ben megtett úthossz és az energiasűrűség.



9. ábra. A jet-átvilágított QGP vázlatos rajza [23].

4.2.2. A QGP kollektív fejlődése

Lágy folyamatok, azaz kis impulzusú részecskék észlelésével a QGP kollektív dinamikájáról kaphatunk információt. Az ütközésben közel az ütközési pont körül vizsgálva a kvark-gluon plazmát anizotrópiát észlelhetünk. Ez abból adódik, hogy nem tökéletes gömb alakot vesz fel az esemény során, hanem x - és y -irányokban más sugárral rendelkezik: $R_x < R_y$, így térben ellipszoid alakú. Benne a nyomás nem egyenletes (homogén), hanem helyfüggő, ami nyomáskülönbséget okoz. Ezáltal a kezdeti térbeli anizotrópia idővel impulzusbeli anizotrópiává alakul. Ezt az asszimetriát nevezzük elliptikus folyásnak.

Kísérleti tapasztalat, hogy jelentős kollektivitása van a megfigyelt részecskéknek, ami arra enged következtetni, hogy erős csatolás van köztük. Leírására a már említett, viszkozitásmentes hidrodinamikai modell alkalmazható [19, 20, 21]. Az elliptikus folyás kialakulását a 8. ábra szemlélteti.

4.2.3. A kvark-gluon plazma vizsgálata nehéz kvarkokkal

A kemény folyamatokkal történő vizsgálatok egy speciális fajtájának tekinthető a nehéz kvarkok észlelése. Míg a kis impulzusú könnyű hadronok elsősorban a késői állapotokból származnak, a nehéz kvarkok elsöprő többsége impulzustól függetlenül a reakció kezdeti, kemény folyamataiban keletkezik. A nehéz kvarkok jellemző élettartama nagyságrendekkel meghaladja a QGP élettartamát, ezért segítségükkel a QGP teljes evolúciója vizsgálható. A nehéz kvarkokból származó jetek módosulása a kemény folyamatokban a színtöltés hatását, illetve a fragmentáció ízfüggését mutatja meg. A nehéz kvarkok kollektivitását vizsgálva a hadronképződés részleteibe nyerhetünk betekintést. Ezen megfigyelési és vizsgálati módszerre alapozva végeztem el kísérleteimet a szakdolgozatom kapcsán.

5. Kis rendszerek fizikája

A nagyenergiájú nehézion ütközésekben a már megszokott kollektív viselkedésből bizonyítottan az erősen csatolt kvark-gluon plazmára lehet következtetni [13, 14, 15]. A közelmúltban folytatott újabb kísérletek alapján a kis rendszerekben, azaz proton-proton vagy proton-atommag, történő nagy végállapotú multiplicitású ütközéseknél is hasonló jelenségeket lehetett megfigyelni, mint a nehézion ütköztetéseknél [25, 26, 27]. Habár

ezek nem nehézion ütközések, mégis a hasonló fizika és módszerek miatt gyakran a nehézion fizika keretein belül vizsgáljuk ezeket a kollektív jelenségeket is. Bár még nem tisztázott pontosan itt a kvark-gluon plazma jelenléte [28], de egyes feltevések szerint ilyen esetekben is a jelen lévő kollektivitás valóban kvarkanyag jelenlétére utal. Bár a kis rendszerekben megfigyelhető kollektivitást általában a vákuumbéli kvantum-színdinamika mechanizmusok következményének tekintik, amilyen a sokparton-kölcsönhatás, azonban a kvantitatív leírása ezen folyamatoknak még hiányzik [29]. Ennek megértése és leírása napjainkban egy igen kutatott témakör, mely kapcsán a magyar Budapesti ALICE Csoport is jelentős kutatásokat végez, így kerülhettem magam is közelebb ehhez a témához a kutatásom során.

5.1. Sokparton-kölcsönhatás

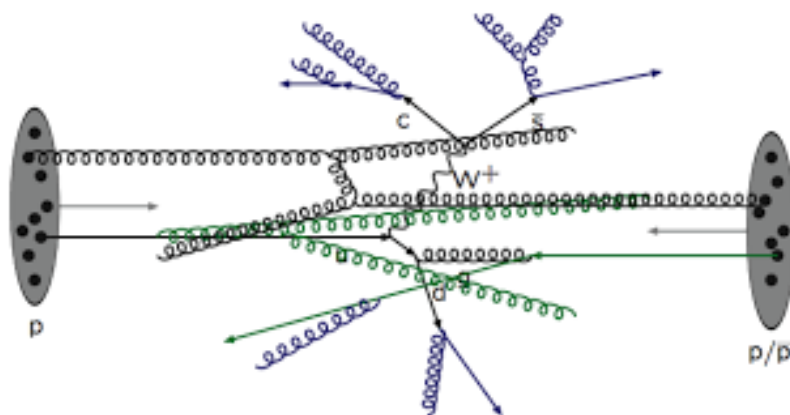
Az elmúlt évek kutatásai azt mutatták, hogy az ilyen nagy multiplicitású proton-proton eseményekben a nehéz kvarkok létrejötte nem egyenesen arányos a multiplicitással. Az egyik lehetséges magyarázat erre pedig nem más, minthogy ezen eseményekben megnövekedett sokparton-kölcsönhatás (Multi-Parton Interactions, MPI) és gluon-sugárzás van jelen [30].

A „kemény” és „lágymód” folyamatok határán lévő átmenetet igen bonyolult modellezni és még inkább nehéz ezeket számolni, mivel ilyenkor több parton hat kölcsön egymással úgy, hogy köztük az impulzuscsere igen kicsi. Így olyan többlépcsős folyamatok zajlanak le, melyeket többnyire effektív modellekkel írunk le. Az ilyen kölcsönhatásokat sok-parton kölcsönhatásnak nevezzük (lásd: 10 ábra).

A sokparton-kölcsönhatás részben magyarázatot ad arra a jelenségre is miszerint a kis rendszerek esetében is tapasztalhatunk a nehézion ütközésekhez hasonló kollektív viselkedést. Az újabb eredmények azt mutatják, hogy a sokparton-kölcsönhatások akár a „kemény” folyamatokat is módosíthatják [31, 32, 33].

5.2. Szín-újrarendeződés

Egy nemrégiben közzétett kutatás kimutatta, hogy nagy szerepet játszik a szín-újrarendeződés (Color-Reconnection, CR) a részecskék kölcsönhatásában, még a folyamat „kifagyása” előtt. A közelmúltban végzett szimulációs tanulmány szerint a sokparton-kölcsönhatással rendelkező folyamatokban a szín-újrarendeződés radiális áramlást

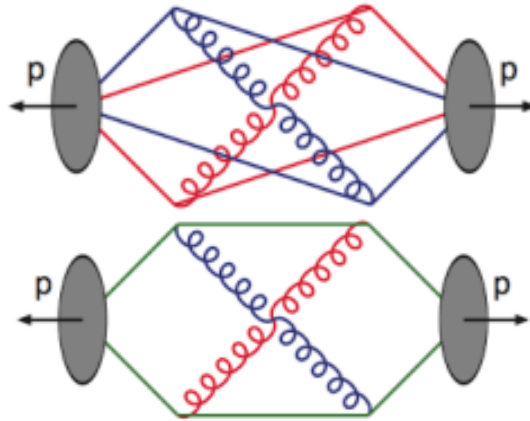


10. ábra. *Proton-proton ütközési folyamat szemléltetése. Időrendben: kemény kölcsönhatás és sokparton-kölcsönhatások (fekete), kezdeti állapot sugárzás (zöld), végállapot sugárzás (kék) [34].*

eredményez [34, 35]. Ez arra a feltételezésre ad okot, hogy a proton-proton ütközéseknél az összetettebb vákuum-QCD folyamatok kollektív viselkedés kialakulásához vezetnek. A szín-újrarendeződés könnyebb megértése érdekében gondolhatunk úgy erre a jelenségre – mint a már említett analógiánkban, melyben az erővonalak, mint rugók vagy gumiszalagok vannak jelen – mintha ennek jelenléte rendezné vagy „kibogozná” az erős kölcsönhatás színtöltésének erővonalait. Erre láthatunk példát a 11. ábrán. Fontos itt megjegyezni, hogy a valóságban a CR elválaszthatatlan része a QCD folyamatoknak, mint például az MPI. Azonban a szimulációkban lehetőség van arra, hogy külön kikapcsoljuk a CR-t, vagy állítsuk a paramétereit.

5.3. Háttéreseemény

A kemény folyamatok részletes vizsgálata során az általában „lágy” folyamatokból származó részecskéket, az úgynevezett háttéreseményt (Underlying Event, UE) le szokták választani. Különösen fontos ez a nagy multiplicitású (sok végállapotú részecskét tartalmazó) eseményeknél. A klasszikus megközelítés szerint az UE független a vezető folyamatától, ezért az elvi számításainkban ez akár le is választható. Egyes eredmények [36, 37] alapján ez megkérdőjelezhető, ahol a szín-újrarendeződés nagy hatással volt a kemény folyamatokban a háttéreseményekre. A megértésnek alapvető jelentősége az, hogy a „kemény” folyamatokat pontosan, a háttéresemény



11. ábra. Az első kép a szín-újrarendeződs nélküli esetet, míg a másik kép annak jelenlétével ábrázolja a színek rendeződését. [38].

nélkül tudjuk tanulmányozni.

A szakdolgozatom központi témája és az általam végzett szimulációk vizsgálata ennek mélyebb megértése okán történt nehéz kvarkokkal, amik lehetőséget nyújtanak a „kemény” folyamatban jellemző színtöltésnek a háttéreseeményre gyakorolt módosító hatásának elkülönítésére.

5.4. Kis rendszerek vizsgálata nehéz kvarkokkal

A hagyományos anyag stabil hadronjait az első két (up, down) kvark alkotja. A többi kvark instabil részecskéket alkot, amelyek gyenge bomlás során más hadronokká alakulnak át. Én most charm és beauty kvarkokkal vizsgáltam, mert a mai csúcskísérletekben kellő számban mérhetőek és élettartamuk elég hosszú ahhoz, hogy a reakció késői állapotában még jelen legyenek. A nehézkvark-jetekben megfigyelhető impulzus és szögeloszlások statisztikusan eltérnek a könnyű partonok által keltett jektől. Ennek oka egyrészt a jetet keltő partonok statisztikailag eltérő színtöltése: mivel a könnyű jetek vegyesen kvark- és gluonjtek, utóbbinak erősebb a színtöltése, más megmaradási törvények érvényesek, ezért más jellegű folyamatok fognak végbemenni. Dolgozatom fő fókuszát a kis ütköző rendszerek nagy multiplicitású eseményeiben ható részecskekeltő folyamatok elkülönítése jelenti a nehéz kvarkok segítségével [24].

A hadronizáció folyamata során a charm és bottom kvarkok D- és B-mezonokká alakulnak, az adatokból ezen bomlástermékekből lehet visszafejteni ezen kvarkok jelenlétét egy-egy eseményben.

II. rész

Mérési módszerek

A szakdolgozatomban a háttéreseemény és a fragmentáció jobb megértése érdekében kvark-gluon plazma nélküli esetben vizsgáltam a sokparton-kölcsönhatás és a szín-újrarendeződés fizikai jelenségek szerepét az egyes ütközésekben.

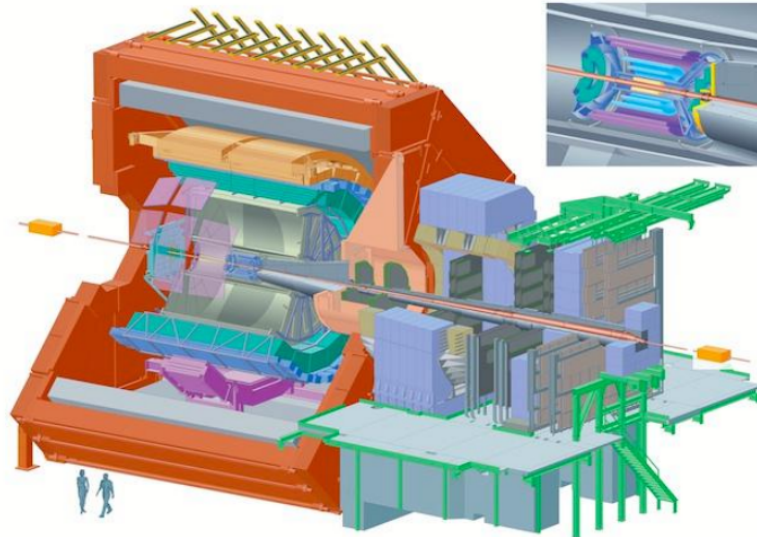
A proton-proton ütközéseknél másodlagosan létrejövő részecskék általában: pionok (π^\pm), kaonok (K^\pm) és protonok (p, p^-). Ezek eseményenkénti számát összefoglaló néven az esemény multiplicitásának nevezzük. Eszerint az események külön csoportokra bonthatóak multiplicitásaik szerint. Ha a nagy multiplicitású proton-proton ütközéseket a nehézion ütközésekkel összehasonlítjuk, meglepő eredményre juthatunk, mivel hasonlóságot mutatnak a lezajló folyamat tekintetében [25, 26, 27].

6. Az ALICE kísérlet

Napjaink részecskegyorsítóinál számos óriáskísérleti kollaboráció működik, amelyek célja, hogy jobban megérthessük az univerzum kezdeti állapotát, azáltal hogy mesterségesen létrehozunk, laboratóriumi körülmények között hasonló állapotokat és ezeket vizsgáljuk a feltevéseink szerint. A nagy energiára felgyorsított töltött részecskéket ütköztetik, majd az ütközésből keletkezett részecskéket mérik és az adatokat elemzik.

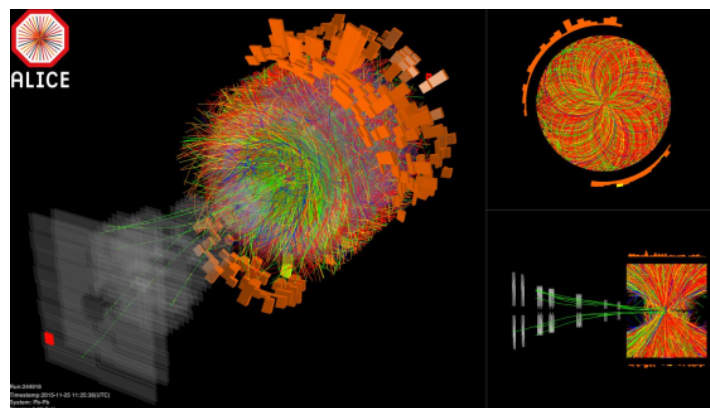
A gyorsítók többfélék lehetnek, kutatásomban ezek közül a nagy energiás/relativisztikus gyorsítók: $E/A > 1$ GeV (pl: SPS, RHIC és LHC-ben). Ezek közül a CERN LHC gyorsítójának (Large Hadron Collider, Nagy Hadronütköztető) egyik legnagyobb kísérleti berendezése az ALICE (A Large Ion Colliding Experiment, Egy nagy ionütköztető kísérlet). Több ország, mintegy 1800 fizikusa és mérnöke dolgozik együttműködve az ALICE projekten. Ezen kísérlet elméleti célja az univerzum korai szakaszának jobb megértése az erősen csatolt kvark-gluon-plazma előállításával, melynek vizsgálata így aztán laboratóriumi keretek között lehetségessé válik. A detektor alrendszerei a térszög jelentős részét lefedik, ezzel elérve azt hogy minél nagyobb impulzustartományban képesek legyenek a részecskék detektálására és azonosítására [39].

A nehézion-fizikai reakció során egy többlépcsős folyamatban jönnek létre a mérhető fizikai mennyiségek. Amikor a kezdetben nagyon forró



12. ábra. Az ALICE nehéz ion ütköztető vizsgálatára használt gyorsító és detektorrendszer metszeti képe [39].

anyag kívül és a kvark-gluon plazmából létrejönnek a megfigyelhető kötött kvarkállapotok (hadronok, mezonok, barionok st.), majd megszűnik köztük a kölcsönhatás („kifagyás”). Tehát ezt a „kifagyott” képet regisztrálja az ALICE számos alrendszere, majd ezek kerülnek elemzésre végül.



13. ábra. Egy rekonstruált nehézion ütközés [40].

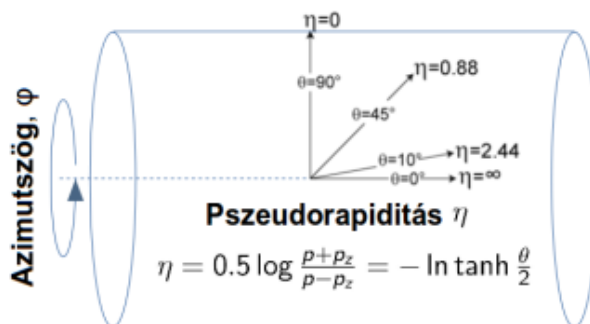
7. Kísérleti alapfogalmak

A kísérleti elrendezés és az ütköző részecskenyalábok miatt általában hengeres, hagymahéj szerkezetű detektorokat használnak a gyakorlatban. A detektor számos alrendszerből áll, amelyek mérhetik egy részecske helyzetét, sebességét, tömegét vagy energiáját, így lehetővé téve azonosításukat. A reakciók kezdeti fázisaiból nincsen közvetlen információk, azonban Monte Carlo szimulációk segítségével ezeket a lépéseket is vizsgálhatjuk.

A hengeres detektor elrendezéshez igazodva olyan koordinátákat és mennyiségeket érdemes bevezetni, amelyek adott geometriai feltételek mellett jól alkalmazhatók. Ezért a detektor szimmetria tengelye éppen a z -tengely iránya, ami a nyalábirány, valamint két további koordináta: az azimutszög (φ), amellyel a nyalábra merőleges irányt írjuk le és a pszeudorapiditás (η), amely a nyalábránnyal bezárt szöveget parametrizáló mennyiség. A definiált koordinátarendszert a 14. ábrán mutatom be. Az azimutszög megegyezik a hengerkoordinátában használt szöggel, míg a pszeudorapiditás a polárszöggel van kapcsolatban, az alábbi szerint:

$$\eta = \frac{1}{2} \log \left(\frac{p + p_z}{p - p_z} \right) = - \ln \tanh \left(\frac{1}{2} \theta \right), \quad (2)$$

ahol θ a polárszöveget jelöli (lásd: 14. ábra).



14. ábra. A hengeres detektor elrendezés és a benne felvett koordináták sematikus rajza [41].

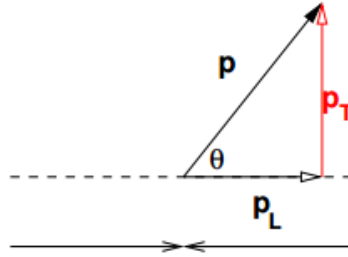
A nyaláb mentén pszeudorapiditást használunk a számolásaink során, mert a részecskék ultra-relativisztikus sebességgel haladnak a z -tengely mentén, és a hozzá tartozó koordináta-rendszer és a detektor koordináta-rendszere

között a fizikai mennyiségeket a Lorentz-transzformáció segítségével számolhatjuk át. A z -irányú impulzus nagyságát ez jelentősen megváltoztatja, míg a transzverzális impulzuskomponensét csak elhanyagolható mértékben, ezért ha a polárszög (θ) helyett a rapiditást használjuk, akkor az additív lesz a Lorentz-transzformációra nézve. A rapiditást (y) úgy kapjuk meg, hogy:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad (3)$$

értékét vesszük, ahol E a részecske energiája és p_z a részecske z -irányú impulzuskomponense. Továbbá, tudjuk, hogy a teljes energiát az alábbi módon kaphatjuk meg: $E = \sqrt{m^2 + p^2}$, ehhez azonban ismernünk kell a részecske tömegét (m), aminek meghatározása bonyolult eljárás, viszont ultra-relativisztikus sebességeknél $m \ll p$ elhanyagolást tehetünk. Ebből fakad, hogy a rapiditás kis szögekre közelítőleg a pszeudorapiditással lesz megegyező.

Az impulzust szokás a hengersizimetriából adódó komponensekre bontani: longitudinális (p_L) és transzverzális (p_T) komponensekre (lásd: 15. ábra). Az utóbbi a z -tengelyre merőleges, míg előbbi azzal párhuzamos irányú és nagysága megkapható az alábbi képlet szerint: $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$.



15. ábra. Az impulzuskomponensek [42].

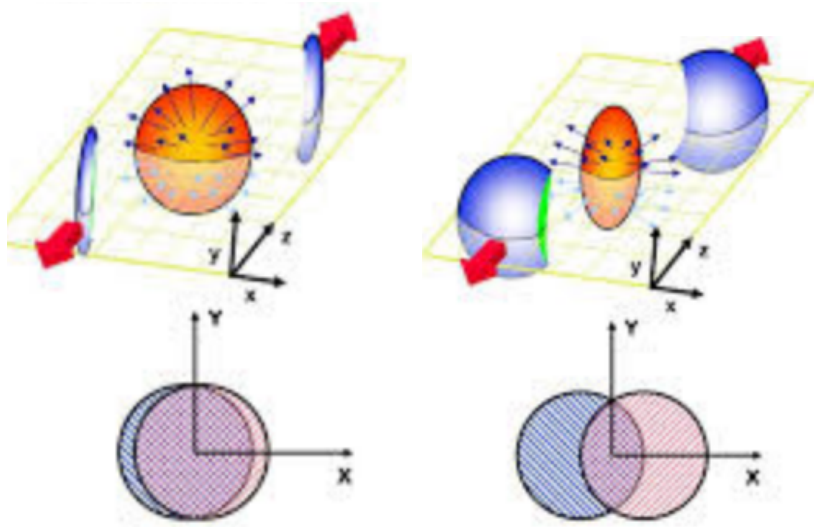
Az ütközési pontot elsődleges vertexnek is hívják. A röppálya rekonstrukció ebbe a pontba mutat és ezt adja meg, míg a másodlagos vertex a hosszú életű részecskék bomlásának helye és a bomlástermékek röppályáinak visszafejtéséből lehet a bomlási pontra következtetni.

A nehéz ütközések fontos paramétere az ütközés centralitása, amelyet a 16.

ábra szemléltet. A centralitás mérhető mennyiség:

$$c(b) \cong \frac{\pi \cdot b^2}{\sigma_{inel}}, \quad (4)$$

ahol b az ütközési paraméter ($b < b_{max}$) és σ_{inel} a teljes rugalmatlan szórási hatáskeresztmetszet. A perifériás ütközések hasonlóságot mutatnak a proton-proton ütközésekkel, mivel ilyen ütközésekben nem keletkezik QGP. Az ütközésekben az eseményeket a multiplicitással jellemezhetjük, amely kapcsolatban van az ütközés centralitásával.



16. ábra. A centrális és preifériás ütközés vázlatosan [43].

A detektor véges geometriájából adódó fizikai mennyiség a detektor-akceptancia (A), amely a mérés geometriai határfoka. Ez szab határt annak, hogy milyen kinematikai tartományban történhet a detektálás és melyben nem. Mivel a detektor a teljes azimuttszöget lefedi, az akceptancia a pszeutorapiditás-tartománnyal azonosítható: $|\eta| < A$. Az ALICE központi detektorrendszere $|\eta| < 0.9$ tartományban regisztrálja a részecskéket.

8. A nagyenergiájú események szimulációja

A PYTHIA 8.1 eseménygenerátor [44] által az ALICE kísérlet kinematikai tartományának megfelelő beállítása mellett szimulált proton-proton

eseményekből általam elkészített eredményekkel dolgoztam. Ez egy C++ nyelven írt Monte Carlo eseménygenerátor, amely a nagyenergiás részecskék ütközése során zajló fizikai folyamatokat szimulálja. A PYTHIA teljes eseményeket szimulál részecske szinten, és a következő lépésekben számol:

1. egy alapvető „kemény” QCD folyamatot modellez (ezt vezető rendű perturbációs számítással végzi),
2. a kezdeti és végállapotot jellemző fizikai effektusokat parton-szinten kezeli, a kezdeti- és végállapotú sugárzás valamint a sokparton-kölcsönhatás figyelembevételével (perturbatív számolások, fenomenológiai megfontolások alapján),
3. a partonállapot végső képének kialakulása után hadronizációs folyamatokat modellez (Lund húr-fragmentációs modell alapján [45]),
4. másodlagos bomlásokat végez, hadronok közötti szórásokat számol.

A vizsgálataim fő célja a sokparton-kölcsönhatás és a szín-újrarendeződés megértése és ezek háttéreseménnyel való kapcsolata volt. Ennek érdekében különböző szimulációkat futtattam, azonos bemeneti paraméterekkel, kizárólag csak a CR és MPI figyelembe vételét változtatva. Fontos megjegyezni, hogy míg a valóságban e két fizikai jelenség egyszerre lép fel és nem elkülöníthetőek, addig én a szimulációimban külön, egymástól függetlenül is tudtam analizálni azok hatását. A mérés során beállításonként 25 millió esemény adataival dolgoztam, annak érdekében, hogy minél jobb statisztikájú eredményeket kapjak.

Az eseményekben elkülönítettem egy energetikus vezető, ún. trigger részecskét, és ennek függvényében vizsgáltam a többi ún. asszociált részecskét. Bemeneti paraméterek az elemzéseim során:

A szimulációra vonatkozó paraméterek:

- ütközési energia: $\sqrt{s} = 7$ TeV (tömegközépponti leírásban),
- „kemény” folyamatok vizsgálása, a „lágú” folyamatok figyelembevétele mellett, SoftQCD:All paraméter beállítással.

A triggerre vonatkozó beállítások:

- pszeudorapiditás feltétele: $|\eta| < 0.8$ mely egyben az akceptanciát $|A|$ is meghatározza.

Az asszociált részecskére vonatkozó feltételek:

- a megengedett legkisebb impulzus: $p_{T,low} = 0.5 \text{ GeV}/c$,
- csak töltött részecskék,
- részecskék azonosítását a PDG kódjuk alapján tettem [46], ez alapján végeztem.

Az eseményeket a trigger-részecske típusa szerinti kategóriákba soroltam. A kiválasztott és vizsgált trigger részecskék azonosítási feltételei:

- pion: csak a töltött pionokat vizsgáltam.
- proton: a protonok és antiprotonok között nem tettem különbséget és a későbbiekben csak protonokként hivatkozom majd rájuk. Ezt azért tehettem meg, mert elsősorban a pionnal nagyobb tömeg miatti különbségeket szerettem volna vizsgálni, illetve a mezon barion különbségekre voltam kíváncsi
- D-mezon: D^{+-} , D^{-} , D^0 , \bar{D}^0 -mezonokat azonosítottam. A D^* -mezonok azonosítására azért nem volt szükségem, mert gerjesztett állapotukból elbomlásuk során az előbb felsoroltak valamelyikébe alakul, így végsősoron azokat is figyelembe veszem.
- B-mezon: B^{+-} , B^{-} , B^0 , \bar{B}^0 -mezonok voltak.
- D- és B-mezon: a D- és B-mezonok bomlásait letiltottam futtatásaim során, mert a mezonoknak és nem azok bomlástermékeinek a többi részecskével való korrelációjára voltam kíváncsi.

A kiértékeléshez és az eredmények megjelenítéséhez egy CERN-es adatanalízisekhez fejlesztett programcsomagot használtam, a ROOT szoftvert [47]. Ezen keresztül tudtam menteni az adataimat, a saját .root file kiterjesztésében, majd szintén ezen keresztül tudtam a szimulációk kiértékelését elvégezni, végül az eredményeimet hisztogramok formájában ábrázolni.

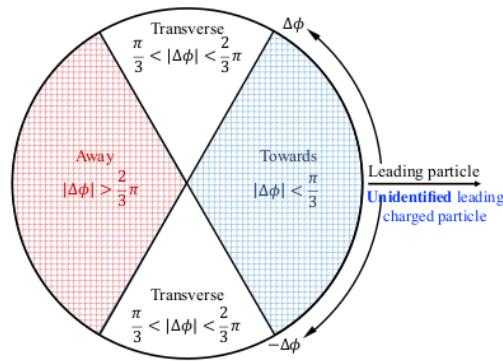
8.1. Térszög szerinti felosztás

Az egyes eseményekben létrejövő részecskéket térszög szerint különválasztottam, majd az egy eseményben kitüntetett legnagyobb transzverzális impulzusú (vezető vagy trigger) részecskét vettem ekkor

alapul és az összes többi részecskét ehhez viszonyítottam és így állapítottam meg az általuk bezárt $\Delta\varphi$ azimutszög értékeket. Ezen értékek alapján a triggerhez asszociált részecskéket három részre osztottam:

- azonos oldali (near-side) tartomány: $|\Delta\varphi| < \frac{\pi}{3}$,
valamint a háttér visszaszorítása érdekében ebben az analízisben a szokásos feltételen túl a trigger-részecske körül egy szűkebb kúpot választottam ki: $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} < R$
- transzverzális (transverse-side) tartomány: $\frac{\pi}{3} < |\Delta\varphi| < \frac{2\pi}{3}$
- átellenes oldali (away-side) tartomány: $\frac{2\pi}{3} < |\Delta\varphi|$

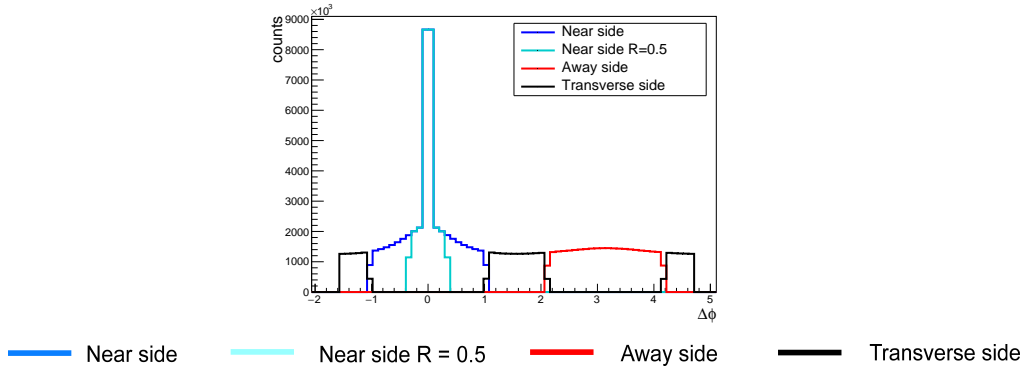
ahol a $\Delta\eta$ és a $\Delta\varphi$ a trigger-részecske és a vizsgált részecske pszeudorapiditásai és azimutszögei közti különbség nagysága. Ezzel a felosztással az azonos oldali (near-side) tartományon a fragmentációról és a jetkorrelációs csúcsról nyerhetünk több információt, illetve az átellenes oldali (away-side) tartományon a triggerhez tartozó jet párját képező átellenes jet tartományról, míg a transzverzális (transverse-side) tartományt vizsgálva a háttéreseményről lesz bővebb információnk. Az így elkülönített térszög szerinti zónákat az alábbi ábra szerint vettem, az azonos oldali esetben a fenti feltétel alkalmazásával.



17. ábra. Az eseménytér trigger-részecskéhez viszonyított térszög szerinti felosztása [48].

Ezen beállítások mellett elvégeztem a szimulációm, mellyel lényegében ellenőrizni szerettem volna a programom helyes lefutását és a beállított paramétereimet. Az így kapott eredményeket hisztogramban ábrázoltam, ez a 18. ábrán látható.

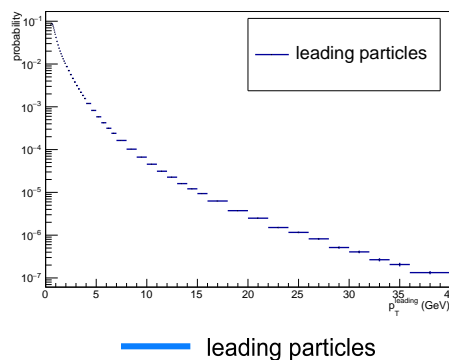
Ezen az ábrán a trigger részecskét is beleszámoltam, ezért zérus értéknél egy magasan kiemelkedő oszlopot látunk, azonban a későbbi



18. ábra. Egy eseményen belül a részecskék $|\Delta\varphi|$ szerinti eloszlása a különböző (azonos oldali (kék), azonos oldali de szűkített kúp tartomány (világos kék), transzverzális (fekete) és átellenes oldali (piros)) tartományokban.

kiértékeléseim során a trigger részecskét már nem vettem figyelembe. Ezen felül a hisztogram a várt eredményt adta, mivel a trigger részecske környezetében, és az azzal átellenes részen egy felsűrűsödött részecske-eloszlást figyelhetünk meg, ami a jeten belüli fragmentációnak köszönhető. A kész hisztogramokat a vezető részecskék számával normáltam.

A transzverzális irányú impulzusokat, és azon belül is az egy eseményen belüli trigger részecskék impulzuseloszlását az alábbi hisztogramon figyelhetjük meg (19. ábra).



19. ábra. Események gyakorisága a vezető részecske impulzus szerint. A p_T^{lead} függésében (x-tengely) a gyakoriságot (y-tengely) ábrázolva.

III. rész

Eredmények

9. A nehéz kvark rekonstrukciójának hatása a hozamokra

A b kvarkok fragmentációja során B -mezonok jönnek létre. A keletkező B -mezon impulzusát erősen meghatározza a b kvark, azonban a kettő nem lesz azonos. A mért részecskehozamok eltérhetnek attól függően, hogy b kvarkot, vagy B -mezont választok ki triggerként.

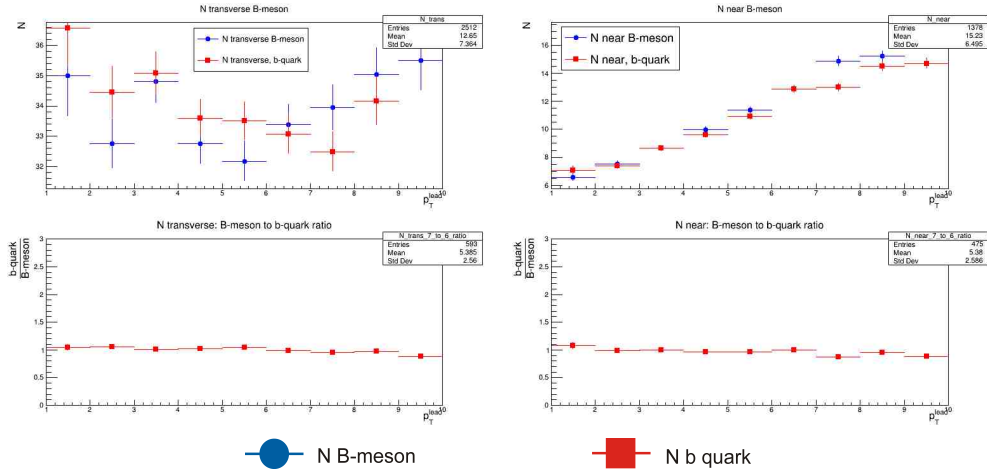
Ezt az eltérést először a transzverzális (transverse-side) tartományon vizsgáltam meg, amit a 20. ábra bal oldali panele mutat. Ekkor azt kaptam, hogy nem szignifikáns a különbség a b kvarkok és a B -mezonok között, amiből pedig levontam a következtetést, miszerint a módszerünk nem érzékeny arra, hogy b kvarkra vagy B -mezonra triggerelünk. Ezután az azonos oldali (near-side) tartomány térrészt vizsgálva a 20. ábra, jobb oldali panelén, a nagy statisztikus bizonytalanságot tapasztaltam, ami azzal magyarázható, hogy relatív kevés adattal tudtam csak dolgozni, mivel a nehéz kvarkok ritka keletkezésűek ezen eseményekben. A hisztogramról leolvasható volt, hogy továbbra sem számottevő a különbség a b kvark és a B -mezon között.

Levonhattam azt a konklúziót, hogy nincs nagy jelentősége annak, hogy a b -kvark teljes kísérleti rekonstrukciója helyett a B -mezonok keletkezését vizsgáljuk. Az azonos oldalon azonban a hányadosban egy gyenge, csökkenő trend látható.

10. A jetek és a háttér hozzájárulása az azonos oldali (near side) tartományon

Az azonos oldali (near side) tartományban mért hozamokat a jetek keletkezése határozza meg. Az ízfüggő részecskehozam így a jetek jellemzőitől függ, mint a színtöltésbe vagy a vezető parton tömegéből. Emellett azonban nem elhanyagolható az esemény háttér járuléka sem. A következőkben a jet és a háttér járulékának hatását vizsgálom meg.

Szimulációimban lehetőségem volt arra, hogy olyan adatokat készítssek, melyekben az MPI és a CR kikapcsolt állapotban legyenek, vagyis mintha



20. ábra. A b kvarkok és a B -mezonok hozamának összehasonlítása a transzverzális impulzus függvényében. A bal felső ábrán a transzverzális (transverse-side) tartományban mért hozamok, a jobb felső ábrán az azonos oldali (near side) tartományban mért hozamokat vannak, míg az alsó ábrákon a hozamok hányadosa látható.

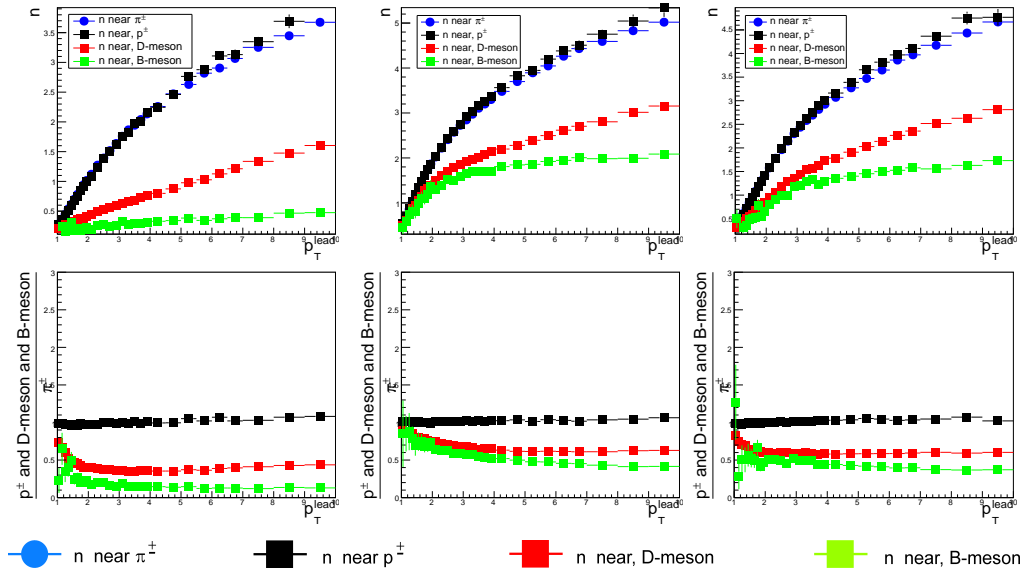
ezen fizikai jelenségek nem lennének jelen a folyamat során. Továbbá olyan folyamatokat is szimuláltam, amelyekben bár a MPI jelen volt, viszont a CR nem. További szimulációt végeztem, a valóságnak megfelelő, mindkét fizikai effektust tartalmazó eseményekkel is. Ezekből könnyen átlátható és összevethető hisztogramokat tudtam készíteni. Az egyes hisztogramok az azonosított részecskéknek a területegységre érkező hozamát ($n(p_T^{leading})$, átlagos részecskeszám-sűrűség) mutatják a vezető részecskék transzverzális impulzusának függvényében. Az egyes binok értékeit az adott transzverzális impulzus-binhez tartozó vezető részecskék számával normalva, egységnyi területre vetítve ábrázolom.

$$n(p_T^{leading}) = \frac{1}{N_{ev}} \frac{\partial^3 N_{ch}}{\partial \phi \cdot \partial \eta \cdot \partial p_T^{leading}}, \quad (5)$$

ahol N_{ev} a kiválasztott események száma, N_{ch} pedig a kiválasztott térrészbe beeső részecskék teljes hozama. A minél egyszerűbben áttekinthető és értelmezhető adatok és vizuális megjelenítés érdekében az általam figyelembe vett részecskeszámokat még a pion részecskeszámához is viszonyítottam (ez látszik az ábrák alsó panelein). Ezt a megoldást a későbbi hisztogramjaim esetében is hasonlóan alkalmaztam.

Így az első hisztogramban a protont, D- és B-mezonokat vettem össze a pionokkal, miközben sem az MPI, sem a CR nem volt jelen, ami a 21.

ábra, bal oldali panelén látható. Ekkor a D- és B-mezonok erős eltérést produkálnak, ellenben a protonok a pionoktól csak kicsit térnek el, nem látható lényeges különbség. Ez az eredmény azzal magyarázható, hogy az eltérő ízű partonokból származó hadronok hozamát a színtöltés és a tiltott kúp hatása is befolyásolja, ugyanakkor látszik, hogy a hadron tömegének önmagában kevés jelentősége van. Az MPI bekapcsolása után viszont változott ez a kép, amit a 21. ábra, középső panele szemlélteti. Az ízek között kisebb lett a különbség, ami azzal magyarázható, hogy a háttérből jövő részecskék száma ekkor megnövekedett és ez csökkentette az eltérést. Az utolsó vizsgálat során mind az MPI, mind a CR hatását figyelembe vettem, minek kapcsán a CR a háttérrel kis mértékben csökkentette [33], így az addigi ízek miatt bekövetkezett különbség kicsit vagy szinte alig láthatóan növekedett, ezt mutatja be a 21. ábra, jobb oldali panele.



21. ábra. A töltött pionok, protonok, valamint a D- és B-mezonok hozamai (felső ábrák), valamint a protonok, D- és B-mezonok hozamainak a pionokéhoz viszonyított arányai (alsó ábrák) az azonos oldali tartományon. A bal oldali ábrák a kikapcsolt CR és MPI mellett, a középső kikapcsolt CR, de bekapcsolt MPI mellett, míg a jobb oldali a fizikai beállítások mellett szimulációkat mutatják.

A fentiek alapján megállapítottam, hogy itt íz szerinti rendeződést mutatnak az adatok, aminek hatása erősebb ha az MPI nincs jelen és gyengébb ha csak a CR van kikapcsolva. Mivel az események multiplicitása kikapcsolt MPI esetén kisebb, azonban bekapcsolt MPI de kikapcsolt

CR esetén nagyobb, mint a fizikai esetben, a tapasztalt függés alapján valószínűnek látszik, hogy az íz szerinti rendezettség a jetek fejlődésére jellemző, és ezt a hatást csökkenti a háttér.

11. Transzverz irányú módosulások

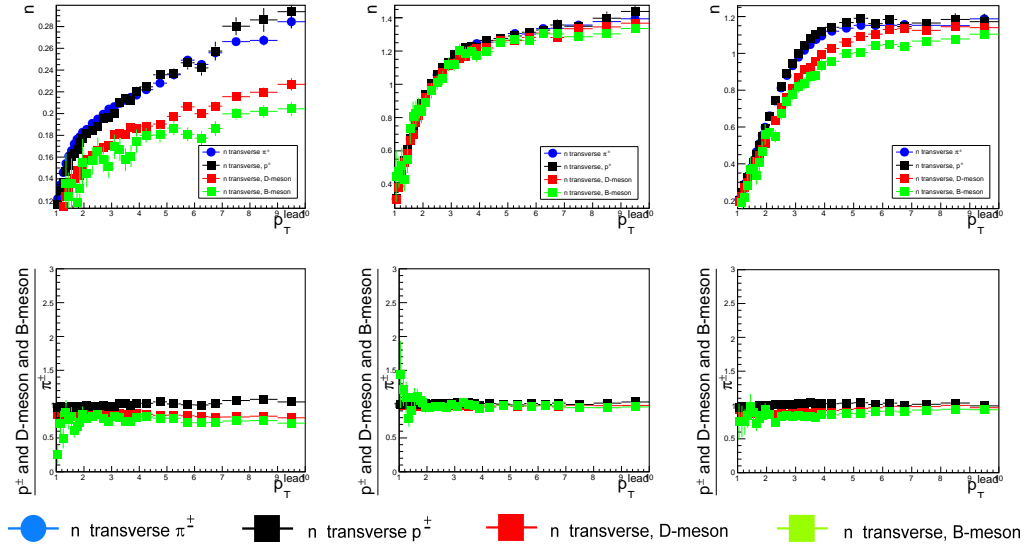
11.1. MPI és CR hatása a transzverzális tartományon mért részecskeszámokra

Mint ahogy az előző futtatásom során, itt is hasonló eljárás szerint vettem össze az általam kapott eredményeket, csak ez esetben a transzverzális (transverse-side) tartományba eső részecskékre. Szintén az általam figyelembe vett részecskék: pionok, protonok, D- és B-mezonok voltak.

A 22. ábra, bal oldali paneljén mutatom be az első esetet, ahol a két fizikai hatás nélkül vizsgáltam az eseményt. Ekkor a pionok és protonok normált hozama szinte egybeesik és nincs különbség közöttük. A D- és B-mezonok az azonos oldalon látottakhoz hasonlóan különülnek el. A második esetet vizsgálva, amikor MPI már be van kapcsolva de még a CR nincs figyelembe véve a 22. ábra, középső paneljén látható. Az azonos oldali (near-side) tartomány esetre visszagondolva hasonlóságot mutatnak, mivel itt is csökken a különbség, olyannyira hogy itt el is tűnik és teljesen egybeesnek a görbék. Ezt láthatóan az MPI okozza, mivel a háttéresemény részecskéi nem csak a „kemény” folyamatokból származhatnak hanem egyéb folyamatokból is, a részecskék közt minden különbség eltűnik. Majd a valóságot reprezentáló szimuláció során, amikor is mindkét fizikai effektus hatása befolyással van az esemény részecskéire a 22. ábra, jobb oldali panelje szemlélteti, akkor látható, hogy ismét a pion és proton görbéi, valamint a D- és B-mezonok görbéi kicsit térnek csak el.

Ezekből arra következtettem, hogy amikor nincs jelen MPI, akkor itt is íz szerinti szétválasztás a domináns rendező elv, ám ennek bekapcsolása esetén de még CR kikapcsolása mellett, minden rendeződést kiegyenlít az MPI és eltünteti. Végül mindkét hatás jelenlétekor a CR bekapcsolásával újra láthatóvá válik az íz szerinti rendeződés, bár nem olyan erőteljesen mint az MPI kikapcsolt állapotában, ám megállapítható a különbség ekkor is a részecskék görbéi között.

Az korábban is ismert volt, hogy a szín-újrarendezés felelős a radiális



22. ábra. A töltött pionok, protonok, valamint a D - és B -mezonok hozamai (felső ábrák), valamint a protonok, D - és B -mezonok hozamainak a pionokéhoz viszonyított arányai (alsó ábrák) a transzverzálisi tartományon. A bal oldali ábrák a kikapcsolt CR és MPI mellett, a középső kikapcsolt CR, de bekapcsolt MPI mellett, míg a jobb oldali a fizikai beállítások mellett szimulációkat mutatják.

folyás kialakulásáért, ami különbséget tesz a könnyű hadronok keletkezési gyakorisága között [36]. Az eredményeim azt mutatják, hogy hasonló jelenség igaz nehéz kvarkokra is.

Ezen felül azonban megmutattam azt is, hogy a PYTHIA-ban implementált sokparton-kölcsönhatás drasztikus hatással van a részecskekeltésre: az eltérő típusú, és eltérő kemény folyamatok során keletkező részecskék közti különbség teljesen elmosódik, ami a görbék egybeeséséből látszik. Ez nem magyarázható pusztán az MPI bekapcsolása miatt megnövekvő multiplicitással, mert abból CR bekapcsolása esetén a megfigyelttel ellentétes függést várnánk.

11.2. D - és B -mezonok keletkezésének összehasonlítása

Itt is a már előzőekben tárgyalt három fő esetet vettem össze: amikor mindkét hatás kikapcsolt állapotban van, amikor az MPI bekapcsolva van a CR kikapcsolt állapota mellett és amikor a CR és az MPI is bekapcsolt állapotban van. Azonban itt kifejezetten a nehéz kvarkokat tartalmazó mezonokat vizsgáltam, és a protonok részecskehozamaihoz viszonyítottam azok részecskehozamait. Azért tettem ezt, hogy még inkább kizárhassam

a részecske tömeg függést és az előző eredményeimet ily módon is igazolni tudjam.

Amikor az MPI-t és a CR-t kikapcsoltam, ez a 23. ábra bal oldali panele, akkor megfigyelhető a hisztogramon, hogy a viszonyított görbék a hányados egységnyinél kisebb értékeket vettek fel. Ez arra utal, hogy a rendező elv a vizsgált részecskék tömege, így ez egy tiszta kinematikai effektussá válik. Vagyis az ízek elkülönülnek a tömegkülönbségekből kifolyólag. A második esetben a 23. ábra középső paneljén a D- és B-mezonok hisztogramjainak görbéi egybeesnek, azaz a szín-újrendezés nélküli sokparton-kölcsönhatás megszünteti a tömeg szerinti rendezést és a részecskekeltést kiegyenlíti. Végül az utolsó esetben, amit a 23. ábra, jobb oldali panele mutat be, észrevehető az, hogy nagyobb impulzusoknál a B és a D között kicsi eltérés volt csak. Alacsony impulzusokon azonban továbbra sem tapasztaltam eltérést a görbék között.

Ez arra utal, hogy a nehéz kvarkokkal triggerelt háttéresemény elsősorban a trigger-részecske tömegére érzékeny. Ezt a megállapítást fontos lenne adatokkal ellenőrizni, hogy az ízfüggő trigger torzító hatása a valós eseményekből kizárható legyen.

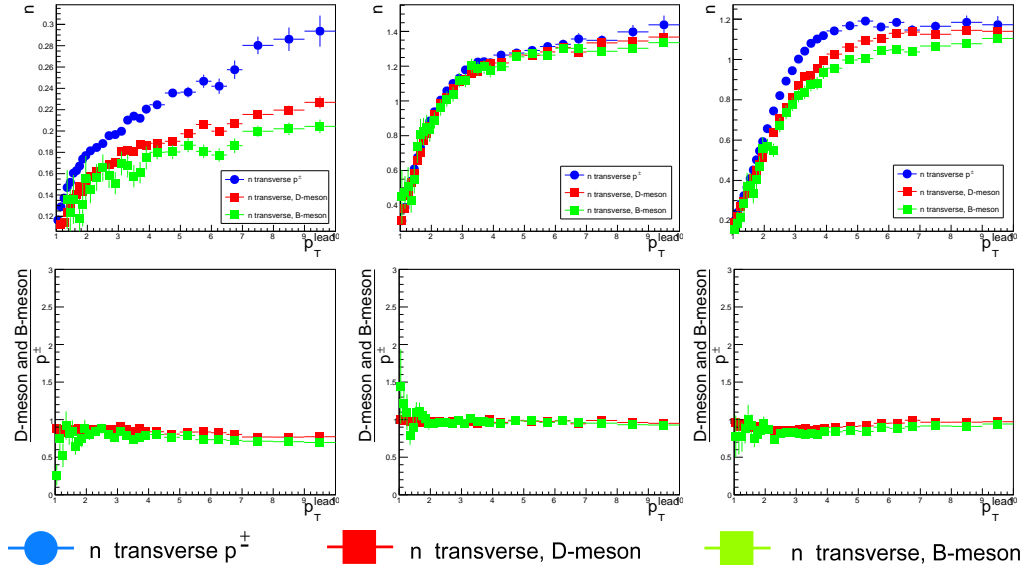
12. Az MPI és a CR hatásának részletes vizsgálata

Ebben a fejezetben azt vizsgálom meg részletesebben, hogy a fent leírt módosulásokhoz milyen hozzájárulása van elkülönítetten az egyes fizikai hatásoknak.

12.1. A sokparton-kölcsönhatás száma a trigger függvényében

A PYTHIA eseményekből kiolvasható, hogy egy szimulált eseményben hány alkalommal történt sokparton-kölcsönhatás. Megvizsgáltam azt, hogy hogyan alakul a vezető részecskéhez képest az MPI folyamatok száma aszerint, hogy a CR jelen van-e.

A CR kikapcsolásával futtatott szimulációban a sokparton-kölcsönhatások száma a kis impulzusok kivételével konstans, és az egyes részecskefajtákra megegyezik. Ezt mutatja a 24. ábra, bal oldali panelje. Mindkét hatás bekapcsolt állapota esetén, ez látható a 24. ábra, jobb oldali panelén, a



23. ábra. A D - és B -mezonok, valamint a protonok hozamai (felső ábrák), valamint a D - és B -mezonok hozamainak a protonokhoz viszonyított arányai (alsó ábrák) a transzverzálisi tartományon. A bal oldali panel ábrái a kikapcsolt CR és MPI mellett, a középső kikapcsolt CR, de bekapcsolt MPI mellett, míg a jobb oldali a fizikai beállítások mellett szimulációkat mutatják.

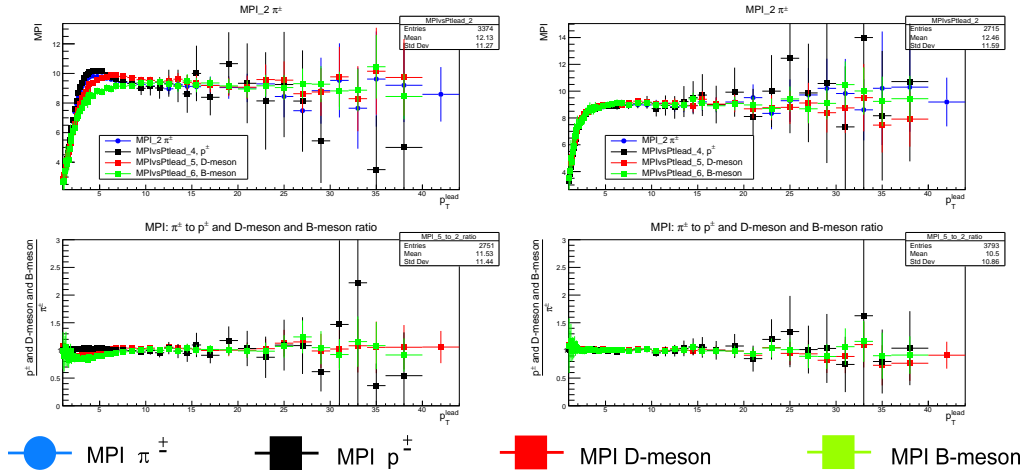
pion és a proton között nem volt szignifikáns különbség, míg a proton, D - és B -mezonok között igen.

Ezekből az látható, hogy a sokparton-kölcsönhatások számára a trigger-részecske íze jelentős befolyással van, és ez a különbség a szimulációban csak a szín-újrarendezés során jön létre.

A gyakorlatban az MPI száma nem mérhető fizikai mennyiség, ám ahhoz hogy valamilyen módon mégis megfigyelhető legyen, egy új fizikai fogalmat vezettek be erre, az R_T mennyiséget [49]. Ez a mennyiség a háttéresemény aktivitását mutatja az adott eseményben, az átlagos eseményekhez viszonyítva. A transzverz tartományban mért részecske-multiplicitás az átlaghoz képest:

$$R_T = N_{ch}^{trans} / \langle N_{ch}^{trans} \rangle . \quad (6)$$

Valamint szinte független ez a mennyiség a kezdeti „kemény” folyamatból jövő részecskéktől, így lehetőség van arra, hogy ezáltal megkülönböztethessük a „lágý” folyamatokból érkező részecskéket, melyeknél a háttéresemény a domináns, a „kemény” folyamatokból jövőektől, ahol a jet hatás a meghatározó. Az MPI-k száma és az R_T



24. ábra. Sokparton-kölcsönhatások száma proton, D - és B -mezon triggererek esetében (fenti ábrák), illetve a D - és B -mezon görbék protonokra vett hányadosa (alsó ábrák). A bal oldalon a CR be van kapcsolva, míg a jobb oldalon nincsen bekapcsolva.

között erős korreláció áll fenn [49].

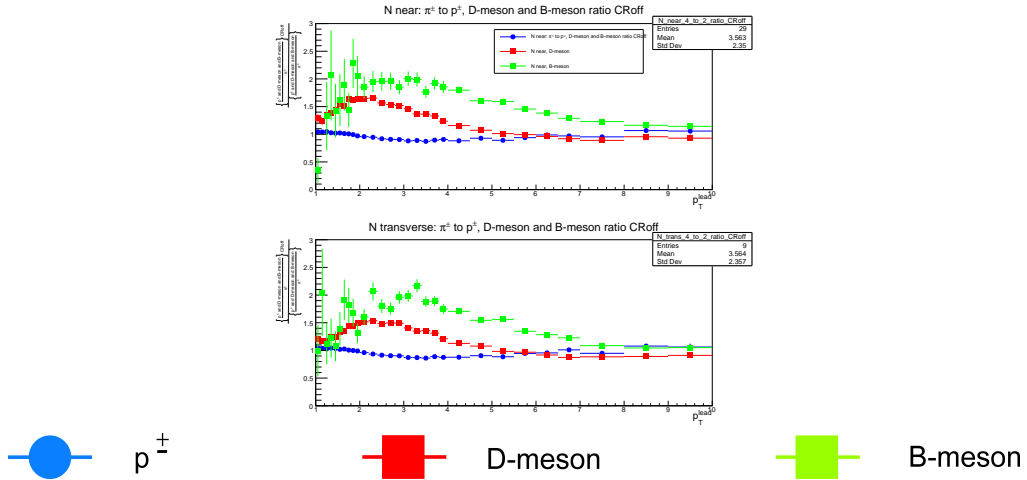
Ennek vizsgálata túlmutat jelen dolgozat keretén, de tervem és célom, hogy megvizsgáljam a nehéz kvark hozamokat, különböző R_T osztályokban, így felkészülünk a valós mérésekre.

12.2. Az MPI és CR relatív hatása

Elemzésemben az általam elkészített hisztogramokat vettem és azokat viszonyítottam már meglevőkhöz. A részecskearányok helyett most a részecskearányok arányait vettem a megfelelő fizikai jelenség jelenléte, vagy épp annak kikapcsolása mellett, ezzel dupla arányt készítve. Ez nagy érzékenységgel tudja kimutatni a vizsgált fizikai folyamatok hatását, miközben megtisztítja a mintát a kiválasztás sajátjaiból származó torzításoktól.

Az azonos oldali (near-side) tartományban lévő protonok, D - és B -mezonok részecskeszámait vettem össze pionok részecske számaival, MPI és CR kikapcsolása mellett, majd az egész hisztogramot egy ugyan ennek megfelelő, ám MPI és CR jelenlétében vizsgált hisztogrammal „normáltam”, így nyerve az alábbi hisztogramot, amit a 25. ábra mutat.

Látszik, hogy alacsony impulzuson a szín-hatás érvényesül és az szétválasztja a D - és B -mezonokat valamint a könnyű részecskéket. Ez korrelál és összhangban van az előzőekben tárgyalt, 24. ábra, bal oldali



25. ábra. A dupla arány a CR hatását vizsgálva: a protonok, D-mezonok és B-mezonok pionokhoz viszonyított számarányainak összevetése a CR ki- és bekapcsolt állapotaiban. A felső ábrán az azonos oldali, az alsó ábrán a transzverzális tartomány látható.

panel ábrájával. Magasabb impulzuson a B-meson görbéje megemelkedik, ami a tömeghatás miatti rendeződésből következik.

További fontos megállapítás, hogy mind az azonos oldali (near-side) tartományon, mind pedig a transzverzális (transverse-side) tartományon a CR egyenlőképp fejti ki hatását, ami egyezik a korábban jóslattal, miszerint a CR radiális áramláshoz vezet.

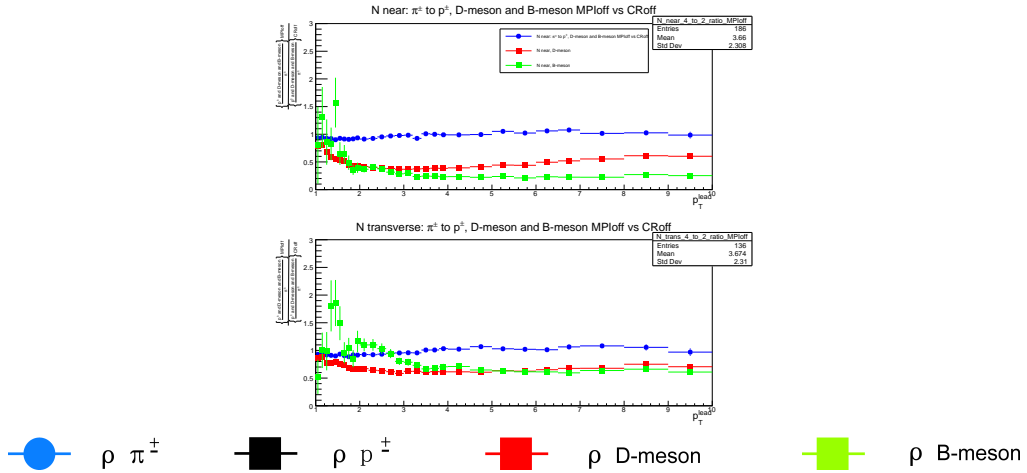
Hasonló dupla arányt véve hasonlítottam össze az MPI kikapcsolt és szintén a CR kikapcsolt állapotában kapott eredményeket. (26. ábra).

Itt az azonos oldali (near-side) tartományon az MPI hatása íz-szerinti rendeződéshez vezet. Míg a transzverzális (transverse-side) tartományon különbség látszik a nehéz és könnyű részecskék között. Ilyen jellegű rendeződést akkor várunk, ha a színtöltés a kialakult hozamokra jelentős hatással van, hiszen a könnyű partonok (kvarkok vagy gluonok) színtöltése átlagosan erősebb a nehéz kvarkokénál. A háttéreseményben az MPI tehát a színtöltés szerint rendezi a részecskéket.

13. Átlagos impulzussűrűségek vizsgálata

Ebben az elemzésben az egyes részecskék transzverz impulzusaik eloszlását vettem figyelembe. A pionok, protonok, D- és B-mezonok transzverz impulzus sűrűségeit vizsgáltam a fentiekhez hasonló három esetben.

Az egyes binek értékeit az adott transzverzális impulzus-binhez



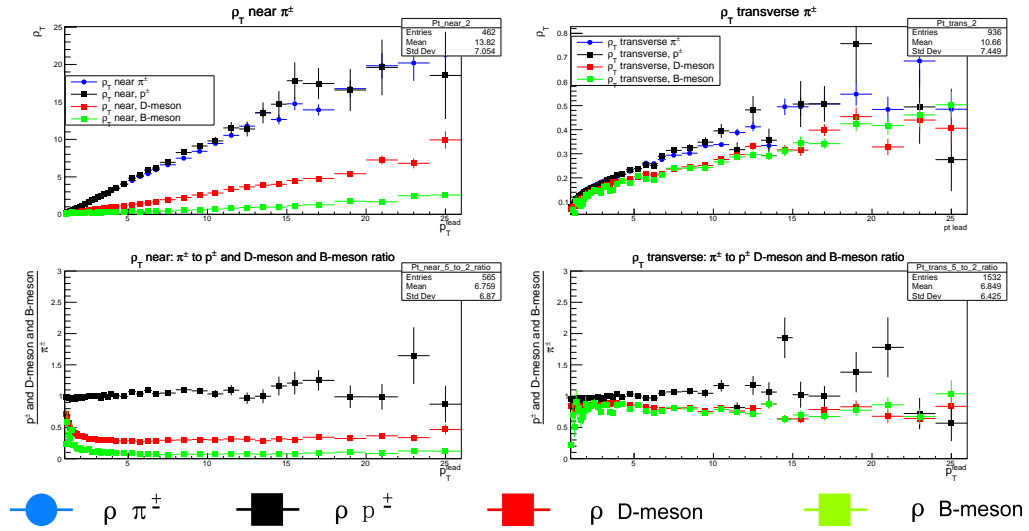
26. ábra. A dupla arány az MPI hatását vizsgálva: a protonok, D-mezonok és B-mezonok pionokhoz viszonyított számarányainak összevetése az MPI ki- és bekapcsolt állapotaiban. A felső ábrán az azonos oldali, az alsó ábrán a transzverzális tartomány látható.

tartozó vezető részecskék számával normalva, egységnyi területre vetítve ábrázolom.

$$\rho_T(p_T^{leading}) = \frac{1}{N_{ev}} \frac{\partial^3(\sum_i p_{T,i})}{\partial\phi \cdot \partial\eta \cdot \partial p_T^{leading}}, \quad (7)$$

ahol N_{ev} a kiválasztott események száma, $p_{T,i}$ pedig a kiválasztott impulzustartományba beeső i -edik részecske impulzusa. Az impulzussűrűségeket ábrázolva is hasonló mintázatok figyelhetőek meg, mint a részecskehozam-sűrűségek esetében. Amint az a 27. ábrán megfigyelhető, az azonos oldali (near-side) tartományon a háttér nem számít bele annyira az esemény lefolyásába, míg a transzverzális (transverse-side) tartományra áttérve azt tapasztaljuk, hogy a háttérnek fontos szerepe van.

Azonban a 21. és 22. ábrával összevetve jól látható, hogy az esetben a lágy folyamat jobban befolyásolta a végeredményt, az míg mikor impulzusok eloszlásait elemezve a „kemény” folyamatokból származó részecskék hatása előtérbe került. Ez azzal magyarázható, hogy amikor a részecske hozamokat veszem, olyankor minden részecske egységnyinek tekinthető, viszont amikor az impulzusokat vizsgáltam, akkor súlyozottan veszi figyelembe a „kemény” folyamatokból származó részecskéket. A levonható fizikai üzenet tekintetében nincs különbség, csupán csak egyik vagy másik esetben a vizsgált hatás, vagy a keresett befolyásolás jobban látszik vagy kivehetőbb,



27. ábra. A töltött pionok, protonok, valamint a D- és B-mezonok trigger mellett az egyes tarományon felösszegzett transzverz impulzusai (felső ábrák), valamint a protonok, D- és B-mezonok transzverz impulzusainak a pionokéhoz viszonyított arányai (alsó ábrák) az azonos oldali (balra) és transzverzális tartományokon (jobbra).

így egyszerűbb azzal dolgoznunk.

Összefoglalás

Szaktervezetomban nagyenergiás fizikai szimulációkat végeztem és ezek eredményeit vizsgáltam. Ezen kísérletek által jobban megértettem az LHC proton-proton ütközésekben a nehéz kvarkok kiválasztásának hatását a háttéreseményre. Vizsgálataim elsősorban azért történtek, hogy a közeljövőben ez alapján ALICE kísérletet végezhesünk el. Az már ismert volt, hogy a szimulációkban megvalósított sokparton-kölcsönhatások (Multi-Parton Interactions, MPI) és a szín-újrarendeződés (Color-Reconnection, CR) a jetek szerkezetét megváltoztatják, torzítják. Viszont kérdéses, hogy ekkor a háttéresemény milyen módosulásokon esik át, és a háttéresemény módosulása mekkora szerepet játszik a jetek módosulásában. Ennek megértésére már korábban végeztek vizsgálatokat azonosított könnyű hadronok detektálásával [36]. A nehéz kvarkokra kiterjesztve ezeket, az ízfűggő fragmentáció és a háttéresemény kapcsolatáról kaphatunk információt. Míg a valós gyakorlatban az MPI és a CR együttesen és különválaszthatatlanul jelennek meg, addig nekem a rendelkezéseimre álló szimulációimban lehetőségem volt arra, hogy ki- vagy bekapcsoljam a szín-újrarendeződést valamint a sokparton-kölcsönhatást. Az elvégzett szimulációs kísérleteim eredményei az alábbi fizikai tanulságokra mutattak rá:

- A jetek és a háttér kapcsolatát vizsgálva, azt figyelhetjük meg, hogy a pionok, protonok, D- és B-mezonok hozama íztől függ, és nem a végállapotú részecske tömegétől: a nehezebb partonokat tartalmazó részecskék hozama alacsonyabb, azonban a pionok és protonok közti különbség elhanyagolható. A különbséget sokparton-kölcsönhatás illetve szín-újrarendezés jelenlétében illetve anélkül is megvizsgálva azt látjuk, hogy az íz szerinti rendeződés mértéke az eseménymultiplicitás növekedésével csökken. Ebből arra következtetünk, hogy az íz szerinti rendezettség a jetek kialakulására jellemző, és a háttér ezen hatást csökkenti.
- A transzverzális (transverse-side) tartományon a sokparton-kölcsönhatás jelentős hatással van a részecskékeltetésre. Az eltérő típusú, és eltérő kemény folyamatok során keletkező részecskék közti különbség szinte teljesen megszűnik az MPI bekapcsolásával. A szín-újrarendezés viszont különbséget tesz a könnyű hadronok keletkezési gyakoriságai között a könnyű kvarkokhoz hasonlóan a nehéz kvarkok esetében is.

- A CR és MPI relatív hatását vizsgálva arra jutottam, hogy az azonos oldali (near-side) tartományon az MPI hatása íz-szerinti rendeződéshez vezet. Míg a transzverzális (transverse-side) tartományon különbség látszik a nehéz és könnyű részecskék között. A háttéreseményben az MPI a színtöltés szerint rendezi a részecskéket.
- A CR mindenhol egyenlőképp fejt ki hatását és van jelen, akár az azonos oldali (near-side) tartományon akár a transzverzális (transverse-side) tartományon vizsgáljuk.
- A részecskesűrűség helyett az impulzussűrűséget figyelembe véve, azonos fizikai következtetéseket vonhatunk le, azonban az impulzusok vizsgálata során a „kemény” folyamatokból érkező részecskék nagyobb hangsúllyal vannak figyelembe véve a számítások során.
- A B-mezonok és b kvarkok összehasonlításából levonható tanulság volt számomra, hogy a háttéresemény korrelációs vizsgálata során nem feltétlenül szükséges a nehézkvark-jet teljes rekonstrukciója, mert nem okoz jelentős különbséget. Ezen következtetés azért jó hír, mivel alacsony energiákon a jet-rekonstrukció nem is lehetséges, ám ezzel a megoldással ezen probléma áthidalhatóvá válik. Azonban azt fontos észben tartanunk ilyen esetben, hogy a fragmentációs csúcs tekintetében kicsiny eltérés mutatkozott.

Ezen következtetésem az ízfüggő fragmentáció és háttéresemény vizsgálatával kapcsolatos jövőbeli kutatási javaslatokat segíthetik majd elő. A kutatásaimat további kísérletekkel és szimulációk elvégzésével fogom a jövőben tovább végezni, mint pl. az eseményeknek a háttéresemény aktivitása szerinti kategóriákban történő vizsgálata. Ezzel jobban megérthetjük a nehéz kvarkok keletkezésének folyamatát, és új kísérleti elemzéseket tudunk javasolni.

Köszönetnyilvánítás

Ezúton szeretném megköszönni témavezetőmnek, Dr. Vértesi Róbertnek, hogy szakmai hozzáértésével és tudásával, valamint türelmes segítőkészségével támogatta munkámat és segítette a szakdolgozatom létrejöttét.

Továbbá szeretném megköszönni konzulensemnek, Dr. Kis Dániel Péternek, hogy elméleti tudásával és tanácsaival nyújtott segítségeket.

Kutatásomat az OTKA K120660 pályázat, a Wigner Kiemelt Kutatócsoporti program valamint a Wigner GPU Laboratórium támogatta.

Irodalomjegyzék

Hivatkozások

- [1] Faceschool Education, <https://faceschool.education/2019/03/12/giochiamo-con-il-modello-standard/>
- [2] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], „Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC,” *Phys. Lett. B* **716**, 30 (2012) [arXiv:1207.7235 [hep-ex]].
- [3] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], „Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Phys. Lett. B* **716**, 1 (2012) [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [4] X. Zhu, M. Bleicher, S. L. Huang, K. Schweda, H. Stoecker, N. Xu and P. Zhuang, „D anti-D correlations as a sensitive probe for thermalization in high-energy nuclear collisions,” *Phys. Lett. B* **647** (2007) 366 [hep-ph/0604178].
- [5] Wikipedia, <https://hu.wikipedia.org/wiki/Kvark>
- [6] Wikipedia, <https://en.wikipedia.org/wiki/Color-charge>
- [7] R. Vértesi, „A nagyenergiás magfizika kísérleti módszerei” , BME NTI magfizika, 2017. május 10-11.
- [8] IFIC, <https://webific.ific.uv.es/web/en/content/lattice-qcd-numerical-approach-strong-force>
- [9] Montejo Berlingen J. (2016) Event Simulation. In: Search for New Physics in $t\bar{t}$ Final States with Additional Heavy-Flavor Jets with the ATLAS Detector. Springer Theses (Recognizing Outstanding Ph.D. Research). Springer, Cham
- [10] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, „The anti- k_t jet clustering algorithm,” *JHEP* **0804** (2008) 063 [arXiv:0802.1189 [hep-ph]].

- [11] A. Walia, "If The Big Bang Started The Universe, What, or Who, Started the Big Bang? What About The Multi-Verse?", Collective Evolution, August 27, 2017
<https://www.collective-evolution.com/2017/08/27/if-the-big-bang-started-the-universe-what-or-who-started-the-big-bang-what-about-the-multi-verse/>
- [12] E. V. Shuryak, „Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter,” Phys. Rept. **61** (1980) 71.
- [13] K. Adcox *et al.* [PHENIX Collaboration], „Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration,” Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005) [nucl-ex/0410003].
- [14] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration], „Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions,” Nucl. Phys. A **757**, 102 (2005) [nucl-ex/0501009].
- [15] B. B. Back *et al.*, „The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC,” Nucl. Phys. A **757**, 28 (2005) [nucl-ex/0410022].
- [16] I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collaboration], „Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment,” Nucl. Phys. A **757**, 1 (2005) [nucl-ex/0410020].
- [17] M. Gyulassy, P. Lévai and I. Vitev, „Jet quenching in thin plasmas,” Nucl. Phys. A **661** (1999) 637 [hep-ph/9907343].
- [18] K. Adcox *et al.* [PHENIX Collaboration], „Centrality dependence of charged particle multiplicity in Au - Au collisions at $S(NN)^{1/2} = 130$ -GeV,” Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3500 [nucl-ex/0012008].
- [19] S. V. Akkelin, T. Csörgö, B. Lukács, Y. M. Sinyukov and M. Weiner, „Simple solutions of fireball hydrodynamics for selfsimilar elliptic flows,” Phys. Lett. B **505**, 64 (2001) [hep-ph/0012127].
- [20] P. F. Kolb, P. Huovinen, U. W. Heinz and H. Heiselberg, „Elliptic flow at SPS and RHIC: From kinetic transport to hydrodynamics,” Phys. Lett. B **500**, 232 (2001) doi:10.1016/S0370-2693(01)00079-X [hep-ph/0012137].

- [21] T. Csörgö, M. I. Nagy and M. Csanád, „A New family of simple solutions of perfect fluid hydrodynamics,” *Phys. Lett. B* **663**, 306 (2008) doi:10.1016/j.physletb.2008.04.038 [nucl-th/0605070].
- [22] W. Li, Relativistic Heavy Ion Group Research Statement, Rice University
<http://wl33.web.rice.edu/research.html>
- [23] J. Casalderrey-Solana, J. G. Milhano and U. A. Wiedemann, „Jet Quenching via Jet Collimation,” *J. Phys. G* **38** (2011) 035006 [arXiv:1012.0745 [hep-ph]].
- [24] R. Thomas, B. Kampfer and G. Soff, „Gluon emission of heavy quarks: Dead cone effect,” *Acta Phys. Hung. A* **22**, 83 (2005), [hep-ph/0405189].
- [25] L. Yan and J. Y. Ollitrault, „Universal fluctuation-driven eccentricities in proton-proton, proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions,” *Phys. Rev. Lett.* **112**, 082301 (2014).
- [26] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], „Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC,” *JHEP* **1009**, 091 (2010).
- [27] A. Milov [ATLAS Collaboration], „Particle production and long-range correlations in p+Pb collisions with the ATLAS detector,” *Nucl. Phys. A* **932** (2014) 357 [arXiv:1403.5738 [nucl-ex]].
- [28] M. L. Mangano and B. Nachman, „Observables for possible QGP signatures in central pp collisions,” *Eur. Phys. J. C* **78** (2018) no.4, 343 [arXiv:1708.08369 [hep-ph]].
- [29] S. Schlichting, „Initial state and pre-equilibrium effects in small systems,” *Nucl. Phys. A* **956** (2016) 216 [arXiv:1601.01177 [hep-ph]].
- [30] J. Adam *et al.* [ALICE Collaboration], „Measurement of D-meson production versus multiplicity in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” *JHEP* **1608** (2016) 078 [arXiv:1602.07240 [nucl-ex]].
- [31] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], „Studies of inclusive four-jet production with two *b*-tagged jets in proton-proton collisions at 7 TeV,” *Phys. Rev. D* **94** (2016) no.11, 112005 [arXiv:1609.03489 [hep-ex]].

- [32] Z. Varga, R. Vértési and G. Gábor Barnaföldi, „Modification of jet structure in high-multiplicity pp collisions due to multiple-parton interactions and observing a multiplicity-independent characteristic jet size,” *Adv. High Energy Phys.* **2019** (2019) 6731362 [arXiv:1805.03101 [hep-ph]].
- [33] Z. Varga, R. Vértési and G. G. Barnaföldi, „Jet Structure Studies in Small Systems,” *Universe* **5** (2019) no.5, 132 doi:10.3390/universe5050132 [arXiv:1904.06389 [hep-ph]].
- [34] K.E. Mazumdar, „Low x and diffraction Characterization of the underlying event in p-p collisions in CMS”, XXI International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2013) April 22th to 26th, 2013, Marseilles, France
- [35] A. Ortiz, G. Bencédi and H. Bello, „Revealing the source of the radial flow patterns in proton–proton collisions using hard probes,” *J. Phys. G* **44** (2017) no.6, 065001 [arXiv:1608.04784 [hep-ph]].
- [36] A. Ortiz and L. Valencia Palomo, „Probing color reconnection with underlying event observables at the LHC energies,” *Phys. Rev. D* **99** (2019) no.3, 034027 [arXiv:1809.01744 [hep-ex]].
- [37] R. Vértési, “Flavor-dependent fragmentation via jet structures and correlations in high-multiplicity pp collisions”, Wigner-CCNU Balaton Workshop, 17-21 June 2019, Tihany, Hungary. <https://indico.kfki.hu/event/965/contributions/2149/>
- [38] A. Ortiz, "Physics of small collision systems using UE observables", 10th International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC, 10-14 December 2018, Perugia, Italy <https://indico.cern.ch/event/736470/contributions/3219266/>
- [39] B. B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], „Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC,” *Int. J. Mod. Phys. A* **29**, 1430044 (2014) [arXiv:1402.4476 [nucl-ex]].
- [40] F. Ronchetti, "Exit Protons, Enter Ions", EP Newsletter, December 15, 2015, <https://ep-news.web.cern.ch/content/exit-protons-enter-ions>
- [41] M. Csanád „Nagyenergiás Nehézion-fizika” speciális kollégium 2007, atomfizika.elte.hu/nehezion/vazlat.pdf

- [42] Siklér Ferenc, „Első LHC eredmények rekord energián”, Ortway Kollokvium, ELTE TTK, 2010. február 18.
- [43] J. Thomas, Highlights from the STAR Experimental Program at RHIC, ICHEP 2002 Conference, 2002 July 27 Amsterdam, <http://www.ichep02.nl/Transparencies/HI/HI-2/HI-2-4.thomas-www.pdf>
- [44] T. Sjöstrand *et al.*, „An Introduction to PYTHIA 8.2,” *Comput. Phys. Commun.* **191** (2015) 159 [arXiv:1410.3012 [hep-ph]].
- [45] T. Sjostrand, „The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation,” *Comput. Phys. Commun.* **27**, 243 (1982). doi:10.1016/0010-4655(82)90175-8
- [46] M. Tanabashi *et al.* [Particle Data Group], „Review of Particle Physics,” *Phys. Rev. D* **98**, no. 3, 030001 (2018).
- [47] ROOT Data Analysis Framework, <https://root.cern.ch/>
- [48] A. Ortiz and L. Valencia Palomo, „Universality of the underlying event in pp collisions,” *Phys. Rev. D* **96** (2017) no.11, 114019 [arXiv:1710.04741 [hep-ex]].
- [49] T. Martin, P. Skands and S. Farrington, „Probing Collective Effects in Hadronisation with the Extremes of the Underlying Event,” *Eur. Phys. J. C* **76** (2016) no.5, 299 [arXiv:1603.05298 [hep-ph]].