

A fragmentáció univerzalitásának vizsgálata nehéz kvarkot tartalmazó barionok segítségével

TDK dolgozat

Szerző:

Földvári Lea Virág

fizika BSc

Témavezetők:

Vértesi Róbert, PhD.

HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont

Varga Zoltán

Wright Laboratórium, Yale Egyetem, USA



Eötvös Loránd Tudományegyetem

Természettudományi Kar

2024

Tartalomjegyzék

1. Elméleti bevezető	3
1.1. Az univerzum keletkezése	3
1.2. Standard Modell	4
1.3. A kvantum-színdinamika	6
1.4. Az erős kölcsönhatás következményei	7
1.5. A kvark-gluon plazma megfigyelése	9
1.6. Sokparton-kölcsönhatás és szín-újrendeződés	11
1.7. Faktorizáció és fragmentáció	11
1.8. Nehéz kvarkot tartalmazó barionok keletkezésének modelljei	13
2. Kísérleti módszerek	16
2.1. A CERN LHC gyorsítója és az ALICE kísérlet	16
2.2. A detektorok	18
2.3. A nehézkvark-tartalmú részecskék rekonstruálása	18
2.4. Nagyenergiás ütközések modellezése	19
2.5. PYTHIA eseménygenerátor	20
2.6. A ROOT keretrendszer	20
2.7. A részecskék kinematikai leírása	21
2.8. Eseményaktivitás-jellemzők	22
3. Analízis és eredmények	25
3.1. Különböző PYTHIA modellek leírása	25
3.2. A PYTHIA modellek eredményei	27
3.3. A Λ_b^0/B^+ és Λ_c^+/D^0 arányok összehasonlítása különböző eseményjellemzők függvényében	29
3.4. A Λ_b^0/B^+ arányok a CR-BLC modellben	34
4. Összefoglalás	38

Kivonat

A világegyetem korai állapotában az anyag kvark-gluon plazma (QGP) formájában volt jelen, amelyet napjaink nagyenergiás részecskegyorsítóiban, nehézionok ütköztetésével képesek vagyunk létrehozni. Korábbi kísérletek szerint a QGP erős kollektív viselkedést mutat, tökéletes folyadékként viselkedik. Azonban hasonló kollektív jelenségeket proton-proton ütközésekben is tapasztaltak a CERN Nagy Hadronütköztetőjének (LHC) mérései során, ami felveti a kérdést, hogy kis ütköző rendszerekben is létrejöhet-e ez a különleges ősi anyagi állapot.

A részecskék keletkezési valószínűségét részben a fragmentáció (partonok hadronokká alakulása) határozza meg, amit sokáig az ütköző részecskék fajtájától függetlennek feltételeztek. Azonban az LHC legfrissebb mérései alapján a pp ütközésekben keletkező b - vagy c -barionok hozama az alacsony transzverzális impulzus tartományában olyan növekményt mutat, amit az e^+e^- ütközések alapján számolt fragmentációs függvény jelentősen alábecsül. Míg a c -tartalmú barionok hozamának növekményéről sok, a b -tartalmú barionokról kevesebb kutatás készült.

A tanulmányom célja a nehézkvark-tartalmú barion-növekmény mélyebb megértése színhúr-elágazásokat feltételező modellek segítségével. Ehhez nagy mennyiségű adatot szimuláltam különböző modellekkel, majd kiértékeltem őket többféle eseményaktivitás-jellemző függvényében. Megfigyeltem, hogy a b -barionok számának növekménye a c -barionokhoz hasonlóan az eseményaktivitás emelkedésével összefügg, azonban eltérő szimulációs modellbeállításokkal írható le. Valamint javaslatot tettem a CERN LHC Run-3 mérései során rögzített ALICE adatok vizsgálatára, amivel választ kaphatunk akár arra is, hogy a kis rendszerekben tapasztalt nehézkvark-barion hozam növekmény a kvark-gluon plazma létrejöttének következménye-e?

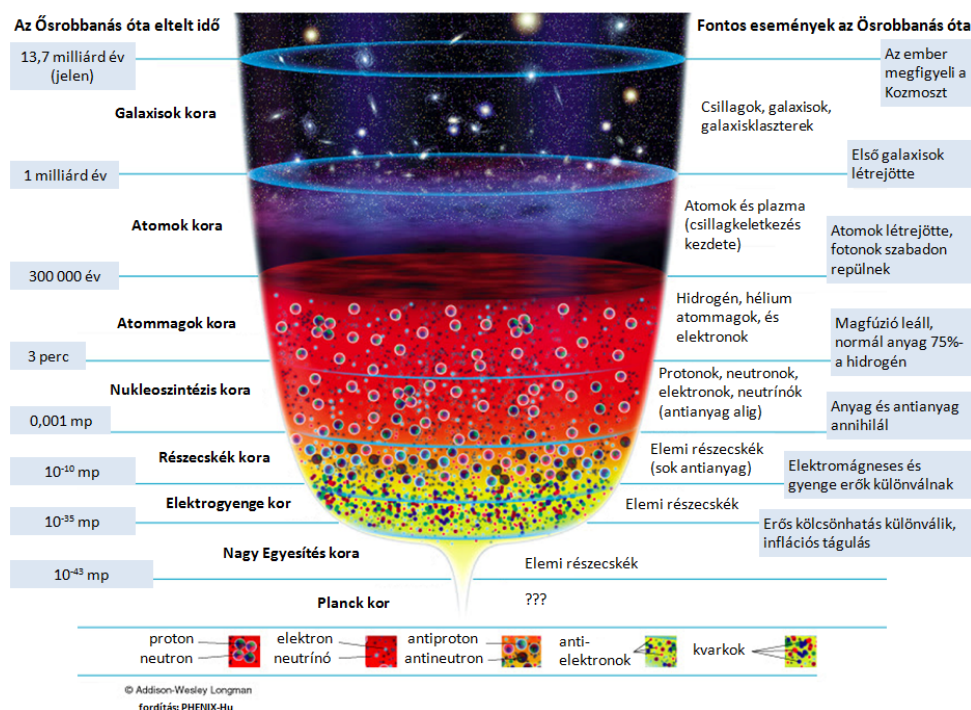
1. Elméleti bevezető

A kvark-gluon plazma megismerése egy nemzetközi szinten, számos fizikus által intenzíven kutatott terület. Ez keltette fel az érdeklődésem, és ehhez szerettem volna valamit hozzátenni, ezért csatlakoztam a HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont egyik kutatócsoportjába, ahol megírtam a jelen dolgozat alapjául szolgáló folyóiratba beküldött publikációm [1]. Az első részben összefoglalom a kutatás megértéséhez szükséges fizikai folyamatok elméleti hátterét.

1.1. Az univerzum keletkezése

A minket körülvevő világ megismerése mindig is fő motiváló ereje volt a tudomány fejlődésének. Napjaink egyik legintenzívebben kutatott kérdése, hogy hogyan keletkezett az univerzum, és mi történt a keletkezése utáni pillanatokban. Jelenleg a legelfogadottabb magyarázat az ősrobbanás-elmélet, amit három fő kísérleti tapasztalat támaszt alá.

Az univerzum tágulásának első bizonyítéka a Hubble-törvény, ami szerint a galaxisok vöröseltolódása¹ azzal magyarázható, hogy a távolodásuk sebessége egyenesen arányos a távolságukkal. Emellett a hidrogén és hélium atomok aránya a mai világegyetemben pontosan olyan, mintha közel 14 milliárd évvel ezelőtt egy forró, nagy nyomású csillagmagban beindult volna a hidrogén fúziója héliummá, majd később nehezebb elemekké. A harmadik érv az ősrobbanás mellett a ma is érzékelhető kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás: egy 2,73 K hőmérsékletű feketetest-sugárzás, ami abból az időből származik, amikor az elektronok az atommagokkal összeállva atomokká alakultak, és közben fotonokat bocsátottak ki.



1. ábra. A világegyetem nagyskalás története [2]

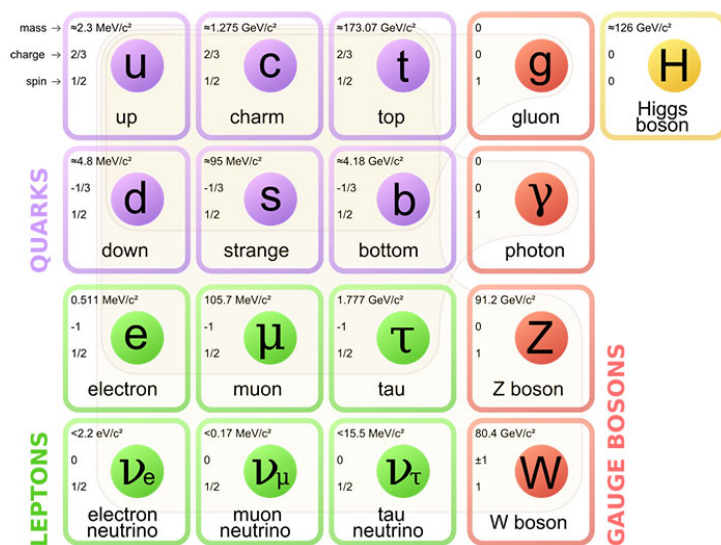
¹A vöröseltolódás az elektromágneses hullámok esetében a vizsgált objektum távolodáskor megfigyelt Doppler-effektus.

Ahogy az az 1. ábrán is látszik, a Nagy Bumm utáni első percekben nemhogy atomok, még atommagok sem léteztek; rendkívül magas, körülbelül 10^{32} K hőmérséklet uralkodott, a protonok és neutronok szabadon mozogtak. Még korábbra visszamenve, az első egymilliomod másodperc után, még a nukleonok sem létezhettek, az univerzumot egy sűrű, forró plazmaszerű anyag töltötte ki. Ezt az anyagot, a kvarkok és gluonok „őslevesét”, hívjuk kvark-gluon plazmának.

A kvark-gluon plazma hétköznapi körülmények között nem figyelhető meg, mert kialakulásához rendkívül nagy hőmérséklet és energiasűrűség szükséges, ezért részecskegyorsítókban ultrarelativisztikus sebességre felgyorsított nehézionok ütköztetésével próbálják előállítani a kutatók. Ilyenkor „kis bummok” jönnek létre, és belőlük több ezer vagy akár több tízezer részecske repül szét, amiket a körülöttük levő detektorok érzékelnek. Végül ezeknek a detektált hadronoknak a vizsgálatával ismerhető meg a kvark-gluon plazma természete, és ezáltal a korai világegyetem is.

1.2. Standard Modell

A kvarkok és a gluonok – összefoglaló néven partonok – elemi részecskék. Az elemi részecskéket, valamint az alapvető kölcsönhatásokat leíró kvantumtérelmélet a XX. században született Standard Modell (SM). Ahogyan azt a 2. ábra is mutatja, az SM az elemi részecskéket két fő csoportra osztja: anyagi részecskékre (fermionok) és közvetítő típusú részecskékre (bozonok).

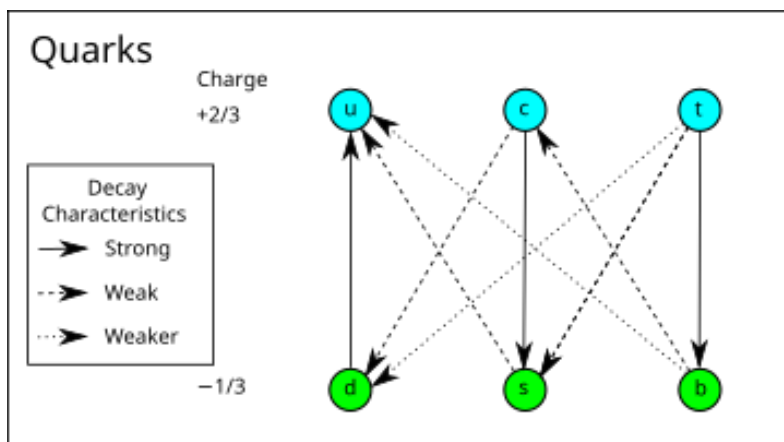


2. ábra. Elemi részecskék a Standard Modellben [3]

A fermionok feles spinnel rendelkező részecskék, amik felépítik a látható anyagi világot. A hullámfüggvényük két állapotvektor cseréjére antiszimmetrikus, ezért érvényes rájuk a Pauli-féle kizárási elv: a részecskék nem lehetnek azonos kvantumállapotban, és a különböző energiaszinteket sorban töltik fel. Ezt látjuk az elektronpályák feltöltésekor is. Ebben a csoportba tartoznak a kvarkok és a leptonok, utóbbi elnevezés foglalja magába például az elektronokat. Az elektromosan töltött leptonok részt vesznek az elektromos kölcsönhatásban, a kvarkoknak emellett színtöltése is van, ami miatt az erős kölcsönhatás is hat rájuk. Hatféle kvark létezik, amiket három családba osztunk, mindegyik családba két kvark tartozik: *up* (fel) és *down* (le), *charm* (bájos) és *strange* (ritka), valamint

bottom (alsó) – más néven *beauty* – és *top* (felső). A kvarkokat általában a kezdőbetűikkel jelöljük. A kvarkoknak tört elektromos töltése van, az u , c , t kvarkok töltése az elektromos egység $2/3$ -a, míg a d , s , b kvarkoké a $-1/3$ -a. Emellett pedig mindegyiknek létezik egy ellentétes elektromos töltésű antikvark párja, tömeg szerint növekvő sorrendben felsorolva: $\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$, $\bar{c}$, $\bar{b}$ és $\bar{t}$.

A különböző ízű kvarkok eltérő tömegekkel rendelkeznek, ezért megkülönböztetjük egymástól a könnyű *up*, *down*, a nehezebb *strange* és a nehéz *charm*, *top*, *bottom* kvarkokat, de ezek tömegei nem egymás többszörösei. A nehezebb kvarkok instabilabbak, és a gyenge kölcsönhatás során könnyebb kvarkokká bomlanak (3. ábra), ezért a világegyetem stabil hadronos anyaga könnyű kvarkokból áll, míg a többi kvark csak a nagyenergiás folyamatokban található meg. Abból adódóan, hogy a kvarkok tömeges részecskék, mind a négy alapvető kölcsönhatásban részt vesznek.



3. ábra. A kvarkok bomlása [4]

Az elemi részecskék másik nagy csoportja a bozonok, a kölcsönhatások közvetítő részecskéi, amelyek egész spinnel rendelkeznek. A bozonok hullámfüggvénye szimmetrikus két állapotvektor cseréjére, így rájuk nem érvényes a Pauli-elv. Ez megfigyelhető a Bose-Einstein kondenzátum esetében, ahol a bozonok akár makroszkopikus mennyiségben is képesek felvenni azonos állapotot felvenni. A kvantumtérelméletekben, így a SM-ben is, a kölcsönhatásokat a mező kvantumának megfelelő úgynevezett mértékbozonok közvetítik. Ide tartoznak a fotonok (γ), amik az elektromágneses kölcsönhatás közvetítő részecskéi. Az elektromágneses töltést hordozó $W^\pm$, és a semleges Z^0 bozonok a gyenge kölcsönhatás közvetítéséért felelnek, míg a gluonok (g) az erős kölcsönhatáséért. Közülük a fotonok és a gluonok tömege zérus.

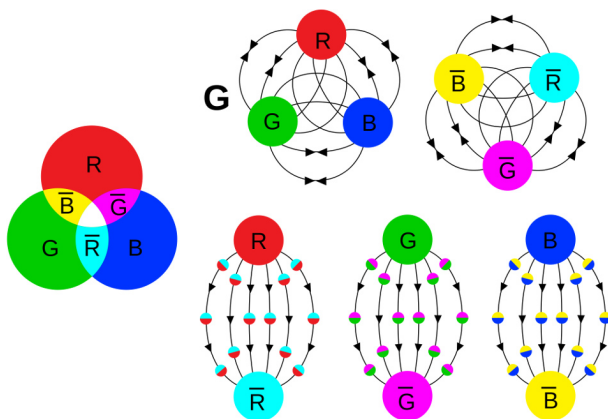
A két fő csoport mellett a Standard Modell megjósolt még egy elemi részecskét, amit aztán 2012-ben fel is fedeztek az LHC gyorsító kísérleteiben [5, 6]: ez a nullás spinű Higgs-bozon (H). A Higgs-bozon a Higgs-tér kvantuma, ez biztosítja például a kvarkok és a töltött leptonok tömegét.

A Standard Modell helyességét rengeteg kísérleti bizonyíték támasztja alá [7], eddigi minden előrejelzését sikerült igazolni, valamint összhangban áll a kvantummechanikával és a speciális relativitáselmélettel, azonban nem teljesen hangolható össze az általános relativitáselmélettel. Így nem tekintjük a világegyetem végső egyesített elméletének, de számos másik elméletnek az alapjául tud szolgálni, amik próbálják a hiányosságait is lefedni. Jelenleg rengeteg intenzív kutatás irányul a Standard Modellen túli fizika következményeinek elméleti megjósolására és kísérleti meghatározására [8].

1.3. A kvantum-színdinamika

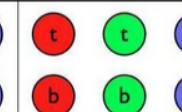
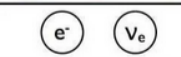
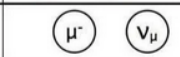
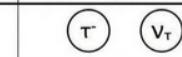
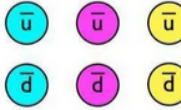
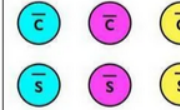
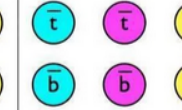
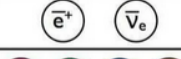
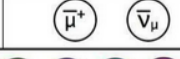
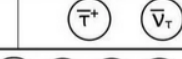
A mai világunkban négy alapvető kölcsönhatás létezik, ezek azonban az ősrobbanás után még csak egyetlen erőként összpontosultak. Ahogy az univerzum tágult, és hűlt, ez az egységes erő szimmetriasértésen ment keresztül, és a kölcsönhatások különváltak. Először a gravitációs kölcsönhatás alakult ki, és mellette a másik hármat a nagy egységes erő fogta össze. Később azonban a nagy egységes erő is különvált erős és elektrogyenge kölcsönhatásra (ld. 1. ábra). Legvégül pedig az elektrogyenge kölcsönhatás is szétbomlott elektromos és gyenge kölcsönhatásra. Ezek közül a legerősebb az erős kölcsönhatás, ez felel az atommagban a protonok és a neutronok összetartásáért, azonban a hatótávolsága nem terjed az atommag méretén túl, mindössze 10^{-15} méterig. Az erős kölcsönhatás a fermionok közül csak a kvarkokra hat, és közvetítő részecskéi a gluonok. A kvantum-színdinamika nemabeli jellegéből² adódóan gluonok is rendelkeznek színtöltéssel, így ők – a fotonokkal ellentétben – egymással is kölcsönhatnak.

Ahogy az elektromágneses kölcsönhatás forrása az elektromos töltés, úgy az erős kölcsönhatáshoz egy további kvantumszám, a színtöltés kapcsolódik. Az erős kölcsönhatást leíró kvantumtérelméletet nevezzük kvantum-színdinamikának (*quantum chromodynamics*, QCD). A QCD három töltést feltételez, amelyet a newtoni színelmélet analógiájára piros, kék és zöld alapszíntöltésnek nevez. Az alapszínek mellett van három antiszín is (antipiros, antikék, antizöld), amelyeket jelen dolgozatban ciánkék, sárga és magenta színekkel jelölök. Az erős kölcsönhatás egy fontos kísérleti tapasztalata, hogy alacsony energián csak színsemleges állapotok fordulnak elő, amit a három alapszín vagy a három antiszín kombinációja, valamint egy alapszín és a hozzá tartozó antiszín együttese tud elérni. Ebből adódóan a kvarkok kettő vagy három részecskéből álló hadronokba záródnak. Ezt a jelenséget kvarkbezárásnak nevezzük, a hadronokba zárt kvarkokat a 4. ábra szemlélteti. A kvark-antikvark párból álló hadronokat mezonoknak, a három (anti)kvarkból állókat (anti)barionoknak hívjuk. A protonok és a neutronok barionok, a protonok kettő *up* és egy *down* kvarkból (*uud*), a neutronok pedig egy *up* és kettő *down* kvarkból (*udd*) állnak. Összeadva az őket alkotó kvarkok tömegét, a protonok és a neutronok tömegének mindössze 1%-át kapjuk, mivel a hadronok tömegének nagy részét az erős kölcsönhatás energiája adja.



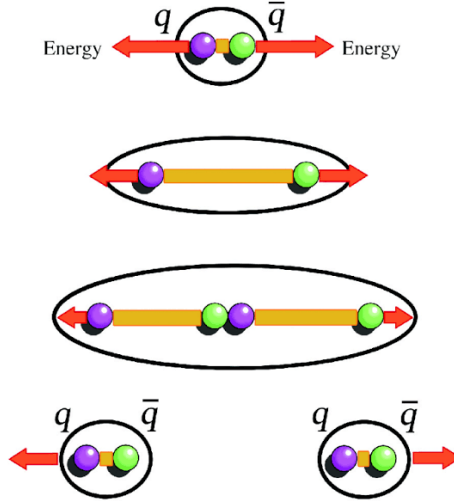
4. ábra. Barionok és mezonok [9]

²A QCD-hez tartozó szimmetriacsoport (az $SU(3)$ csoport) elemei nem felcserélhetők, azaz a csoport műveletei nemkommutatívak.

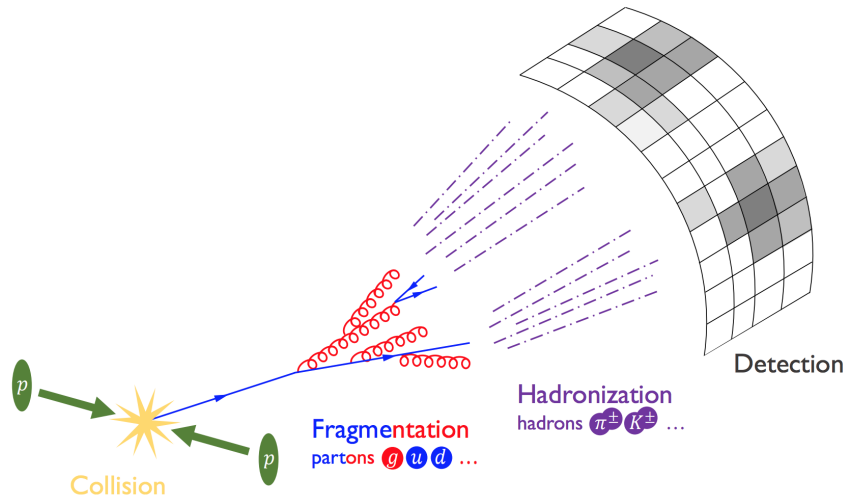
			Quarks
			Leptons
			Anti-Quarks
			Anti-Leptons
			Bosons

1.4. Az erős kölcsönhatás következményei

Nagy energiás ütközésekben keletkezett, egymástól távolodó partonok esetén a hurok számos alkalommal el tudnak pattanni. A reakció végén a szabad kvarkok a húrmodell során leírt módon hadronokba záródnak, – ezt nevezzük hadronizációnak – és egy-egy nagy impulzusú partonból kialakulnak a *jetek*, adott irányba kollimált részecskezápor-nyalábok (7. ábra). Így a szabad kvarkok nem figyelhetők meg közvetlen, mert a detektorokhoz elérve a partonok újra színsemleges formába kerülnek. Ez természetesen csak egy egyszerű szemléletes leírása az úgynevezett fragmentációs folyamatnak, amire valójában komplex modellek léteznek.



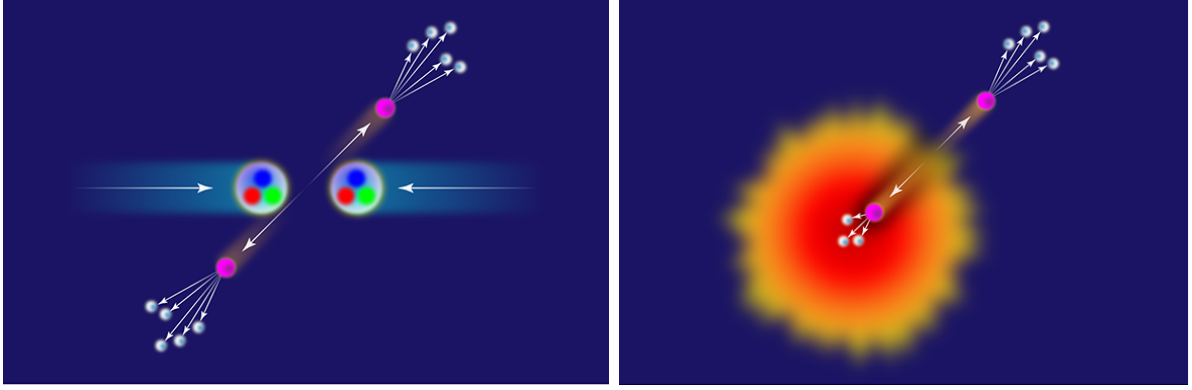
6. ábra. A kvarkbezárás jelensége [11]



7. ábra. A jetek kialakulása [12]

A csatolási állandó az a kölcsönhatást jellemző paraméter, ami a részecskék között fellépő erő erősségét írja le. Az erős kölcsönhatás kettős természete az úgynevezett futó (energiaskálától függő nagyságú) csatolási állandóval írható le. Amikor a részecskék által cserélt impulzus kicsi, a köztük lévő távolság nagy, emiatt a húr megfeszül, és magas lesz a kölcsönhatás csatolási állandójának értéke. Nagy impulzuscsere esetén pedig kicsi a távolság a részecskék között, ezért „laza” a húr, ebből következően pedig gyenge a csatolás.

Amikor a gyorsítóban részecskéket ütköztetnek, a nagyenergiás jetek nem önmagukban, hanem jellemzően kettesével vagy hármasával keletkeznek. Ezek a jetek mindig a kölcsönhatási pontból (elsődleges vertex) indulnak, és egymástól távolodnak. Ha a folyamat során létrejön a kvark-gluon plazma is (ami egy színes közeg), az kölcsönhat a jetekkel. A jetek a QGP-ben megtett út folyamán impulzust veszítenek, és szerkezetük megváltozik. Ez a jelenség a 8. ábrán látható *jet quenching* (jetelnyomás), ami egyik bizonyítéka az ütközéskor kialakuló kvark-gluon plazmának. A jetek nem feltétlenül a QGP közepén keletkeznek, így a hosszabb utat bejáró jet erősebb elnyomást szenved el, mint amelyik rövidebb utat tesz meg a kvark-gluon plazmában.



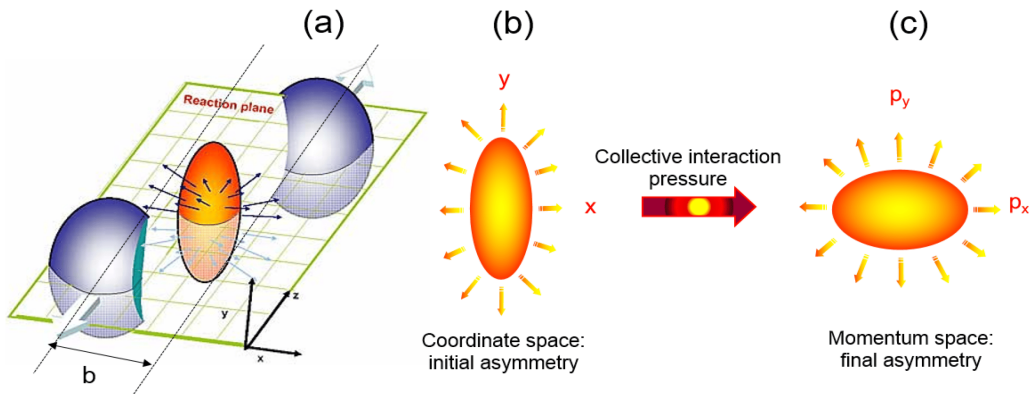
8. ábra. Jetpár keletkezése pp ütközésben (bal), és a jetelnyomás jelensége A–A ütközésben (jobb). [13]

1.5. A kvark-gluon plazma megfigyelése

A kvark-gluon plazmát hagyományosan nehézion (A–A) ütközésekben vizsgáljuk, ezeket hívjuk nagy ütköző rendszereknek. A nagy ütköző rendszereket általában olyan sok nukleonnal rendelkező, magas tömegszámú nehézionok alkotják, mint az arany atommag (^{197}Au) vagy az ólom atommag (^{208}Pb).

A nagy impulzuscserével járó úgynevezett kemény szórási folyamatok, alacsony csatolási állandóval rendelkeznek, így leírhatóak perturbációszámítással. Ezek a folyamatok az ütközések korai szakaszában jellemzőek, bennük kevés, nagy impulzusú részecske vesz részt, és keletkezik. A nehéz kvarkok tipikusan a kemény folyamatok során keletkeznek, és tovább fennmaradnak, mint a kvark-gluon plazma, így a végül észlelt nehézkvark-tartalmú részecskék bomlástermékeinek térbeli és impulzusbeli eloszlása információt adhat a kvark-gluon plazma evolúciójáról.

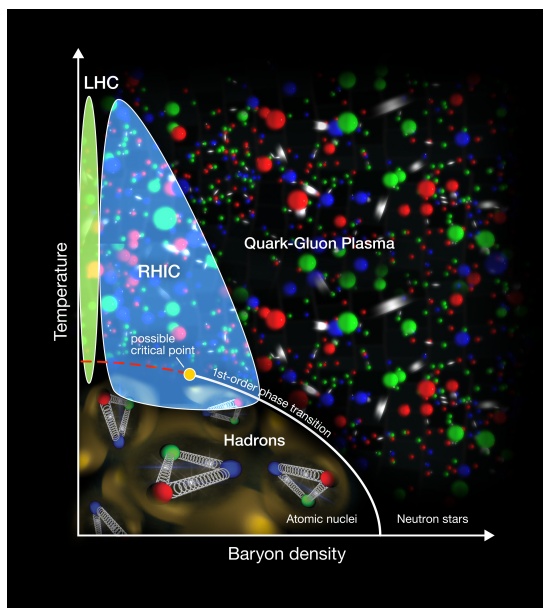
A kvark-gluon plazma nem csak kemény szórási folyamatok vizsgálatával tanulmányozható, hanem az ütközésben keletkező számos lágyabb (kis és közepes) impulzusú részecske megfigyelésével is. Amennyiben az ütköző nukleonok csak részben fednek át, az ütközési ponthoz közel a kvark-gluon plazma nem teljesen gömbszimmetrikus, hanem a beérkező részecskék irányára merőlegesen hosszabb sugárral rendelkezik, ellipszoid alakú. Benne a nyomás helytől függően változik és így a kezdeti térbeli anizotrópia átalakul impulzusbeli anizotrópiává (9. ábra). Az így megfigyelt részecskék kollektíven mozognak [15],



9. ábra. Az elliptikus folyás kialakulásának szemléltetése [14]

ami alapján a kezdeti elgondolásokkal szemben a kvark-gluon plazma nem egy aszimptotikusan szabad ideális gáz, hanem egy majdnem tökéletes folyadék (szuperfolyadék). Ez a folyadék erősen csatolt, és viszkozitása szinte nincs is, a szabadsági fokai pedig a kvarkoknak feleltethetőek meg.

A kvark-gluon plazma a nevét az elektromágneses plazma után kapta, hiszen benne a kvarkok nincsenek hadronokba zárva, a színtöltések szabadon mozoghatnak, hasonlóan, mint az elektromos töltések az elektromágneses plazmában. A kvark-gluon plazma sematikus fázisdiagramja a 10. ábrán látható.



10. ábra. A maganyag fázisdiagramja [16]

A kvark-gluon plazma hőmérsékletének mérésére számos módszer létezik, amiket többnyire nehéz kísérletileg kivitelezni. Elsőként a brookhaveni RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*, Relativisztikus Nehézionütköztető) PHENIX kísérletének keretei között sikerült. A PHENIX méréseinél az elektron–pozitronra elbomló virtuális fotonok spektrumát figyelik meg, amiben a hadronok járuléka (nem direkt fotonok) el van nyomva. A virtuális fotonok energiájának exponenciális eloszlásából a Planck-féle sugárzási törvény szerint kiszámítható a QGP hőmérséklete. A PHENIX mérései alapján a kvark-gluon plazma hőmérséklete a RHIC centrális Au–Au ütközéseiben $(2,9 - 4,6) \cdot 10^{12}$ K, ami 5 nagyságrenddel nagyobb, mint a Nap hőmérséklete a magjában [17].

Jelenlegi tudásunk szerint a kvark-gluon plazmát csak nehézion ütközésekkel sikerült előállítani, azonban újabb kutatások azt mutatják, hogy proton–proton (pp) és proton–atommag (p–A) ütközésekben – összefoglaló néven: kis rendszerekben – is megfigyelhető kollektivitás [18]. Ma a nagyenergiás nehézionfizika egyik legintenzívebben kutatott kérdése, hogy a kis ütköző rendszerekben is előfordulhatnak-e apró kvark-gluon plazma cseppek.

A kis rendszerekben tapasztalt kollektív viselkedés megmagyarázásához azonban nem szükséges a kvark-gluon plazma létrejöttét feltételezni, az észlelt jelenségek számos vákuumbeli kvantumszíndinamikai effektussal magyarázhatóak. Ilyen effektus például a sokparton-kölcsönhatás [19], színújrarendeződés [20] vagy minijetek kialakulása [21].

A kollektív viselkedés mellett a kvark-gluon plazma jelenlétére utal a ritka hadronok

hozamának növekménye is [22], ami szintén megmutatkozik a kis rendszerekben, sőt az ALICE mérései alapján a ritka hadronok hozama nem közvetlenül az ütköző rendszer típusával, hanem az esemény multiplicitásával van összefüggésben [23].

1.6. Sokparton-kölcsönhatás és szín-újrarendeződés

A kísérletek alapján a pp ütközésekben a végállapotú nehéz kvarkok száma nincs egyenes arányosságban az esemény multiplicitásával [20], erre egy magyarázat lehet a sokparton-kölcsönhatások megnövekedett száma. A sokparton-kölcsönhatás egy nehezen számolható és modellezhető, többlépcsős folyamat, ami a kemény és a lágy folyamatok határán történik. Mostanában több kutatás is azt látszik bizonyítani, hogy a sokparton-kölcsönhatás akár a kemény folyamatokat is befolyásolhatja [24–26]. Az ütközéseket szimuláló eseménygenerátorok gyakran sokparton-kölcsönhatással modellezik az egy eseményen belül történő több folyamat összekapcsolódását. Azonban a sokparton-kölcsönhatási számításokban a szín-áramok statisztikusan lehet csak kezelni, emiatt egy másik mechanizmust is alkalmazni kell, az úgynevezett szín-újrarendezést (*color reconnection*, CR). A CR a színhúrokat, az erős kölcsönhatás színtöltéseinek erővonalait utólag rendezi az energia-minimum elve alapján. A CR modell algoritmus arra törekszik, hogy minél rövidebb színhúrok alakuljanak ki. A legegyszerűbb implementációban az egyes partonok adott sugáron belül tudják érzékelni egymást. Van olyan tanulmány [20], ami szerint a szín-újrarendeződés miatt alakul ki radiális áramlás a sokparton-kölcsönhatással rendelkező folyamatokban, ami okot ad arra, hogy lágyabb QCD folyamatokkal magyarázzuk a kis ütköző rendszerekben a kollektivitás jelenségét.

1.7. Faktorizáció és fragmentáció

A faktorizációs tétel szerint a nagy energiás ütközések összerakhatóak egymástól független rövid hatótávolságú (kemény szórás) és alacsonyabb energiás (pl. fragmentációs) folyamatokból. A faktorizációs tétel az általunk vizsgált ütközések kemény folyamataiban keletkezett nehézkvark tartalmú részecskék transzverzális impulzus (p_T) szerinti differenciális hatáskeresztmetszetét közös kinematikai változókon vett független valószínűségi eloszlásfüggvények konvolúciójaként adja meg adott skálán.

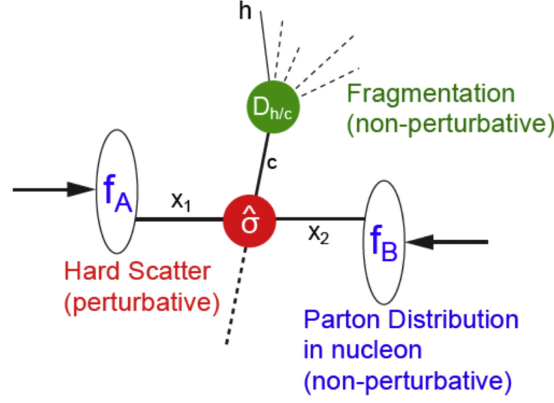
A fragmentációt e^-e^+ ütközésekben a legegyszerűbb vizsgálni, mivel azok elemi részecskék. Ezekben az ütközésekben a kemény szórási folyamatban keletkező kvark-antikvark párok egymástól függetlenül fragmentálódnak. Ezért egy e^-e^+ ütközés során keletkező hadronok hatáskeresztmetszete ($\sigma_{e^-e^+ \rightarrow h}$) a kemény szórási folyamat hatáskeresztmetszetének ($\sigma_{ab \rightarrow q\bar{q}}$) és a hadronra jellemző fragmentációs függvénynek ($D_{q \rightarrow h}$) a konvolúciója (közös kinematikai változókra vett integrálása):

$$\sigma_{e^-e^+ \rightarrow h} = \sigma_{ab \rightarrow q} \otimes D_{q \rightarrow h} \quad (1)$$

A protonok azonban – az elektronokkal ellentétben – nem elemi részecskék, több partonból állnak, ezért egy pp ütközés esetén a fenti képlethez még hozzájárul a protonok partoneloszlás-függvényeinek (f , PDF) konvolúciója is (11. ábra):

$$\sigma_{pp \rightarrow h} = f_a \otimes f_b \otimes \sigma_{ab \rightarrow q} \otimes D_{q \rightarrow h} \quad (2)$$

A kemény szórási folyamat hatáskeresztmetszete kiszámolható elméleti úton, perturbációs számítás segítségével, a PDF viszont elsősorban kísérleti úton határozható meg. Azonban a PDF-eket a kezdeti állapot határozza meg, így azonos ütközési rendszerben keletkező

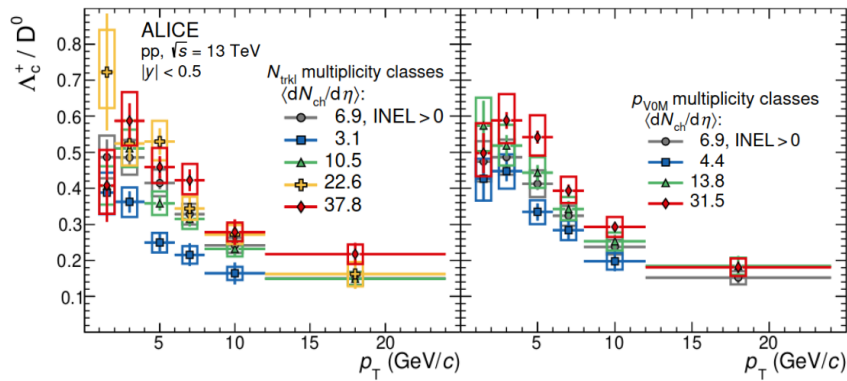


11. ábra. A kemény szórási folyamat faktorizációja a kezdeti állapot, a kemény szórás és a végállapot folyamataira. [27]

két különböző hadron hatáskeresztmetszeteinek az arányának a kiszámításakor ezek kiesnek. Amennyiben ráadásul a partonszintű kemény folyamat is azonos, a képlet tovább egyszerűsödik a kemény szórási folyamat hatáskeresztmetszetével is.

A modell feltételezése szerint egy adott hadron keletkezésére jellemző fragmentációs függvény független az ütközési rendszertől. Azonban az LHC proton-proton ütközéseiben nemrég megmérték a c -kvarkot tartalmazó barionok és mezonok arányait (Λ_c^+/D^0 és $\Xi_c^{0,+}/D^0$) [28–31], amik jelentősen magasabb értéket mutattak, mint azok a modellek, amik az e^+e^- ütközésekből számolt fragmentációs függvényeket használnak. Vagyis a kísérleti eredmények megkérdőjelezzik a fragmentációs függvények univerzalitását a különböző ütközési rendszerekben, ami arra utal, hogy a kis rendszerekben sem vákuumban történik a fragmentáció.

Ahogy az a 12. ábrán látszik, az ALICE mérései emellett azt is mutatták, hogy a c -kvarkokat tartalmazó barion-mezon hozam olyan növekményt mutat a közepes transzverzális impulzus tartományon, ami függ az esemény multiplicitásától (végállapoti töltött részecskék száma) [32], akárcsak a korábban vizsgált ritka barionoknál, ahol több hiperonnak³ (Λ és Ξ) a hozama szintén multiplicitás-függő növekményt mutat [23].



12. ábra. Az ALICE mérési eredményei a Λ_c^+/D^0 növekményének multiplicitás-függésére [32]. Az ábrákon a Λ_c^+/D^0 hozamarányok látszanak a p_T függvényében, a különböző színű adatsorok különböző multiplicitásokhoz tartoznak.

³A hiperon olyan barion, ami legalább egy ritka kvarkot tartalmaz, és nincs benne nehézkvark.

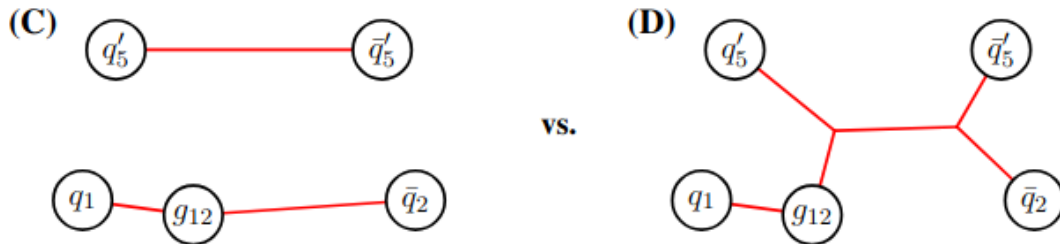
Ez az eseményaktivitás-függés kapcsolatban áll a kollektivitással (ld. 1.5. fejezet), és okot ad a feltételezésre, hogy bizonyos jelenségek, amiket eddig csak a nehézion ütközésekben keletkező kvark-gluon plazma következményének gondoltak a kutatók, előfordulhatnak magas multiplicitású pp ütközésekben is. Ezért a nehéz kvarkokat tartalmazó barionnövekmény multiplicitás-függésének megértése fontos szerepet játszik a QGP-hez hasonló kollektivitás tanulmányozásában.

1.8. Nehéz kvarkot tartalmazó barionok keletkezésének modelljei

A c -kvarkot tartalmazó barion hozamtöbblet leírására több különböző mechanizmus is magyarázatot adhat. Ezek egyike a kvark-koaleszcencia, amely eredetileg a kvark-gluon plazma hadronizációját leíró modell. A koaleszcencia modell azon alapul, hogy két vagy három a kvark-gluon plazmában együtt mozgó kvark összetapad, és ezzel létrejön egy az impulzusiak összegével megegyező impulzusú mezon vagy barion. A kvark (re)kombinációs mechanizmus modellben (*quark (re)combination mechanism*, QCM) [33] a rendszer nem termalizált, így effektív termikus súlyok befolyásolják a hadronizációs esélyeket, és ezen keresztül van elnyomva a c -kvark tartalmú részecskék hadronizációja. Ezzel szemben a Catania modell [34] szerint az u -, d -, s -kvarkok és a gluonok termalizált rendszert alkotnak, amiben a nehezebb hadronok nehezebben keletkeznek kvark-koaleszcenciával. Ebben a modellben csak a részecskék tömege határozza meg a hadronizációs valószínűségüket, a termikus súlyok nem befolyásolják azt. Emellett a Catania fragmentációs számításokat is használ a nagyobb impulzustartományokban a c -kvarkot tartalmazó hadronok nem-termalizált keletkezésének leírására.

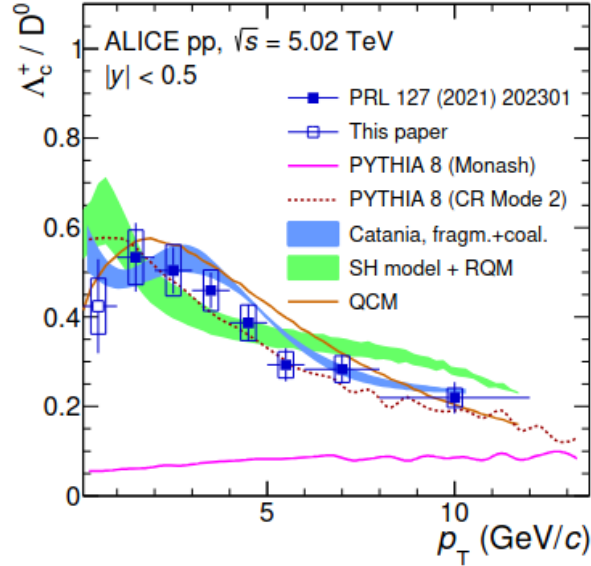
Egy másik elmélet a még fel nem fedezett gerjesztett c -kvark tartalmú barion állapotok jelenlétét feltételezi, ezek alacsonyabb energiájú állapotokba bomlása adná a c -barionok többletét. A statisztikus hadronizációs és relativisztikus kvark modellben (*statistical hadronization model with relativistic quark model*, SHM+RQM) [35] statisztikus hadronizációt alkalmaznak a részecskeáramok meghatározására, ezen gerjesztett állapotok figyelembe vételével.

A harmadik mechanizmus pedig a színhúr kialakulása a vezető közelítésen túli szín-újrendeződéssel (*color reconnection beyond leading color approximation*, CR-BLC) [36]. A CR-BLC egy PYTHIA eseménygenerátorra [37] alapuló modell, amely a kvantum-színdinamikai megkötések figyelembe vétele mellett minimalizálja a színhúrok hosszát, és megengedi a színhúrelágazásokat. Utóbbit szemlélteti a 13. ábra. Ennek a mechanizmusnak a leírására több hangolt beállítás is létezik (mode 0, mode 2, mode 3), amik pár



13. ábra. A színhúrelágazások szemléltetése [36]. A (C) esetben nincsenek megengedve a színhúrelágazások, a (D) esetben viszont igen.

paraméterükben különböznek. A CR-BLC mode 0 nem követeli meg a CR-ben részt vevő dipólusok kauzális kapcsolatát, a mode 2 szigorúan mindegyik dipólusét megköveteli, a mode 3 pedig egyetlen dipólus esetén követeli meg a kauzális kapcsolatot. A CR-BLC modellek további vizsgálatából kiderült, hogy a c -kvarkokat tartalmazó barionnövekményt a CR-BLC mode 2 írja le a legjobban. A különböző modellek eredményei a 14. ábrán találhatóak.

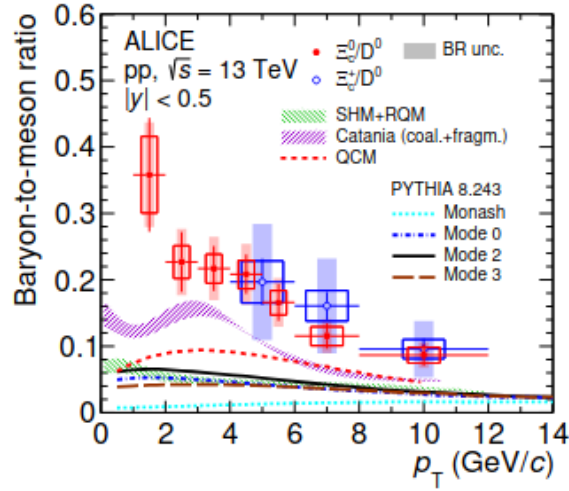


14. ábra. A különböző modellek eredményei a Λ_c^+/D^0 arányára a p_T függvényében összehasonlítva az ALICE méréseivel. A PYTHIA 8 (Monash) az e^+e^- ütközésekből számolt fragmentációs függvényeket használ, és jelentősen alábecsüli a Λ_c^+/D^0 arányt az alacsony transzverzális impulzus tartományában, míg a többi modell megközelíti a mért növekményt. [38]

A $\Xi_c^{0,+}$ (qsc) és a Ω_c^0 (ssc) barionok c - és s -kvarkot is tartalmaznak, ezért ezek megfigyelése segíthet megérteni az esetleges kapcsolatot a c -kvarkokat tartalmazó és a ritka hadronok növekménye között [23]. Azonban ezeknek a barionoknak és – a Λ_c^+ -vel megegyező kvarkösszetételű (qqc), de különböző izospinű⁴ barionnak – a $\Sigma_c^{0,++}$ -nak a hozamáról készült mérési eredményeket csak részben magyarázzák meg a fent említett modellek [28, 39–41]. A $\Xi_c^{0,+}/D^0$ arányok kísérletileg mért és szimulációs adatainak összehasonlítása a 15. ábrán látható.

A dolgozatom fő témája a b - és c -kvarkokat tartalmazó barion-mezon arányok vizsgálata szimulált proton-proton ütközésekben, amit összehasonlítok a kísérleti adatokkal. A c -hadronok esetében a Λ_c^+ barion (udc) és a D^0 ($c\bar{u}$) mezon aránya, míg a b -kvarkokat tartalmazó esetben a Λ_b^0 (udb) barion és a B^+ ($u\bar{b}$) mezon aránya érdekelt engem. Az LHC Run-2 adatgyűjtési periódusában felvett a c -kvarktartalmú barion-mezon arány hozamára vonatkozó adatok impulzus- és multiplicitásfüggő kiértékeléséről számos munka készült. A b -kvarkokat tartalmazó barionok és mezonok arányát eddig csak az LHCb kísérlet mérte meg [42, 43]. Ehhez hasonló növekmény figyelhető meg a non-prompt Λ_c^+/D^0 arányokban is [44]. Mivel a non-prompt c -hadronok a b -hadronok bomlásából keletkeznek, ez a mérés valójában a Λ_b^0/B^+ arány hozamával van szoros kapcsolatban. A c -tartalmú barionok és

⁴Az izospin az erős kölcsönhatás szimmetriája.



15. ábra. A $\Xi_c^{0,+}/D^0$ arányok kísérletileg mért adatainak összehasonlítása a különböző modellszámításokkal [39].

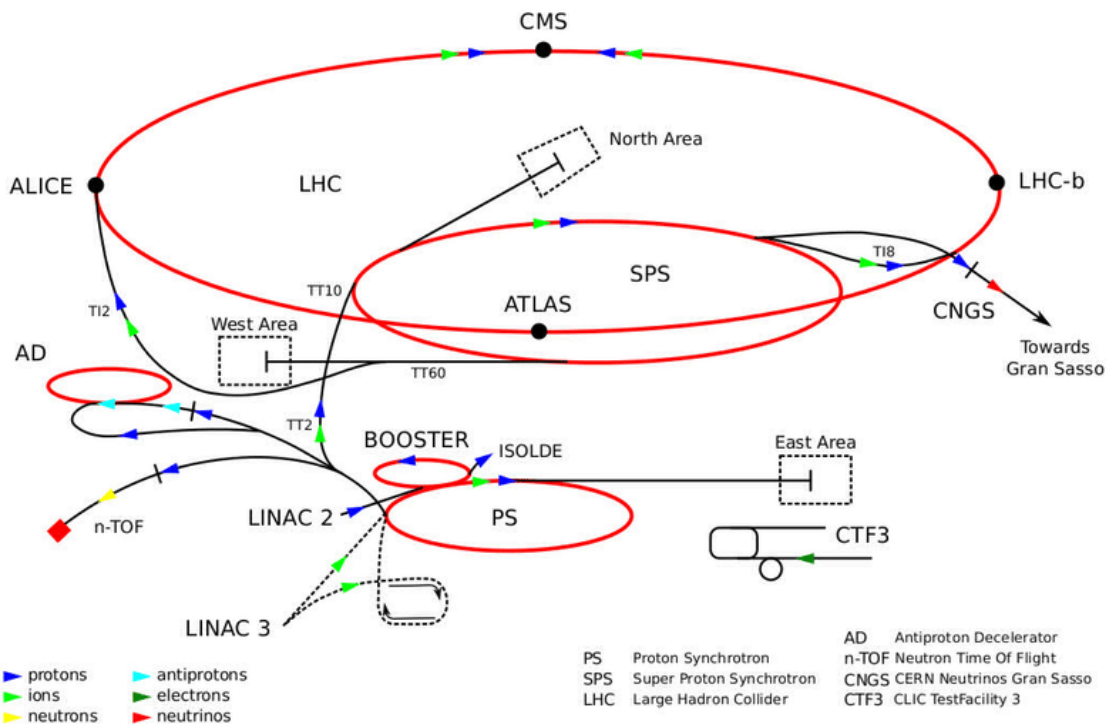
mezonok arányát korábbi munkák részletesen elemezték [36, 45–47], azonban a b -hadronok arányának hozamában tapasztalt növekmény eseményaktivitás-függő vizsgálatával kevés elméleti kutatás foglalkozott. A Λ_b^0/B^+ arányok hozamát azért lenne érdekes megfigyelni, mert a b -hadronok a fragmentáció tisztább próbáját jelentik, mint a c -hadronok, hiszen a nagyobb tömegű és ritkábban keletkező b -kvark impulzusának kisebb részét veszíti el a fragmentáció során, valamint kevésbé jellemző az újraszóródás a hadronos fázisban. Illetve az Λ_b^0/B^+ tömegarány sokkal közelebb van az 1-hez, mint az Λ_c^+/D^0 tömegaránya, így tisztábban látszik a barion-mezon viszony alakulása, kevésbé érvényesül a tömeg hatása.

Kutatásomban a keletkezett részecskék hozamát többféle eseményjellemző függvényében értékelem ki, hogy megérthessem a b -kvarkokat tartalmazó barion növekmény eredetét, és jóslatot tehessek az LHC következő kísérleti eredményeire. Emellett javaslatot adok a modellek közötti különbségtételre és hasonló, a CERN LHC ALICE kísérleti együttműködés keretei között megvalósítható elemzésre, mivel az LHC Run-3 elegendő statisztikát fog biztosítani ahhoz, hogy egyszerre a p_T és valamilyen eseményjellemző függvényében is megvizsgálhassuk b -hadronok keletkezési arányát.

2. Kísérleti módszerek

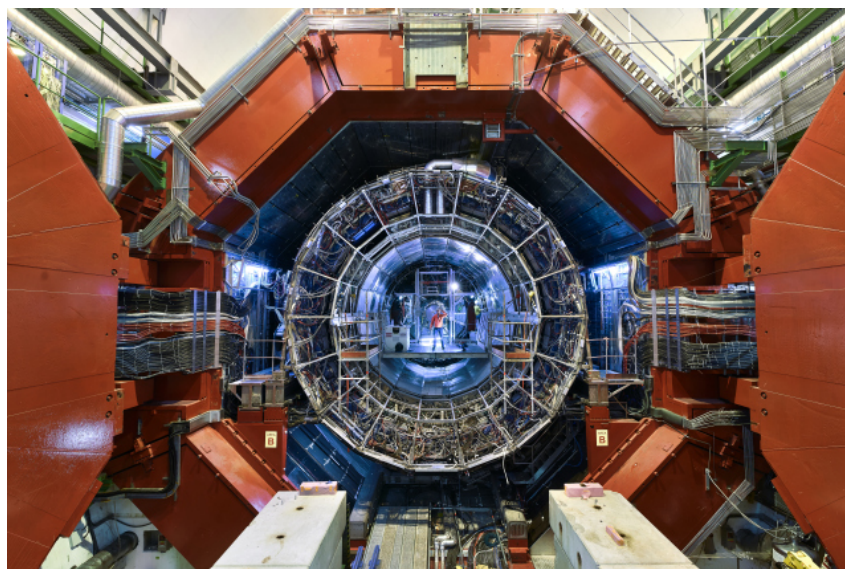
2.1. A CERN LHC gyorsítója és az ALICE kísérlet

A világ legnagyobb részecskegyorsítója, az LHC (*Large Hadron Collider*, Nagy Hadron-ütköztető) Svájc és Franciaország határán Genf közelében a CERN-ben található. A CERN, magyarul az Európai Nukleáris Kutatási Szervezet, a nevét az intézményt megalapító tanács, a Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire után kapta. Az LHC egy 27 kilométer kerületű, szupravezető mágnesekből álló szinkrotron gyűrű. A gyűrűben az ütközendő részecskék két csőben, egymással ellentétes irányban mozognak. A csövekben ultramagas vákuum van. A részecskéket változó elektromos térrel gyorsítják, és az elektromágnesek tartják őket pályán. A mágneseket $-271,3\text{ }^{\circ}\text{C}$ hőmérsékletre lehűtve kell tartani, amit folyékony héliummal oldanak meg. Az LHC vázlatos rajza a 16. ábrán található, amin az is látszik, hogy a gyorsító nem csak egyetlen gyűrűből áll, hanem kapcsolódik hozzá több kisebb méretű és energiájú előgyorsító is. Az ütközések az LHC gyűrű négy pontjában, a négy óriásdetektornál következhetnek be. A négy detektor: CMS (*Compact Muon Solenoid*), LHCb (*Large Hadron Collider beauty*), ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*) és ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*, Egy Nagy Ionütköztető Kísérlet) különböző technikákkal különböző kutatási kérdésekre fókuszál. A CMS és az ATLAS elsődleges célja hasonló: a Standard Modell kutatása, és az azon túli fizika jeleinek keresése. Az LHCb elsősorban b -kvarkok megfigyelésén keresztül a multikvark-rendszereket kutatja, valamint a Standard Modellen túli fizika jeleit keresi, többek közt a részecskék ritka bomlásaiban vagy az anyag-antianyag aszimmetriában. Az ALICE nagyon magas energiasűrűsége az erősen kölcsönható anyagot, a kvark-gluon plazmát méri, hogy megérthessük az ősrobbanás utáni pillanatokat.

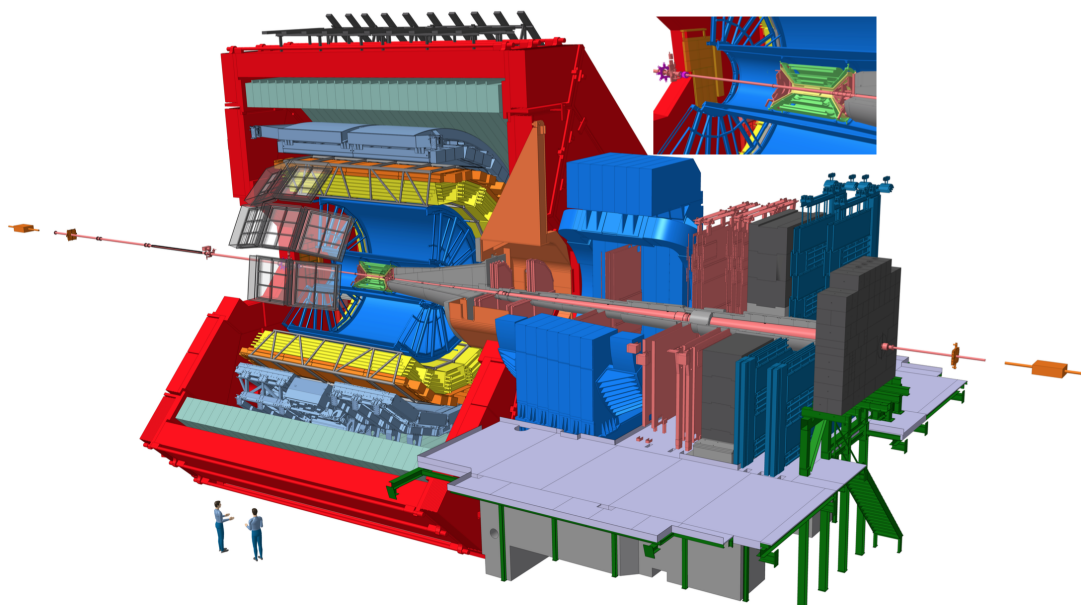


16. ábra. Az LHC részecskegyorsító és a kapcsolódó előgyorsítók felépítésének vázlatja [48]

Az ALICE detektoráról egy kép és egy vázlatos keresztmetszet rendre az 17. és 18. ábrán látható. A detektor tömege nagyobb, mint az Eiffel-toronyé, közel 10000 tonna, de 16 méter magas és 26 méter hosszú. Az ütközésekkel „kis bummmok” keletkeznek, kvark-gluon plazma formálódik, majd ahogyan az egyre tágul és hűl ki – akárcsak a világegyetem is – a kvarkok kötött állapotba kerülnek, és hadronokat alkotnak. Ezt nevezzük kvarkbezárási átmenetnek (*confinement*-nek). A detektor a végállapoti hadronok jeleit észleli, amit aztán a kutatók kísérleti analízis során rekonstruálnak, és elemeznek. Az ALICE projektben jelenleg 40 ország 171 intézetének közel 2000 embere vesz részt [49]. A részt vevő intézetek egyike a HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont [50], ahol kutatásaimat végeztem.



17. ábra. Fotó az ALICE detektorról [51]



18. ábra. Vázlatos rajz az ALICE detektorról [51]

2.2. A detektorok

Egy nagy detektor, mint az ALICE, több különböző funkciójú kisebb detektorcsoportból áll össze. Belül, az ütközési ponthoz közelebb, az előreszórási tartományban az esemény karakterizálására szolgáló detektorok vannak: ezek az ütközés pontos helyét, geometriai elrendezését és centralitását⁵ mérik.

Szintén beljebb találhatóak a részecskék impulzusát mérő és pályáját érzékelő, nyomkövető (*tracking*) detektorok. Ezek a detektorok rekonstruálni tudják a részecskék térbeli pályáját, ezáltal eldönthető róluk, hogy melyik folyamatban (korai vagy későbbi) keletkeztek. Az ALICE esetében ezt a feladatot a Belső Nyomkövető Rendszer (*Inner Tracking System*, ITS) és az Időprojekciós Kamra (*Time-Projection Chamber*, TPC) végzi.

Az ITS hat darab szilíciumrétegből álló félvezető pixeldetektor, ami 100 mikrométeres pontossággal követi vissza a részecskék térbeli eredetét, így eldönthető azokról, hogy az ütközési pontból származnak, vagy másodlagos, gyenge bomlásokban keletkeztek.

A TPC egy neon, szén-dioxid és nitrogén gáz keverékével töltött gáزدetektor-rendszer. A detektoron áthaladó töltött részecske ionizálja a körülötte lévő gázmolekulákat, és ezáltal elektromos jelet hoz létre. Az így keletkezett elektromos jelből meghatározható a részecske fajlagos ionizációs energiavesztesége. Az impulzus és az elektromos töltés méréséhez a kamrában egy állandó mágneses tér van jelen, aminek hatására a Lorentz-erő következtében a töltött részecskék adott sugarú pályán mozognak. A pályagörbület sugarából a részecske impulzusa, irányából a részecskék töltése határozható meg. A fajlagos energiaveszteség, az elektromos töltés és az impulzus együttes figyelembe vételével a TPC képes meghatározni a nem túl magas impulzusú töltött részecskék típusát.

Kijebbn helyezkednek el a kaloriméterek, a részecskék energiáját mérő detektorok. A kaloriméterek egyszerre állítják meg a részecskéket, és nyelik el – lehetőleg a teljes – energiájukat. Léteznek elektromágneses kaloriméterek, amik az elektronok és fotonok energiáját vizsgálják, valamint hadronikus kaloriméterek, amik a hadronok által leadott energiát mérik. Az ALICE-ben lévő elektromágneses kaloriméter az EMCal.

Ezekén túl vannak kifejezetten a részecskék azonosítására szolgáló detektorok is. Ezek általában a részecskék sebességét határozzák meg, amiből az impulzus ismeretében megkapható a tömegük is. A mért tömeget összehasonlítva az irodalmi értékekkel pedig azonosítható a vizsgált részecske. A sebességet többféleképpen lehet megmérni, például a megtett út és az ahhoz szükséges eltelt idő hányadosaként, vagy a Cserenkov-hatás megfigyelésével.

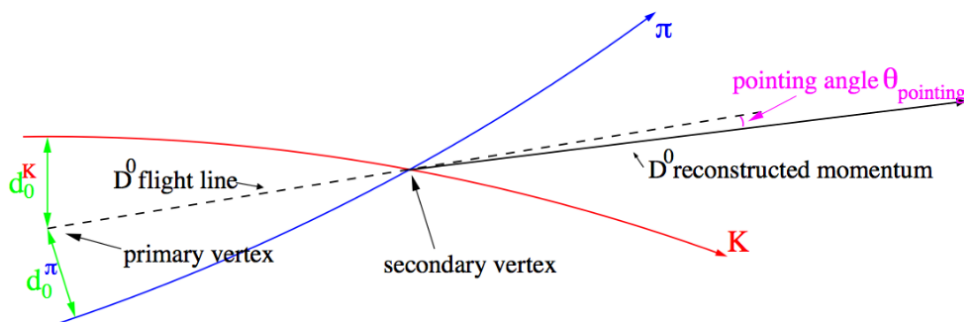
2.3. A nehézkvark-tartalmú részecskék rekonstruálása

A nehéz kvarkok gyorsan bomlanak, ezért az őket tartalmazó részecskék rövid életidejűek, és csak pár milliméter vagy centiméter megtételére képesek, mielőtt elbomlanak, így a detektorokig már nem tudnak eljutni. Ezeknek a hadronoknak többféle bomlási csatornája is létezik, és a legtöbb bomlástermékük detektálható, úgyhogy a bomlástermékek impulzusából és térbeli pályájából lehetséges rekonstruálni a nehézkvark-tartalmú részecskéket.

A nehéz kvarkokat tartalmazó hadronokat érdemes olyan bomlási csatornán keresztül rekonstruálni, ami kellően nagy eséllyel következik be, és viszonylag egyszerűen vizsgál-

⁵A centralitás egy az ütközésre vonatkozó tulajdonság, ami azt adja meg, hogy a két ütköztetett részecske mennyire találja el egymás középpontját.

ható. A D^0 mezon az esetek $(3,947 \pm 0,030)\%$ -ában egy $\pi^\pm$ -ra ($u\bar{d}$ vagy $\bar{u}d$) és egy $K^\pm$ -ra ($u\bar{s}$ vagy $\bar{u}s$) bomlik el [7]. Nagyobb arányban bomolhat el például szemileptonos bomlási csatornán, ilyenkor viszont keletkezik neutrínó is, ami elviszi magával az energia egy részét, de nem tudni, mekkorát. Ezért a D^0 mezon a szemileptonos csatornában nem rekonstruálható egyértelműen, de a $\pi^\pm$ - $K^\pm$ bomlási csatornában vizsgálható. Ebben az esetben a detektált töltött pionok és kaonok közül azokra van szükség, amelyeknek elmentés az előjele, és az összesített invariáns tömegük a D^0 mezon invariáns tömegének közelébe esik. A kombinatorikus háttér (véletlen töltött pion-kaon párosítások) csökkentése érdekében érdemes kihasználni azt a tényt, hogy a nehéz kvarkok viszonylag lassú gyenge bomlásban alakulnak könnyű kvarkokká. A töltésük és tömegük alapján kiválogatott $\pi^\pm$ - $K^\pm$ párok kiszűréséhez meg szoktak adni egy minimum ütközési paramétert, egy adott távolságot, aminél a részecske visszavetített pályája nem közelítheti meg jobban az elsődleges vertexet⁶. Majd a maradék részecskepárok között meg kell keresni azokat, amiknek a pályája metszi egymást a másodlagos vertexnél⁷. Ezt szemlélteti a 19. ábra. Az így kapott tömegcsúcs háttér fölötti területe adja a D^0 mezonok nyers hozamát, amit még korrigálni kell a detektor hatásfokával és akceptanciájával, valamint a b -hadronok bomlási járulékának levonásával, hogy megkapjuk a valós hozamot, amiből a keletkezési hatáskeresztmetszet számolható.



19. ábra. A D^0 rekonstrukciója [52]

2.4. Nagyenergiás ütközések modellezése

A nagyenergiás hadron–hadron ütközésekben keletkező hatáskeresztmetszetek kiszámításának több olyan lépése is van, amikor a perturbatív kvantumszíndinamikai módszerek nem használhatóak, ilyen például a forró maganyag hidrodinamikai jellegű viselkedése vagy a hadronizáció. Ezért ezek leírására különböző fenomenológiai modellek és komplex szimulációs programok születtek. A legtöbb ilyen modellben a számolások a MC módszer segítségével történnek, de akadnak olyanok is, amik analitikus közelítéseken alapulnak.

A Neumann János nevéhez is fűződő Monte Carlo-módszer a nevét egy monacoi kaszinó után kapta, mert hasonlóan lehet vele véletlen számokat generálni, mint a kaszinó játékaival. A Monte Carlo-módszerek véletlenszerű mintavételezéssel oldanak meg mind sztochasztikus problémákat, mind olyan determinisztikus problémákat, amelyek túl bonyolultak az analitikus számításokhoz. A nagyenergiás fizikában a Monte Carlo-módszereket részecskeütközések szimulálásához, modellek bizonytalanságának becsléséhez és numerikus

⁶Az elsődleges vertex az ütközés térbeli helye.

⁷A másodlagos vertex a hadron bomlásának térbeli helye.

integrálok számolásához használják. A Monte Carlo eseménygenerátorok elengedhetetlen eszközök a részecskeütközésekben történő összetett folyamatok szimulációjához. Az ilyen számítógépes programok a kezdeti ütközéstől a végállapotú részecskék észleléséig lezajló reakciók teljes sorozatát lemodellezik, így olyan bepillantást nyerhetünk a folyamatokba, ami kulcsfontosságú az elméleti feltételezésekre és a kísérleti kiértékelésre vonatkozóan. Emellett a Monte Carlo detektor szimulációs keretrendszerekkel a keletkező végállapotú részecskék a detektorok anyagával való interakcióját is le lehet szimulálni. Az egyik legfontosabb eseménymodellező szoftver, amit jelen kutatásom során én is alkalmaztam, a PYTHIA 8 [37].

2.5. PYTHIA eseménygenerátor

A proton–proton ütközések szimulációját a PYTHIA 8.309 [53] programmal végeztem. Ez egy olyan Monte Carlo eseménygenerátor, ami C++ nyelven íródott, és nagyenergiás ütközések szimulációját végzi különböző elméletek és modellek alapján. A PYTHIA-t elsősorban proton–proton ütközések modellezéséhez szokták használni, de elektron–pozitron vagy elektron–proton ütközések szimulálására is alkalmas. Emellett nemrég kibővítették az Agantyr modellel, amellyel köszönhetően nehézion ütközéseket is lehet vele modellezni [54].

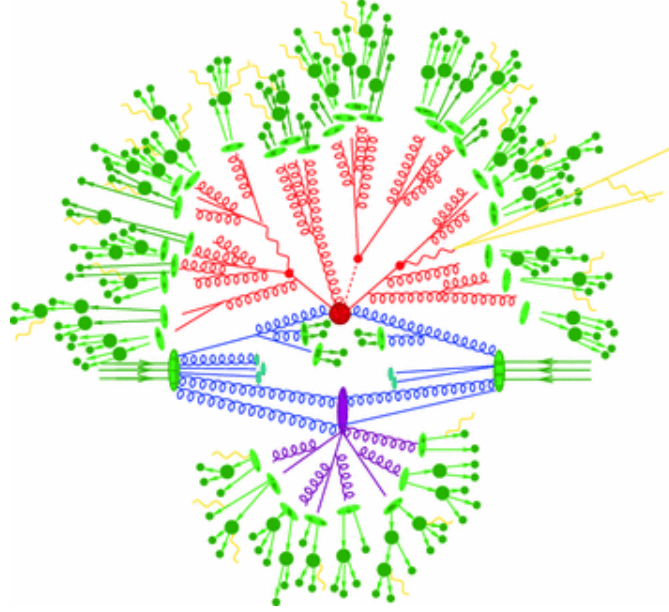
A PYTHIA legújabb verziója először partoneloszlás függvények használatával kiválasztja azokat a partonokat, amiknek a találkozásából kiindulnak a kemény szórási folyamatok, és perturbatív kvantumszíndinamikai számolásokkal létrehozza a végállapotú partonokat. Majd kezdeti és végállapotú sugárzások generálásával partonzáport szimulál, miközben a további szórási folyamatokat az alacsonyabb impulzusú partonok között fellépő sokparton-kölcsönhatás alapján kelti. Ezek után a partonok között színhúrok vagy klaszterek formálódnak, és megkezdődik a színújrarendeződés. A színhúrok hadronokra fragmentálódnak a Lund húrmodell alapján [55], és azokra a hadronokra, amik a fázistérben egymáshoz közel vannak, kvantumhatások érvényesülhetnek. Ezután a program a hadronok bomlását az ismert folyamatok [7] alapján számolja. Amennyiben viszont a részecskék környezetében sűrűn helyezkednek el további hadronok, bomlás helyett újraszóródhatnak egymáson. Egy a PYTHIA által szimulált proton–proton ütközés szemléltetése a 20. ábrán látható.

A PYTHIA lehetőséget nyújt a fenti folyamatok lépéseinek módosítására, kikapcsolására, a paraméterek átállítására. Valamint össze lehet kapcsolni más szimulációs szoftverekkel, például fel tudja használni a POWHEG [57] számításait a partonzáporok létrehozásához vagy a kemény partonok hadronizációjához. A PYTHIA-nak több, specifikus körülményekhez igazított alapbeállítása van, az egyik ilyen a Monash hangolás [58], aminek a paraméterei adott körülményekhez vannak igazítva.

2.6. A ROOT keretrendszer

A ROOT [59] a CERN által kifejlesztett objektum-orientált C++ keretrendszer, amely lehetővé teszi nagy mennyiségű adat hatékony kezelését, tárolását és elemzését. A ROOT segítségével lehetséges a kísérleti adatok statisztikai elemzése, vizualizációja. A dolgozatomban is a PYTHIA által generált események adatainak kiértékelését és megjelenítését a ROOT-tal végeztem.

A tudományos diákköri munkám során elvégzett szimulációm C++ nyelven írtam, ami a PYTHIA segítségével proton–proton ütközéseket generál, és az adatokat egy „.root”



20. ábra. Egy proton-proton ütközés vázlatos rajza [56]. Az ábrán kézzel vannak jelölve a kemény folyamatok, amiből utána következik a pirossal jelölt partonzápor, vagy a lilával ábrázolt kisenergiás hadronzápor. A világoszöld ellipszisek a hadronizációt szemléltetik, végül a sötétzöld pöttyök pedig a hadronbomlásokat.

formátumú fájlban menti ki. A programkód elvégzi a szükséges eseményszelekciót, kiválogatja az általam vizsgálni kívánt nehézkvark-részecskéket kinematikai feltételek, és a részecskék PDG kódja alapján [7], és az ütközési hozamaikat különböző eseményaktivitás-jellemzőkre vonatkozó p_T -függő hisztogramokba tölti.

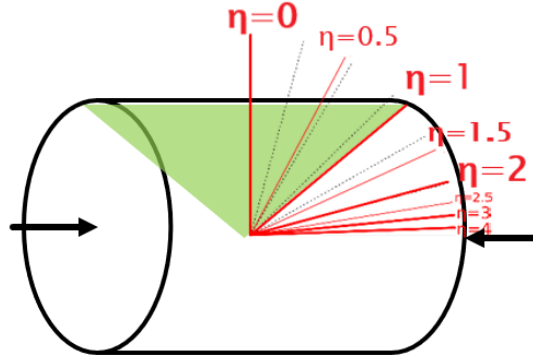
A kapott adatok megjelenítéséhez pedig írtam egy másik – szintén C++ nyelvű – kódot, ami a ROOT adatfájl hisztogramjait alakítja át, és jeleníti meg. Ebben a kódban hoztam létre a barion- és mezonhozamok arányát tartalmazó hisztogramokat, számítottam ki az egyes görbék alatti területeket, és formáztam meg a dolgozatban látható ábrákat.

2.7. A részecskék kinematikai leírása

Az ALICE és a legtöbb detektor hagymahéj szerkezetű és hengeresen szimmetrikus. A hagymahéj szerkezet arra utal, hogy a detektor rétegesen épül fel több különböző funkciójú detektorból. A hengeres felépítés pedig azért célszerű, mert a reakciók jellege is hengerszimmetrikus. Ezért az ütközések leírásához is henger-koordinátarendszert érdemes használni. Ebben a koordinátarendszerben a nyalábirány a henger szimmetriatengelye, a z -tengely. A részecskék eloszlása a nyalábirány mentén arra jellemző, hogy milyen jellegű reakció zajlott le az ütközés során (rugalmatlan szórás, diffrakció stb.), a nyalábirányra merőleges mennyiségek pedig a szórásban meghatározó impulzusátadással vannak összefüggésben. A z -tengelyre merőleges irányt az azimutszög (φ) adja meg. A z -tengellyel bezárt szöget pedig a pszeudorapiditás (η) írja le, ami a 21. ábrán látható. Az η az impulzus ($\mathbf{p}$, $p = |\mathbf{p}|$) vagy polárszög (θ) függvényében az alábbi módon számítható ki:

$$\eta(\theta) = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = -\ln \tanh \left(\frac{\theta}{2} \right), \quad (3)$$

ahol p_z a z -irányú impulzus, és ami alapján a z -tengelyre merőleges irányba tartva $\eta \rightarrow 0$, párhuzamos irányba pedig $\eta \rightarrow \infty$. Az inelasztikus szórásban keletkező részecskék jelentős része a centrális rapiditástartományba (kis $|\eta|$ értékek) érkezik, ezeket az ütközés lényegében „megállította”. A diffraktív vagy ultraperiferiális esetben pedig lapos szögben, kicsit térülnek el a keletkező részecskék.



21. ábra. A pszeudorapiditás definíciójának szemléletes rajza [60]

A pszeudorapiditás azért célszerű mennyiség, mert kapcsolatba hozható a Lorentz-additív rapiditással (y):

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad (4)$$

ahol $E = \sqrt{m^2 + p^2}$ a részecskék energiája, m a részecskék tömege. Az ultrarelativistikus sebességgel mozgó részecskék esetén m elhanyagolható p impulzushoz képest, ezért ilyenkor a rapiditás közel egyenlő a pszeudorapiditással.

Abból adódóan, hogy az inelasztikus szórásokban az impulzusátadásra jellemző mennyiség a centrális rapiditástartományban nem függ erősen p_z -től, fontos még bevezetni a transzverzális impulzus (p_T) fogalmát is, ami egy részecske nyalábirányra merőleges impulzusát jelenti:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (5)$$

ahol p_x és p_y rendre a részecske x - és y -irányú impulzusai.

2.8. Eseményaktivitás-jellemzők

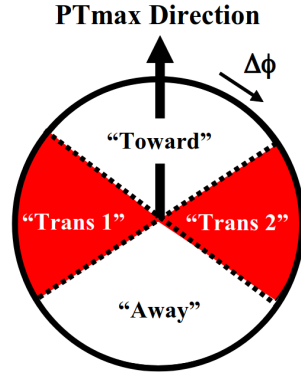
Mindazt, amit a detektorok egy-egy ütközésből észlelnek, eseménynek hívunk. Egy eseményt a keletkező részecskék helyzetétől és darabszámától függően több különböző tulajdonsággal tudunk jellemezni. A legegyszerűbb eseményjellemzők a centrális (N_{ch}) és az előreszórási tartományban vett végállapotú töltött részecske-multiplicitás (N_{fw}). A dolgozatban használt definíciók szerint előbbi az $|\eta| < 1$, utóbbi a $2 < |\eta| < 5$ pszeudorapiditástartományba érkező végállapotú elektromosan töltött hadronok számát adja meg.

A nagyenergiás fizikában a háttéreseemény (*underlying event*, UE) az eseménynek az a része, amely nem közvetlen része a vizsgált, elsődleges kemény szóródási folyamatnak. Ide tartozik például a kezdeti- és végállapotú sugárzás vagy a nyalábból visszamaradó részecskék. A háttéreseeménybeli és a jetből származó multiplicitásokat érdemes megkülönböztetni, így pontosabban látható, hogy milyen típusú folyamatok mennyiben járultak

hozzá a végállapotú részecskék hozamához. Ezért szokták alkalmazni a relatív transzverzális multiplicitás eseményjellemzőt (R_T) [61]. Az R_T fontos tulajdonsága, hogy szorosan korrelál a sokparton-kölcsönhatások számával, mivel az MPI jelentős részben felelős a háttéreseemény létrehozásáért. Az R_T a következőképpen van definiálva:

$$R_T = \frac{N_{\text{trans}}}{\langle N_{\text{trans}} \rangle} , \quad (6)$$

ahol N_{trans} azoknak a töltött hadronoknak a multiplicitása, amikre $p_T = 150 \text{ MeV}/c$, és amik a transzverzális, azaz a vezető folyamatból származó jetek irányára merőleges oldalon találhatók. A transzverzális oldal a vezető részecske irányától számolt $\pi/3 < |\Delta\varphi| < 2\pi/3$ azimutális szögtartomány, ezt a 22. ábra szemlélteti. A vezető részecske az ütközés során keletkezett legmagasabb p_T -vel rendelkező hadron, és a kemény folyamatból származó jethez tartozik, így a jet irányát határozza meg. Azért, hogy a kemény szórás folyamat egyértelműen beazonosítható legyen, a vezető részecskére kikötjük, hogy a p_T -jének meg kell haladnia valamekkora küszöbértéket, szokásos választás szerint $5 \text{ GeV}/c$ -t. Ebből következően az R_T nem definiálható minden eseményre.



22. ábra. A transzverzális azimut tartomány a CDF definíció szerint [62]

A jeten belüli töltött hadron multiplicitás leírására a relatív jetkúp-multiplicitás kvantort (R_{NC}) használjuk [45]:

$$R_{\text{NC}} = \frac{N_{\text{cone}}}{\langle N_{\text{cone}} \rangle} , \quad (7)$$

ahol N_{cone} a töltött hadronok multiplicitása a jet kúpján belül. A kúp sugara $r = \sqrt{(\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2)}$, $\Delta\varphi$ és $\Delta\eta$ a vezető hadron irányától számított azimutális szög- és pszeudorapiditáskülönbség.

Az R_T és az R_{NC} kiszámítása csak az olyan események esetében lehetséges, amelyekben keletkezik egy nagy energiájú vezető részecske, így annak hiányában szükség van egy másik eseményjellemzőre, ami leírja az ütközés jetességét. Egy ilyen mennyiség a transzverzális szferocitás (gömbyszerűség), amit a következőképp definiálunk:

$$S_0 = \frac{\pi}{4} \min_{\hat{\mathbf{n}}} \left(\frac{\sum_i |\mathbf{p}_{T,i} \times \hat{\mathbf{n}}|}{\sum_i p_{T,i}} \right) , \quad (8)$$

ahol i -vel a detektált részecskéket indexeljük, és $\hat{\mathbf{n}}$ az azimutális sík egy egységvektora. A definícióból következően $S_0 \rightarrow 0$ esetén az esemény jet-szerű, $S_0 \rightarrow 1$ esetén viszont izotróp.

Azonban a transzverzális szferocitás csak a centrális η tartományában tudja jól jellemezni az eseményt, vagyis a nyalábiránnyal kis szöget bezáró jetekre nem érzékeny. Ezért nemrégiben bevezettek egy új eseményjellemzőt, az úgynevezett flattenicity-t (ρ), amit „lapultságnak” fordíthatunk. A lapultság kiszámításához a $\varphi - \eta$ síkot (a detektor hengerpálástját) egyenlő nagyságú négyzetekre kell osztani, és minden ilyen cellában venni az átlagos impulzus relatív standard szórását⁸:

$$\rho = \frac{\sigma_{p_T^{\text{cell}}}}{\langle p_T^{\text{cell}} \rangle}. \quad (9)$$

Az S_0 -val ellentétben a nagyobb ρ jelent jetesebb, a kisebb ρ pedig izotrópabb eseményt. A lapultság reprezentatív az sokparton-kölcsönhatások számára nézve, de az R_T -vel ellentétben nem csak centrális rapiditástartományból veszi az információt, ezért mentes a centrális rapiditástartományba eső jetek torzító hatásától. Az ebben a dolgozatban használt ρ -hez a síkot φ irányban 8, η irányban pedig 10 részre osztottam, így összesen 80 cella alapján volt kiszámolva a lapultság.

Mindezek mellett létezik még egy további eseményjellemző: a sokparton-kölcsönhatások darabszáma (N_{MPI}). Ez egy szimulációs, modellfüggő paraméter, ami összefüggésben áll valóságban mérhető eseményjellemzőkkel. Mivel a PYTHIA a szimulációk során a háttéreseményeket sokparton-kölcsönhatással modellezi, az N_{MPI} hasonlóan viselkedik, mint az R_T , valamint erős összefüggésben van az események jetességét jellemző S_0 -val és a ρ -val.

Az N_{MPI} kísérleti oldalról jól számszerűsíthető az R_T -vel vagy a ρ -val, utóbbi használatra az R_T -nél célszerűbb lehet, mivel nem torzítja az adatokat a magasabb multiplicitású minták irányába.

A dolgozatomban az eseményeket minden eseményjellemző alapján öt csoportba soroltam. Ezek az osztályok a 1. táblázatban találhatóak.

class	#1	#2	#3	#4	#5
N_{ch}	≤ 15	16-30	31-40	41-50	≥ 51
N_{fw}	≤ 45	46-90	91-120	121-150	≥ 151
R_T	≤ 0.5	0.5-1	1-1.5	1.5-2	≥ 2
R_{NC}	≤ 0.5	0.5-1	1-1.5	1.5-2	≥ 2
S_0	0-0.25	0.25-0.45	0.45-0.55	0.55-0.75	0.75-1
ρ	≥ 2.5	2-2.5	1.5-2	1-1.5	0-1
N_{MPI}	≤ 5	6-10	11-13	14-16	≥ 17

1. táblázat. Az eseményjellemzők osztályozásai az értékeik alapján.

⁸A kísérletek sajátosságaihoz igazítva léteznek ettől eltérő definíciók is.

3. Analízis és eredmények

3.1. Különböző PYTHIA modellek leírása

Ehhez a tanulmányhoz $\sqrt{s} = 13$ TeV tömegközépponti energiájú ütközéseket szimuláltam lágy QCD beállításokkal, Monash 2013 alapbeállítások [58] alapján. A Monash 2013 hangolásban a kezdeti állapotú sugárzás és a sokparton-kölcsönhatás paraméterei úgy lettek megválasztva, hogy visszaadják az LHC által mért *minimum bias* (minimális torzítású adatminta), Drell–Yan⁹ és háttéreseemény folyamatok megfigyelhető mennyiségeit pp ütközésekben. A mennyiségek energiafüggését az SPS, Tevatron és LHC adatokat figyelembe véve határozták meg.

Ahogy a 1.7. fejezetben említettem, a Monash 2013 azonban e^+e^- és e^-p ütközésekben meghatározott fragmentációs függvények alapján számol, ami az LHC újabb kutatásai szerint [28–31] alábecsüli a pp ütközésekben keletkezett nehéz barionok várt számát. Így megkérdőjeleződik a fragmentációs függvény korábban feltételezett univerzalitása. Viszont a PYTHIA-ban vannak további beállítások, amik segítségével pontosíthatunk az eredményeken.

A megfelelő modell kiválasztásának érdekében először többet is kipróbáltam, és összehasonlítottam kísérleti adatokkal. A dolgozatban használt modellek az alábbi listában vannak felsorolva, a modellek megnevezése mellett zárójelben a szimulált események száma van feltüntetve:

- Monash 2013 (500 millió)
- CR-QCD (7,3 milliárd)
- CR-BLC mode 0 (500 millió)
- CR-BLC mode 2 (6 milliárd)
- CR-BLC mode 3 (500 millió)
- *Thermodynamical string fragmentation* (500 millió)
- *Rope fragmentation with string shoving* (500 millió)
- *Thermodynamical string fragmentation* + CR-QCD (500 millió)

A Monash 2013 a színújrarendeződést a sokparton-kölcsönhatás alapján végzi, de ehelyett alkalmazható egy kvantum-színdinamikára épülő modell (CR-QCD), ami minimalizálja a színhúrok hosszát, miközben tekintetbe veszi a QCD szabályait, és színhúrelágazásokat is alkalmaz.

A CR-QCD paramétereinek különböző beállításával lehet elérni a CR-BLC mode 0, mode 2 és mode 3 hangolást [36], amikről már ismert, hogy jól rekonstruálják a c -kvarkokat tartalmazó barion-mezon arányokat [30]. A mode 2-vel szimulált Λ_c^+/D^0 arányról már született tanulmány [45], ami szerint az eseményeket a megfelelő eseményjellemzőkkel kategorizálva kellően érzékenyen lehet vizsgálni a Λ_c^+ barionkeletkezés mechanizmusát. Kiderült

⁹A Drell–Yan folyamat nagyenergiás ütközésekben történik meg, amikor egy hadron kvarkja és egy másik hadron antikvarkja annihilál, azaz az összetalálkozásukkor megsemmisülnek, és helyettük létrejön egy virtuális foton vagy Z -bozon, ami aztán egy lepton-antilepton párra bomlik.

belőle, hogy a vezető részecskékkel rendelkező eseményekben a Λ_c^+/D^0 növekmény függ az R_T -től, de az R_{NC} -től nem, valamint az elég magas multiplicitás események esetén az S_0 növekedésével is erősödik a Λ_c^+ hozama. Ezek alapján a Λ_c^+ többlet a háttéreseeményhez kapcsolódik. A Monash 2013, a CR-QCD és a CR-BLC mode 2 modellekhez tartozó a CR-t és az MPI-t leíró beállítások összehasonlítása a 2. táblázatban látható.

Beállítás	Monash	CR-BLC	CR-QCD
StringPT:sigma	0.335	0.335	0.335
StringZ:aLund	0.68	0.68	0.36
StringZ:bLund	0.98	0.98	0.56
StringFlav:probQQtoQ	0.081	0.081	0.078
StringFlav:ProbStoUD	0.217	0.217	0.2
StringFlav:probQQ1toQQ0join	0.5,	0.5,	0.0275,
	0.7,	0.7,	0.0275,
	0.9,	0.9,	0.0275,
	1.0	1.0	0.0275
StringFlav:probQQ1toQQ0join	2.28	2.28	2.15
BeamRemnants:remnantMode	0	1	1
BeamRemnants:saturation	5	5	5
ColourReconnection:mode	0	1 (QCD)	1 (QCD)
ColourReconnection:allowDoubleJunRem	on	on	off
ColourReconnection:m0	0.3	0.3	0.3
ColourReconnection:allowJunctions	on	on	on
ColourReconnection:junctionCorrection	1.20	1.20	1.20
ColourReconnection:timeDilationMode	2	2	2
ColourReconnection:timeDilationPar	0.18	0.18	0.18

2. táblázat. A Monash 2013, a CR-QCD és a CR-BLC mode 2 modellre vonatkozó CR-t és MPI-t meghatározó PYTHIA szimulációs beállítások. A kódok pontos leírása és jelentése a PYTHIA kézikönyvében találhatóak. [37]

A Monash 2013 és az arra alapuló modellek, mint a CR-QCD és a CR-BLC a szín-húrok elpattanásának leírására a Lund fragmentációs modellt használják [63]. A Lund-fragmentáció lényege, hogy a részecskék keletkezési valószínűségét egy impulzus és tömegfüggő Gauss-jellegű görbe írja le, így a nehezebb részecskék el vannak nyomva. Kutatásomban megvizsgáltam, hogy más modellekkel hatékonyabban leírható-e a nehézkvark-barionok többlete. Az egyik ilyen a *thermodynamical string fragmentation* (termodinamikai húrfragmentációs) modell [64], ami a részecskék keletkezését termális tulajdonságokból (például: hőmérséklet, entrópia) vezeti le, ami a Gauss-görbe helyett egy exponenciális elnyomáshoz vezet, így végeredményben a barion-mezon arány különbözik a Lund-fragmentációtól.

Valamint megvizsgáltam a *rope fragmentation with string shoving* (kötél fragmentáció húrlökéssel) modellt is [65]. A *rope fragmentation* szerint a közeli hurok össze tudnak oltadni egy olyan kötélle, ami nagyobb rugóállandóval rendelkezik, ebből következően pedig nagyobb eséllyel jöhetnek létre nehezebb részecskék. A *string shoving* pedig azt jelenti, hogy a téridőben közel levő hurok egymásra erőt tudnak kifejteni még a hadronizáció előtt, ez pedig kollektív jelenségekhez vezethet a végállapotban.

A szimulációk alapján a c -kvarkokat tartalmazó barion-mezon arányokat a legjobban a CR-BLC mode 2 rekonstruálja, a b -kvarkokat tartalmazó barion-mezon arányra ugyanez kétszeres növekményt mutat, míg a CR-QCD jól leköveti az LHC-nál mért eredményeket. Ezért a dolgozatomban további részében ezt a két modellt használtam.

3.2. A PYTHIA modellek eredményei

A 23. ábra bal oldali paneljein különböző PYTHIA beállításokkal rendelkező modellek [36, 58, 64, 65] általam szimulált és kiértékelt eredményei látszanak a Λ_c^+/D^0 (felső panel) és a Λ_b^0/B^+ (alsó panel) arányok centrális rapiditástartományban ($|\eta| < 1$) a p_T függvényében vett minimum bias értékeire vonatkozóan. A szimulált adatok mellett összehasonlításképp megjelenítettem az ALICE kísérlet Λ_c^+/D^0 arány centrális rapiditástartományba ($|y| < 0.5$) tartozó eredményeit [38] és az LHCb által mért Λ_b^0/B^+ arányokat az előreszórási tartományban ($2 < |\eta| < 5$) [42]¹⁰, így kiválasztható a legjobban illeszkedő modell. Fontos megjegyezni, hogy a CR-BLC modellek szerint a hozamok p_T függésében látható növekedés nagyon gyengén függ a rapiditási tartománytól.

A szimulációs eredményekből az látszik, hogy a legtöbb CR-QCD alapú modell mutat valamilyen növekményt a Λ_c^+/D^0 és Λ_b^0/B^+ hozamok arányainak a p_T függésében, azonban a Monash, a string shoving (húrpréselő) és a termodinamikai húrfragmentációs modell nem. Ezen túl pedig a Λ_c^+/D^0 arányt a CR-BLC mode 2, a Λ_b^0/B^+ arányt pedig a további hangolásokat nem tartalmazó CR-QCD írja le. Ez utóbbit az alacsony p_T tartományban a Λ_c^+/D^0 arányt jól megközelítő CR-BLC modellek kétszeresen felülbecsülik. A különböző modellekhez tartozó hozamnövekmények jellemzését a 3. táblázatban foglaltam össze.

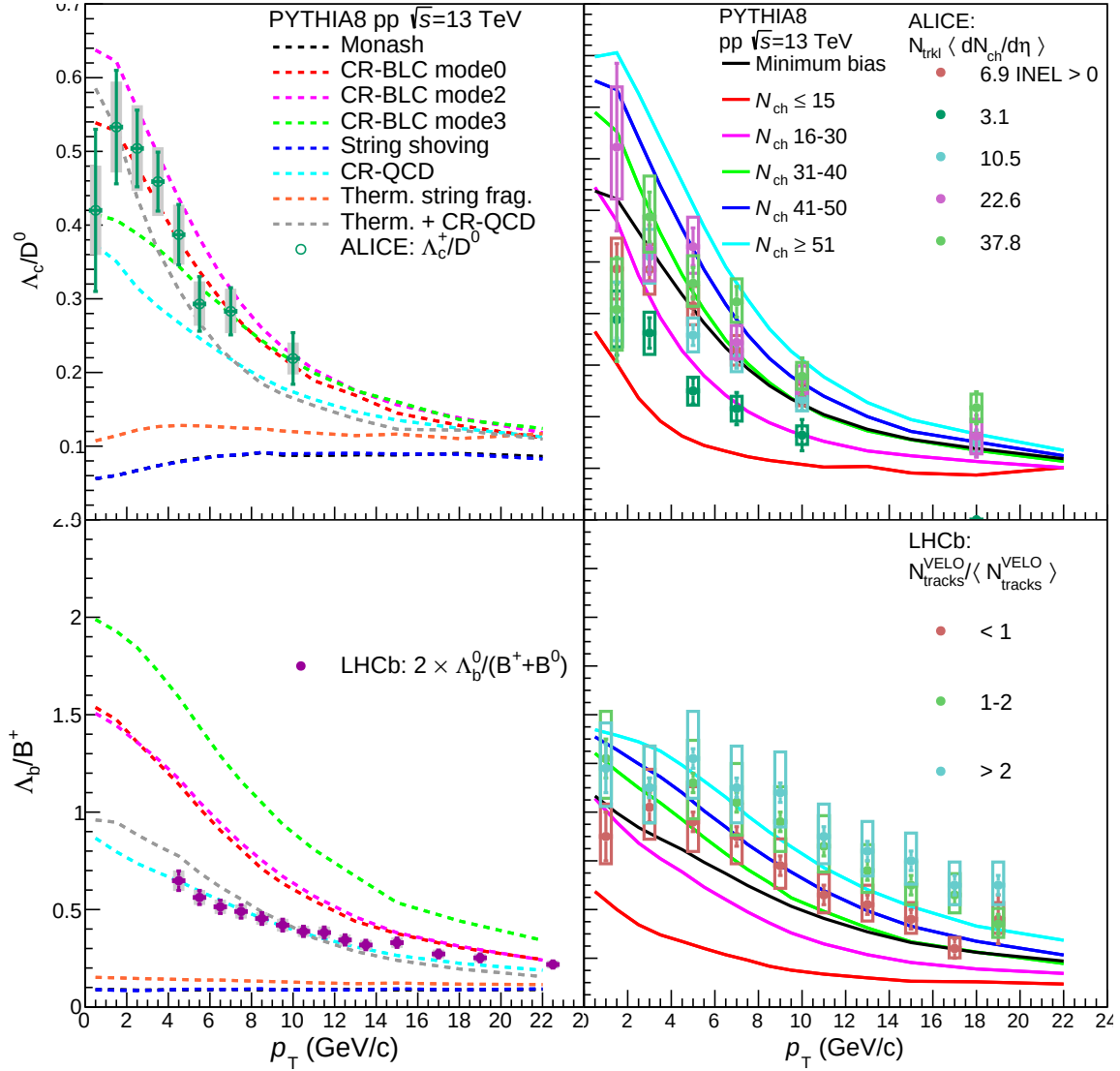
	Monash	CR-BLC mode 0	CR-BLC mode 2	CR-BLC mode 3
Λ_c^+/D^0	nincs	jól illeszkedik	jól illeszkedik	kevéssel alulbecsli
Λ_b^0/B^+	nincs	kétszeresen felülbecsli	nincs	nincs

	String shoving	CR-QCD	Therm. string fragm.	Therm. + CR-QCD
Λ_c^+/D^0	nincs	alulbecsli	nincs	kevéssel alulbecsli
Λ_b^0/B^+	nincs	jól illeszkedik	nincs	kevéssel felülbecsli

3. táblázat. Összefoglaló táblázat a különböző PYTHIA modellek által szimulált Λ_c^+/D^0 és Λ_b^0/B^+ hozamarányok növekményéről.

A további paneleken és ábrákon a Λ_c^+/D^0 arányokra vonatkozó adatok CR-BLC mode 2-vel vannak szimulálva, a Λ_b^0/B^+ arányok pedig CR-QCD-vel, így van ez a 23. ábra jobb oldali paneleivel is. A jobb felső panel a Λ_c^+/D^0 mode 2-vel szimulált értékeit mutatja N_{ch} osztályokra bontva a p_T függvényében, az ALICE kísérleti adataival [32] összehasonlítva a centrális rapiditástartományban. A jobb alsó panel pedig a Λ_b^0/B^+ CR-QCD-vel szimulált eredményeit mutatja ugyanúgy N_{ch} osztályokra bontva a p_T függvényében az LHCb kísérleti adataival [43] összehasonlítva az előreszórási tartományban. Mindkettőn az látszik, hogy a magasabb multiplicitási osztályok magasabb növekménnyel járnak, ami összhangban van az ALICE kísérlet megfigyeléseivel.

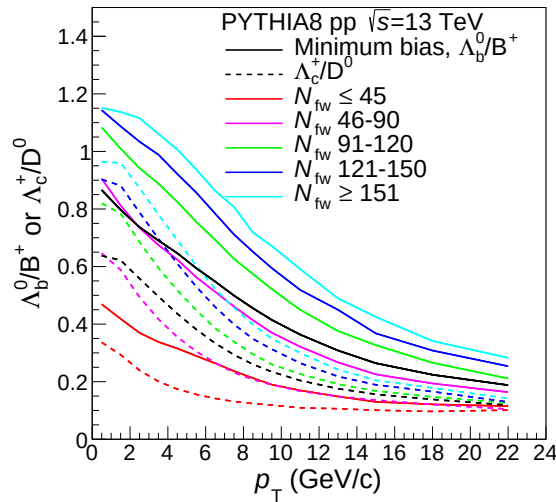
¹⁰Az LHCb mérési eredményei $\Lambda_b^0/(B^++B^0)$ arányra vonatkoznak, ezért azt feltételezve, hogy a B^+ és a B^0 hozamai közel egyenlők, a mért értékeket felszoroztuk 2-vel.



23. ábra. Λ_c^+/D^0 és Λ_b^0/B^+ hozamok aránya a centrális rapiditástartományban ($|\eta| < 1$) p_T függvényében a PYTHIA által szimulált $\sqrt{s} = 13$ TeV energiájú pp ütközésekben [1]. A felső sor paneljai a Λ_c^+/D^0 arányokra, míg az alsó sor paneljai a Λ_b^0/B^+ arányokra vonatkoznak. A bal oldalon a különböző modellekkel [36, 58, 64, 65] minimum bias eredményeket hasonlítom össze az LHC-nél mért adatokkal [38, 42]. A jobb oldalon pedig az adott részecskék arányát legjobban reprezentáló modellel – Λ_c^+/D^0 esetén a CR-BLC mode 2, Λ_b^0/B^+ esetén a CR-QCD – szimulált adatok N_{ch} függését ábrázolom az LHC adatai mellett [32, 43].

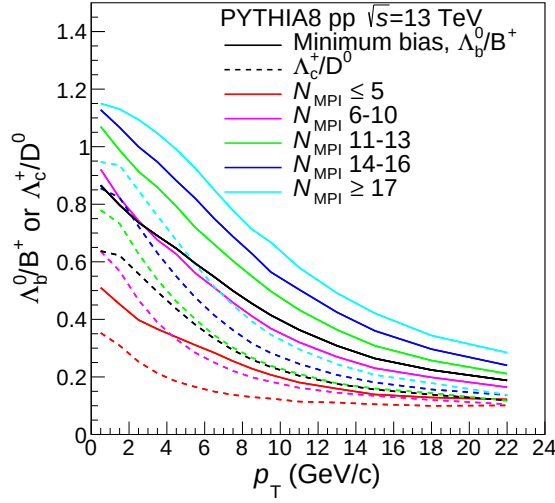
3.3. A Λ_b^0/B^+ és Λ_c^+/D^0 arányok összehasonlítása különböző eseményjellemzők függvényében

A centrális rapiditástartományban mért N_{ch} értékét befolyásolják az ebbe a tartományba beeső jetek. Hogy a jetek zavaró hatását kiküszöböljük, érdemes a Λ_b^0/B^+ és Λ_c^+/D^0 arányokat az N_{fw} -kategóriákban is megvizsgálni. A 24. ábra a Λ_c^+/D^0 és a Λ_b^0/B^+ arányokat közös ábrán mutatja. A különböző N_{fw} osztályokhoz tartozó hozamok látszódnak a p_T függvényében a centrális rapiditástartományban. A Λ_b^0/B^+ arányok láthatóan hasonlóan alakulnak a Λ_c^+/D^0 arányokhoz képest, valamint itt is a magasabb osztályokhoz erősebb növekmények tartoznak. Ez alapján viszont felmerül a kérdés, hogy az osztályok szerinti elkülönülésnek valóban van-e köze a nehézkvark-tartalmú barionok növekményeihez, vagy csak az esemény általános aktivitásához. Ez a kérdés megválaszolható az N_{MPI} osztályok vizsgálatával, mivel a multiparton kölcsönhatás nagyon erősen szabályozza az esemény aktivitásának különböző aspektusait; elsősorban a háttéreseménnyel van szoros kapcsolatban. A valóságban az N_{MPI} nem mérhető mennyiség, ezért az ezzel erős korrelációt mutató eseményjellemzőkkel tudunk dolgozni.



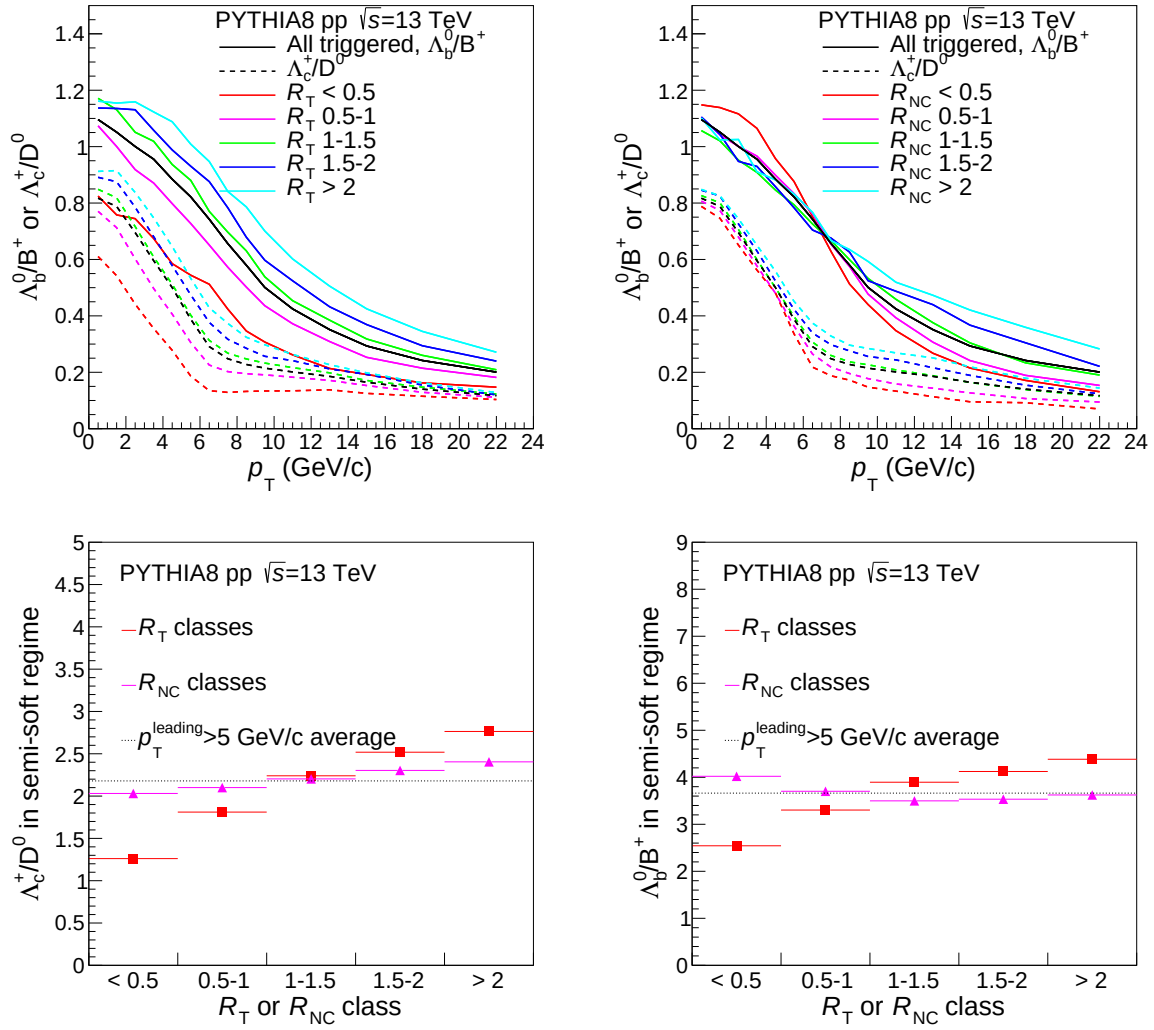
24. ábra. Λ_c^+/D^0 és Λ_b^0/B^+ hozamok aránya a centrális rapiditástartományban ($|\eta| < 1$) p_T függvényében a PYTHIA által szimulált $\sqrt{s} = 13$ TeV energiájú pp ütközésekben [1]. Az ábrán a CR-BLC mode 2-vel szimulált Λ_c^+/D^0 (szaggatott vonal) és a CR-QCD-vel szimulált Λ_b^0/B^+ (folytonos vonal) arányai láthatóak a különböző N_{fw} osztályokban.

A 25. ábra a különböző N_{MPI} osztályokhoz tartozó Λ_c^+/D^0 és Λ_b^0/B^+ arányokat mutatja a p_T függvényében a centrális rapiditástartományban. A Λ_b^0/B^+ és Λ_c^+/D^0 arányok itt is hasonlóan alakulnak, a magasabb osztályokhoz erősebb növekmények tartoznak. Ez azt mutatja, hogy valóban érdemes folytatni a vizsgálódást az N_{MPI} -vel erősebben összefüggő eseményjellemzőkkel.



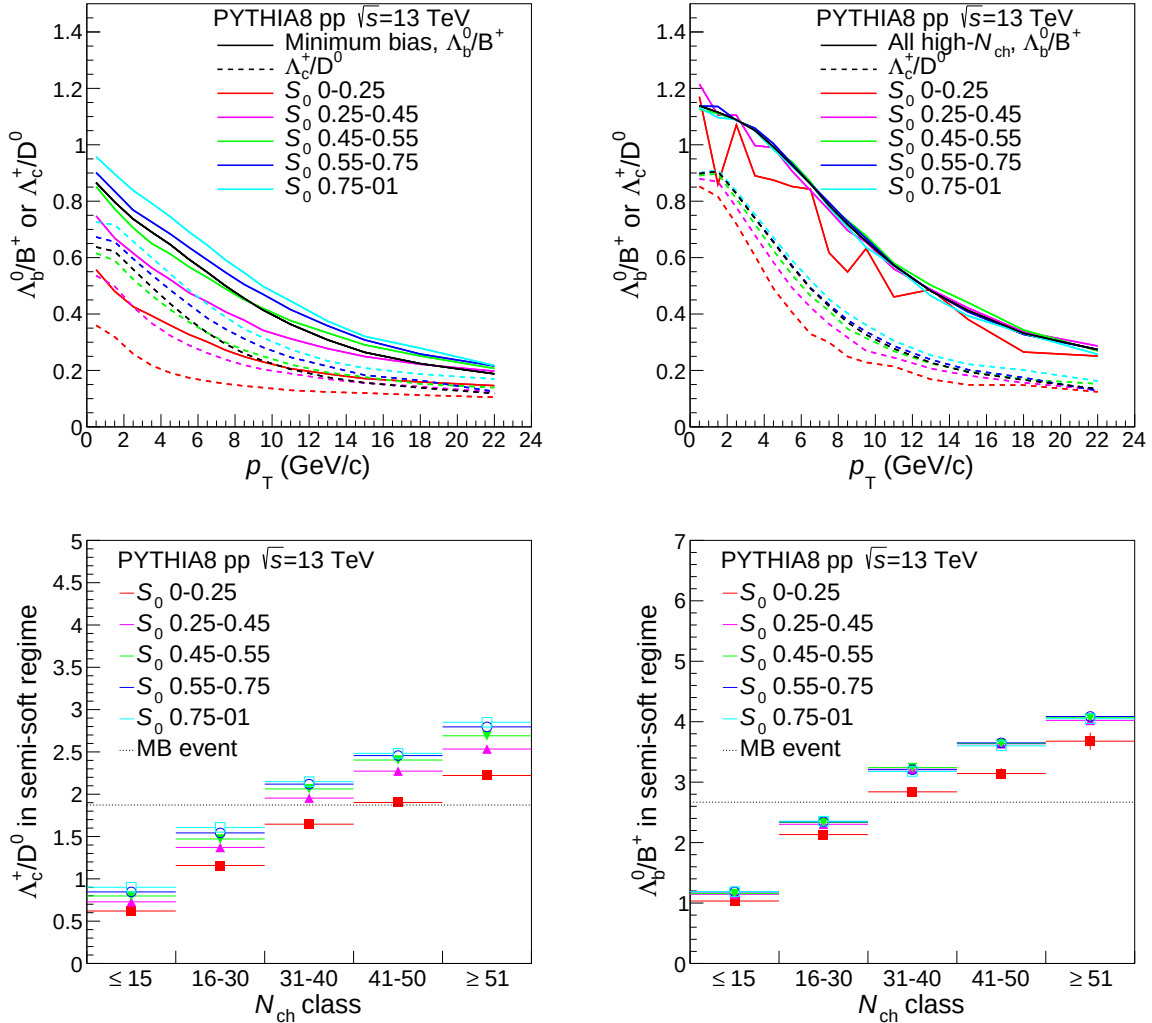
25. ábra. Λ_c^+/D^0 és Λ_b^0/B^+ hozamok aránya a centrális rapiditástartományban ($|\eta| < 1$) p_T függvényében a PYTHIA által szimulált $\sqrt{s} = 13$ TeV energiájú pp ütközésekben [1]. Az ábrán a CR-BLC mode 2-vel szimulált Λ_c^+/D^0 (szaggatott vonal) és a CR-QCD-vel szimulált Λ_b^0/B^+ (folytonos vonal) arányai láthatóak a különböző N_{MPI} osztályokban.

A 26. ábra felső sorában a Λ_c^+/D^0 és Λ_b^0/B^+ arányok látszanak különböző R_T (bal panel) és R_{NC} (jobb panel) osztályok szerint a p_T függvényében. A Λ_b^0/B^+ arányok ebben az esetben is a Λ_c^+/D^0 görbékhez hasonló trendeket mutatnak [45]. Míg a magasabb R_T osztályoknál nagyobb a növekmény, az R_{NC} osztályok szinte egybeesnek a $p_T \approx 6$ GeV/c alatti tartományban. Az alsó paneleken az R_T és R_{NC} osztályokhoz tartozó görbék $2 < p_T < 6$ GeV/c tartományon vett integráljai látszanak az osztályok függvényében. Ebben az impulzustartományban mind a lágy, mind a kemény folyamatoknak befolyásuk van a részecskekeletkezésekre, és ez az az impulzustartomány, amelyben a kvark-koaleszcencia jellemzően bekövetkezik. Összehasonlításképpen mindkét esetben meg van jelenítve az összes triggerelt eseményhez tartozó görbe alatti területe is. A bal oldali a Λ_c^+/D^0 , a jobb oldali a Λ_b^0/B^+ arányokhoz tartozó értékeket mutatja. Az eredményekből az olvasható le, hogy amíg a jeten kívüli eseményaktivitás növekedésével egyértelműen erősödik a növekmény is, a jeten belüli aktivitással már kevésbé áll kapcsolatban: a Λ_c^+/D^0 esetében ugyan még megfigyelhető egy gyenge emelkedés, a Λ_b^0/B^+ arányra már ez sem igaz, sőt inkább csökkenés látható. Az Λ_c^+/D^0 arány integrált területeinek enyhe növekedése az R_{NC} osztályok függvényében magyarázható azzal, hogy kismértékben a jetkúpban is jelen vannak a háttéreseményhez tartozó részecskék, az Λ_b^0/B^+ ellentétes trendje viszont további vizsgálatot igényel.



26. ábra. Λ_c^+/D^0 és Λ_b^0/B^+ hozamok aránya a centrális rapiditástartományban ($|\eta| < 1$) p_T függvényében a PYTHIA által szimulált $\sqrt{s} = 13$ TeV energiájú pp ütközésekben [1]. A bal felső panelon a CR-BLC mode 2-vel szimulált Λ_c^+/D^0 (szaggatott vonal) és a CR-QCD-vel szimulált Λ_b^0/B^+ (folytonos vonal) arányok a különböző R_T osztályok függvényében, jobb felül pedig a különböző R_{NC} osztályok függvényében láthatóak. A bal alsó panel a Λ_c^+/D^0 arány az R_T és R_{NC} osztályokhoz tartozó görbéinek $2 < p_T < 6$ GeV/c tartományon integrált területét mutatja, míg a jobb alsó panelen a Λ_b^0/B^+ arány látszik.

A 27. ábrán a Λ_c^+/D^0 és Λ_b^0/B^+ arányok transzverzális szferocitástól való függése látszik. A bal felső ábra a Λ_c^+/D^0 (szaggatott vonal) és a Λ_b^0/B^+ (folytonos vonal) arányokat

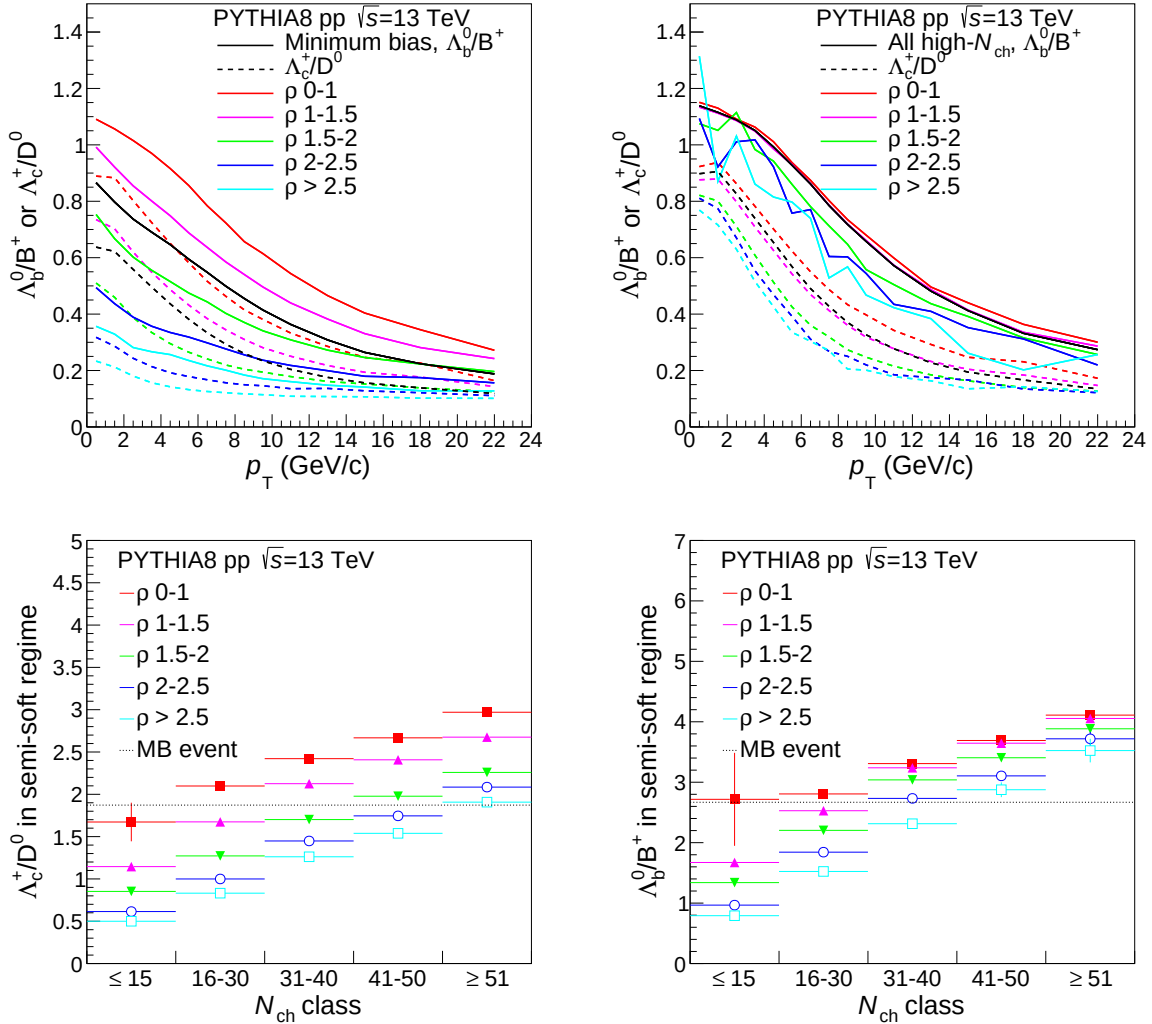


27. ábra. Λ_c^+/D^0 és Λ_b^0/B^+ hozamok aránya a centrális rapiditástartományban ($|\eta| < 1$) p_T függvényében a PYTHIA által szimulált $\sqrt{s} = 13$ TeV energiájú pp ütközésekben [1]. A felső sorban a CR-BLC mode 2-vel szimulált Λ_c^+/D^0 (szaggatott vonal) és a CR-QCD-vel szimulált Λ_b^0/B^+ (folytonos vonal) arányok láthatóak a különböző S_0 osztályok függvényében. A baloldali panel a teljes hozamok S_0 osztályait mutatja, míg a jobb oldalon csak a legmagasabb N_{ch} osztály ($N_{ch} > 50$) S_0 függése látszik. A bal alsó panel a különböző S_0 osztályokhoz tartozó Λ_c^+/D^0 arányok $2 < p_T < 6$ GeV/c tartományon számolt integrált területét mutatja az N_{ch} függvényében, a jobb alsó panelen a Λ_b^0/B^+ arány látszik.

mutatja a különböző S_0 osztályokban a p_T függvényében. A jobb felső ábra ugyanezt mutatja, de csak a magas multiplicitású ($N_{ch} > 50$) eseményekre vonatkozóan. Az alsó ábrák pedig balról jobbra rendre a Λ_c^+/D^0 és Λ_b^0/B^+ arányok különböző S_0 osztályaihoz tartozó görbék alatti területét ábrázolják a $2 < p_T < 6$ GeV/c tartományban a N_{ch} osztályok függvényében. Az integrált ábrákon megjelenő pontozott vonal a minimum bias eseményhez (összes S_0 és N_{ch} osztály) tartozó görbe alatti területe az adott tartományban. Az eredmények alapján míg a Λ_c^+/D^0 arányok különböző S_0 osztályokhoz tartozó növeks-

ménye jobban elkülönül egymástól a magasabb multiplicitású eseményeknél, és ilyenkor a nagyobb S_0 nagyobb növekménnyel jár, a Λ_b^0/B^+ arányok esetében ez nem igaz, a különböző multiplicitású események görbe alatti területe független a szferocitástól.

A 28. ábra a Λ_c^+/D^0 és Λ_b^0/B^+ arányok lapultságtól való függését jeleníti meg. A bal



28. ábra. Λ_c^+/D^0 és Λ_b^0/B^+ hozamok aránya a centrális rapiditástartományban ($|\eta| < 1$) p_T függvényében a PYTHIA által szimulált $\sqrt{s} = 13$ TeV energiájú pp ütközésekben [1]. A felső sorban a CR-BLC mode 2-vel szimulált Λ_c^+/D^0 (szaggatott vonal) és a CR-QCD-vel szimulált Λ_b^0/B^+ (folytonos vonal) arányok láthatóak a különböző ρ osztályok függvényében. A baloldali panel a teljes hozamok ρ osztályait mutatja, míg a jobb oldalon csak a legmagasabb N_{ch} osztály ($N_{ch} > 50$) ρ függése látszik. A bal alsó panel a különböző ρ osztályokhoz tartozó Λ_c^+/D^0 arányok $2 < p_T < 6$ GeV/c tartományon számolt integrált területét mutatja az N_{ch} függvényében, a jobb alsó panelen a Λ_b^0/B^+ arány látszik.

felső panel a Λ_c^+/D^0 és a Λ_b^0/B^+ arányát mutatja a p_T függvényében különböző ρ osztályú események esetében. A jobb felső panel az $N_{ch} > 50$ multiplicitású eseményekre vonatkozó ρ szerinti differenciálás látszik. A bal alsó panel a Λ_c^+/D^0 arányok különböző ρ osztályokhoz tartozó $2 < p_T < 6$ GeV/c tartományon vett görbéi alatti területeket mutatja az N_{ch} függvényében. A jobb alsó panel pedig a Λ_b^0/B^+ értékeire vonatkozóan ábrázolja ezt.

Ezek az ábrák pontozott vonallal látszik az összes eseményhez tartozó (átlagos) integrált érték. A panelek alapján a ρ az N_{MPI} -hez hasonló elkülönülést mutat a görbékben az N_{ch} osztályoktól függetlenül, vagyis az esemény multiplicitásának nincs torzító hatása rá. Így kijelenthető, hogy a ρ egy olyan eseményjellemző, ami jól reprezentálja a háttéresemény aktivitását, és így érzékeny az olyan komplex vákuum-QCD folyamatokra, mint a sokparton-kölcsönhatás.

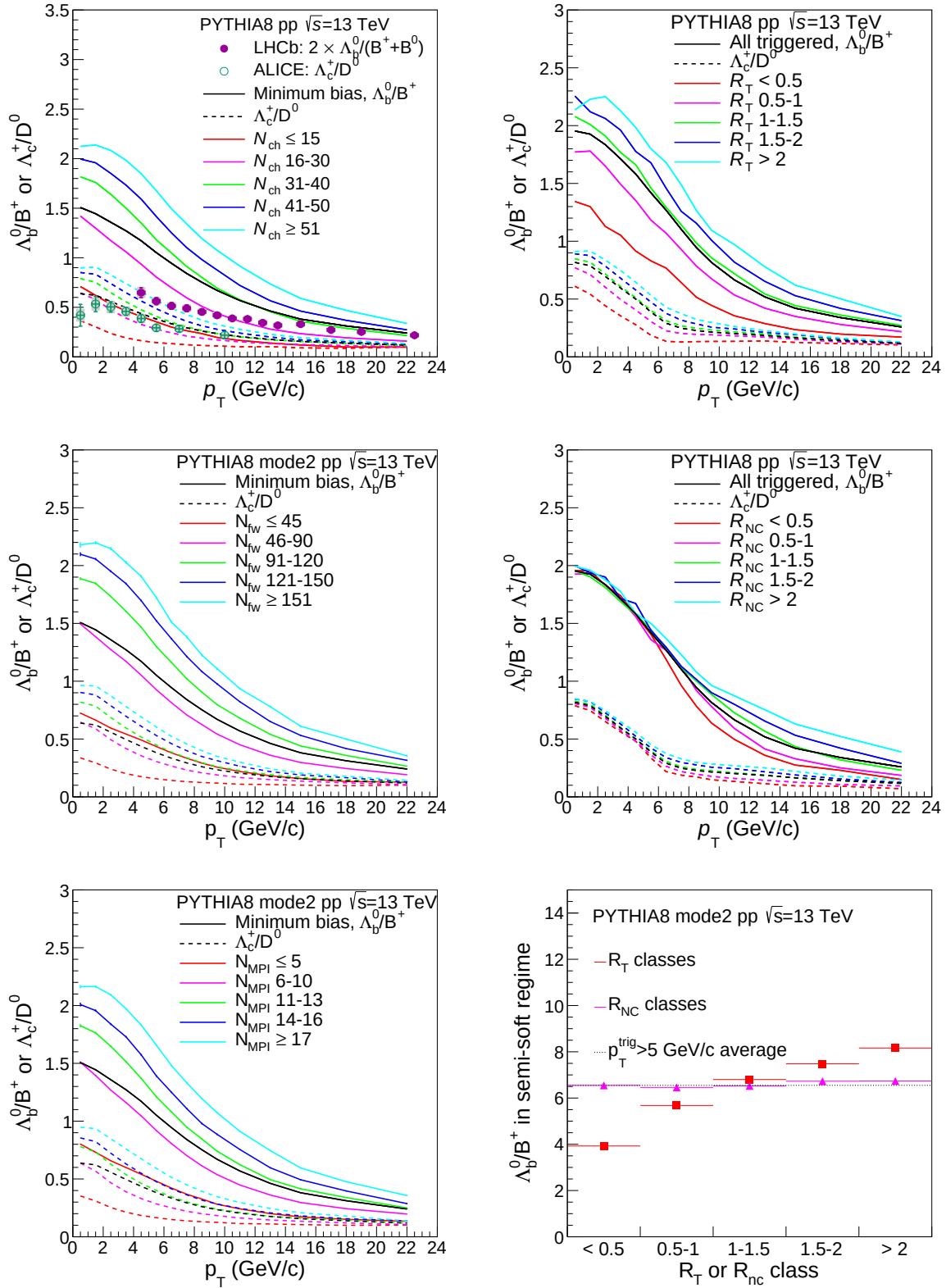
3.4. A Λ_b^0/B^+ arányok a CR-BLC modellben

Ugyan a CR-BLC mode 2-vel szimulált események b -kvark tartalmú barion-mezon hozama mintegy kétszerese a kísérletileg mért adatoknak, érdemes megfigyelni a növekmény görbéjének alakulását ebben az esetben is. Habár a CR-BLC és a CR-QCD modell nagyon hasonló elemeken alapul, az eltérő beállítások vezethetnek minőségileg más jelenségekhez, emiatt érdekes az összehasonlítás akkor is, ha a CR-BLC nincs jól behangolva a b -hadronok leírásához. Mivel a CR-BLC mode 2-es eredmények nagyon fognak hasonlítani a CR-QCD modellel szimuláltakra, ezeket csak röviden foglalom össze.

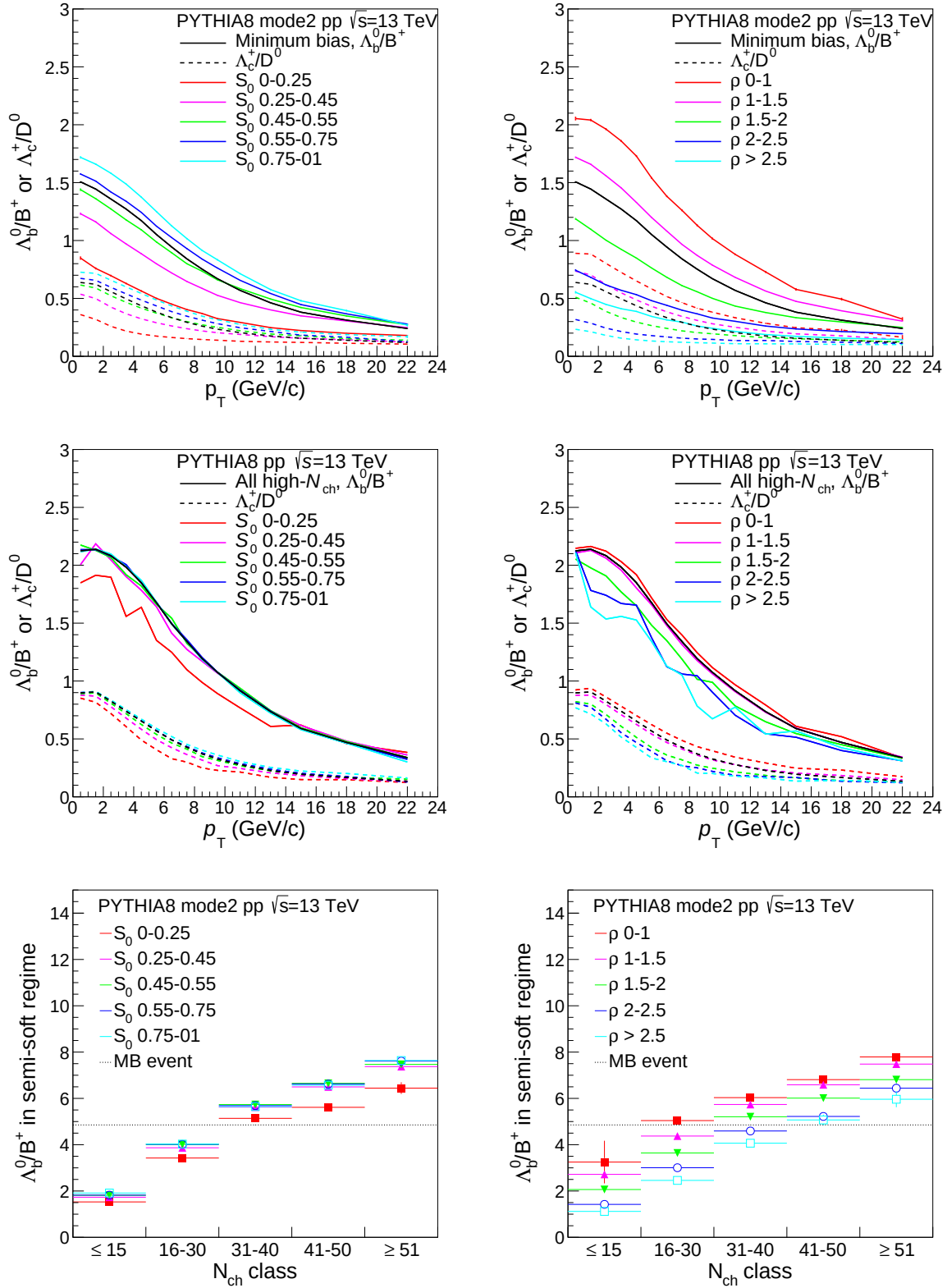
A 29. és 30. ábrákon a CR-BLC mode 2-vel szimulált Λ_b^0/B^+ és Λ_c^+/D^0 hozamok vannak összehasonlítva különböző eseményaktivitásjellemzők függvényében. A fentiekkel megegyező módon Λ_b^0/B^+ arány folytonos, míg a Λ_c^+/D^0 arány szaggatott görbével van feltüntetve. A 29. ábra bal felső paneljén a különböző színű görbék különböző multiplicitású eseményekre vonatkoznak, és a CR-QCD-hez hasonlóan itt is a nagyobb aktivitású események esetén nagyobb a barionok növekménye. A bal középső panelen a hozamarányoknak az előreszórási tartomány multiplicitásától való függése látható, a bal alsó hisztogram pedig a sokparton-kölcsönhatás multiplicitási osztályainak görbéit mutatja. Ezekben az esetekben is ugyanarra a következtetésre jutunk, mint korábban, viszont a kétszeres felülbecslés mellett feltűnik még egy különbség a CR-BLC mode 2 és a CR-QCD között: amíg az előbbi esetében a hozamarányok függvényei inkább ellaposodnak, a CR-QCD szimulációinak esetében sokkal meredekebbek a görbék a $0 < p_T < 2$ GeV/ c tartományon. Az R_T (jobb felső panel) és R_{NC} (jobb középső panel) megfigyelésének esetén is ugyanerre jutunk, sőt amikor közelebből megvizsgáljuk a növekményeket a görbék alatti területének a kiintegrálásával a jobb alsó panelen, az R_T esetében az eredmény megegyezik a CR-QCD-s értékek kétszeresével. Azonban az R_{NC} vizsgálatoknál észrevehető egy minőségi eltérés a két modell között: míg a CR-QCD-vel szimulált 26. ábra jobb felső panelén a különböző R_{NC} osztályokhoz tartozó görbék keresztezik egymást, és a jobb alsó panelen a görbe alatti területek inkább mutatnak csökkenést, mint emelkedést az R_{NC} növekedésének függvényében, a CR-BLC mode 2 esetében viszont nem látható átkereszteződés, és az integrált panelen is vízszintes trendet mutat a növekmények R_{NC} függése. Ezeknek a trendeknek a valós kísérleti adatokon való megfigyelése hozzásegíthet a QCD-alapú színűjrendezéses modellek finomabb behangolásához.

Mivel a CR-BLC mode 2 beállításokkal kapott eredmények is arra mutatnak, hogy a bariontöbbség a háttéreseményből jön, a 30. ábrán megvizsgáltam a S_0 és a ρ függését is a növekményeknek. A baloldali panelek a transzverzális szferocitásra, a jobboldali panelek a lapultságra vonatkoznak. A felső sor panelein az összes esemény Λ_b^0/B^+ és Λ_c^+/D^0 arányait rajzoltam ki a különböző eseményjellemzők függvényében, míg a középső sorban már csak a legmagasabb multiplicitású osztályba tartozók szerepelnek, így kiszűrhető a multiplicitásfüggés torzítása. Ezekben az esetekben is a CR-BLC mode 2-vel szimulált görbék meredeksége kisebb az alacsony p_T tartományában. Az alsó sor paneljein a növekmények

pontosabb összehasonlításának érdekében kiintegráltam a különböző S_0 és ρ osztályokhoz tartozók görbék alatti területeket a különböző multiplicitású események függvényében. A görbe alatti területek is ugyanolyan trendeket mutatnak a két modell esetében, egy körülbelül 2-es faktort leszámítva. A két modell megegyező eredményei viszont egy különbségre világítanak rá a c - és a b -hadronok szferocitás-függése között: míg a c -hadronok S_0 görbéi szépen elkülönülnek, a b -hadronoknál inkább közösen futnak, nem válnak szét. Ez valószínűleg abból következik, hogy a b -hadronok csak jóval keményebb folyamatokban keletkezhetnek, mint a c -hadronok, a transzverzális szferocitás viszont alapvetően a lágy viselkedést mutatja, hiszen a „jetes” alakhoz nem követel meg kemény részecskét. Ebből kifolyólag az S_0 nem igazán jó eszköz a nehéz, de főleg b -hadronok kategorizálására. Vég-eredményben viszont a CR-BLC mode 2 modellből levonható fő következtetés megegyezik a CR-QCD-vel: a bariontöbblet a háttéresemény aktivitásával nő.



29. ábra. A CR-BLC mode 2-vel szimulált Λ_b^0/B^+ (folytonos vonal) és Λ_c^+/D^0 (szaggatott vonal) arányok összehasonlítása balról jobbra, fentről lefele az N_{ch} , az R_T , az N_{fw} , az R_{NC} és N_{MPI} függvényében. A jobb alsó panelen csak a Λ_b^0/B^+ növekményeinek integrált területe van feltüntetve a különböző R_T és R_{NC} osztályok függvényében.



30. ábra. A CR-BLC mode 2-vel szimulált Λ_b^0/B^+ (folytonos vonal) és Λ_c^+/D^0 (szaggatott vonal) arányok összehasonlítása baloldali oszlopban az S_0 osztályok szerint fentről lefele: minden eseményt számításba véve, csak a nagymultiplicitású események esetén és a különböző multiplicitások szerinti görbék integrált területei. A jobb oldalon ugyanezek láthatóak a ρ esetén.

4. Összefoglalás

Tudományos Diákköri Kutatásomban a CERN Nagy Hadronütköztető 13 TeV energiájú proton–proton ütközésekben a nehéz hadronok keletkezését és hozamát vizsgáltam, valamint elsőként foglalkoztam a Λ_b^0/B^+ arány hozamának különböző eseményjellemzők szerinti differenciálásával. Arra a kérdésre kerestem a választ, hogy eseményjellemzők segítségével mit tudhatunk meg a kis ütközési rendszerek (pp) esetében megfigyelhető kollektivitásról. A vizsgálódást többféle, PYTHIA alapú szimulációs modellt használva végeztem. Ezek a modellek QCD alapú színűjrarendeződéssel számoltak, és színhúrelágazásokat is alkalmaztak.

A dolgozatomban megmutattam, hogy a b -kvark tartalmú barionok hozama a kísérleti adatokhoz hasonló trendeket mutat a CR-QCD és CR-BLC mode 2 modellekben. Azonban egyik hangolás sem tudja egyszerre a b - és a c -barionok hozamát pontosan reprodukálni, így a QCD-alapú CR modell még fejlesztésre szorul. Viszont a trendek alapján az egyértelműen kijelenthető, hogy a vizsgált eseményjellemzőkre a növekmények nagyon érzékenyek. A dolgozatban bemutatott, eseményaktivitás-jellemzők szerint differenciális mérésekkel a jövőben különbséget tudunk tenni az egyes modellek között, ezzel közelebb kerülünk a kollektivitás megértéséhez és annak a kérdésnek a megválaszolásához, hogy létrejöhet-e a termalizált közeg proton–proton ütközésekben?

Az újonnan bevezetett eseményjellemző, a lapultság sikeresnek bizonyult a b - és a c -kvarkokat tartalmazó barion hozamnövekmények vizsgálatakor is. Mivel a lapultság erősen korrelál a sokparton-kölcsönhatással, és – a transzverzális szferocitással ellentétben – nem érzékeny a centrális rapiditástartományban keletkező jetek mintatorzító hatására, a QCD alapú CR modell alapján levonható az a következtetés, hogy a nehézkvark-tartalmú barion hozam növekménye szintén összefügg a sokparton-kölcsönhatással, illetve erősödik a háttéresemény aktivitásával.

A javasolt módszerek alkalmazásával az LHC új nagyluminozitású Run-3 új adatai további megszorításokat adnak majd a nehézkvark-fragmentációs mechanizmusokra, hozzájárulhatnak a pontosabb modellek kidolgozásához, és segíthetnek megérteni a megfigyelt barion hozam többlet forrását. Így választ kaphatunk arra, hogy a kis rendszerekben tapasztalt nehézkvark-barion hozam növekménye a kvark-gluon plazma létrejöttének következménye-e?

Köszönetnyilvánítás

Külön köszönettel tartozom a témavezetőimnek: Vértesi Róbertnek (HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont) és Varga Zoltánnak (Yale Egyetem), illetve Barnaföldi Gergely Gábornak (HUN-REN Wigner Fizikai Kutatóközpont), az ALICE-Budapest csoport vezetőjének, amiért szakmai hozzáértésükkel segítették jelen dolgozat létrejöttét. A kutatást az NKFIH OTKA FK131979 és K135515 számú pályázatai, valamint az NFKIH 2021-4.1.2-NEMZKI-2022-00034 projekt támogatta. Valamint köszönet a Wigner Tudományos Számítási Laboratóriumnak (WSCLAB) és a HUN-REN Magyar Kutatási Hálózatnak az infrastrukturális háttér biztosításáért.

Hivatkozások

- [1] Lea Virág Földvári, Zoltán Varga és Róbert Vértesi. „Event-activity-dependent beauty-baryon enhancement in simulations with color junctions”. 2024. aug. arXiv: 2408.16447 [hep-ph].
- [2] PHENIX-Hu. URL: <http://phenix.elte.hu/>. (2024. november 8.)
- [3] Cush / Wikimedia Commons. URL: https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/0/00/Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg. (2024. november 8.)
- [4] KJBurns / Wikimedia Commons. URL: https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/6/62/Quark_decays.svg. (2024. november 8.)
- [5] Georges Aad és tsai. „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, 2012. 1–29. old.
- [6] Serguei Chatrchyan és tsai. „Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Lead Collisions at the LHC”. *Phys. Lett. B*, 718, 2013. 795–814. old.
- [7] S. Navas és tsai. „Review of particle physics”. *Phys. Rev. D*, 110, 3, 2024. 30001. old.
- [8] D. del Re és Andrea Ventura. „Beyond standard model and exotics: Experimental overview”. *Nuovo Cim. B*, 123, 2008. 517–522. old.
- [9] Maschen / Wikimedia Commons. URL: <https://www.forbes.com/sites/startswithabang/2020/11/18/why-are-there-only-8-gluons/>. (2024. november 8.)
- [10] Ethan Siegel. *Beyond the Galaxy: How Humanity Looked Beyond Our Milky Way and Discovered the Entire Universe*. World Scientific, 2015. ISBN: 978-981-4667-23-4.
- [11] A. Obertelli H. Sagawa. *Modern Nuclear Physics: From Fundamentals to Frontiers*. Springer Nature, Singapore, 2021. ISBN: 978-981-16-2288-5.
- [12] Eric M. Metodiev. *The Fractal Lives of Jets*. 2020. URL: <https://www.ericmetodiev.com/post/jetformation/>. (2024. november 8.)
- [13] Cristina Manuel. *The Stopping Power of Hot Nuclear Matter*. 2014. szept. URL: <https://physics.aps.org/articles/v7/97>. (2024. november 8.)
- [14] Roman Pasechnik és Michal Šumbera. „Phenomenological Review on Quark–Gluon Plasma: Concepts vs. Observations”. *Universe*, 3, 1, 2017. 7. old.
- [15] Ulrich Heinz és Raimond Snellings. „Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions”. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 63, 2013. 123–151. old.
- [16] Karen McNulty Walsh. *Tracking the Transition of Early-Universe Quark Soup to Matter-as-we-know-it*. 2014. ápr. URL: <https://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=24473>. (2024. november 8.)
- [17] Roli Esha. „Thermal photon measurements at PHENIX”. *PoS, HardProbes2023*, 2024. 68. old.
- [18] Vardan Khachatryan és tsai. „Evidence for collectivity in pp collisions at the LHC”. *Phys. Lett. B*, 765, 2017. 193–220. old.

- [19] S. Schlichting. „Initial state and pre-equilibrium effects in small systems”. *Nucl. Phys. A*, 956, 2016. 216–221. old.
- [20] Antonio Ortiz, Gyula Bencédi és Héctor Bello. „Revealing the source of the radial flow patterns in proton–proton collisions using hard probes”. *J. Phys. G*, 44, 6, 2017. 65001. old.
- [21] K. J. Eskola. „Minijets in ultrarelativistic heavy ion collisions at future colliders”. *Comments Nucl. Part. Phys.*, 22, 4, 1998. 185–203. old.
- [22] P. Koch, Berndt Müller és Johann Rafelski. „Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions”. *Phys. Rept.*, 142, 1986. 167–262. old.
- [23] Jaroslav Adam és tsai. „Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton-proton collisions”. *Nature Phys.*, 13, 2017. 535–539. old.
- [24] Vardan Khachatryan és tsai. „Studies of inclusive four-jet production with two b -tagged jets in proton-proton collisions at 7 TeV”. *Phys. Rev. D*, 94, 11, 2016. 112005. old.
- [25] Zoltán Varga, Róbert Vértesi és Gergely 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. old.
- [26] Zoltán Varga, Róbert Vértesi és Gergely Gábor Barnaföldi. „Jet Structure Studies in Small Systems”. *Universe*, 5, 5, 2019. 132. old.
- [27] Hannah Elfner és Berndt Müller. „The exploration of hot and dense nuclear matter: introduction to relativistic heavy-ion physics”. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 50, 10, 2023. 103001. old.
- [28] Shreyasi Acharya és tsai. „Measurement of Prompt D^0 , Λ_c^+ , and $\Sigma_c^{0,++}(2455)$ Production in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”. *Phys. Rev. Lett.*, 128, 1, 2022. 12001. old.
- [29] Albert M Sirunyan és tsai. „Production of Λ_c^+ baryons in proton-proton and lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV”. *Phys. Lett. B*, 803, 2020. 135328. old.
- [30] Shreyasi Acharya és tsai. „ Λ_c^+ Production and Baryon-to-Meson Ratios in pp and p-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV at the LHC”. *Phys. Rev. Lett.*, 127, 20, 2021. 202301. old.
- [31] Roel Aaij és tsai. „Prompt Λ_c^+ production in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV”. *JHEP*, 02, 2019. 102. old.
- [32] Shreyasi Acharya és tsai. „Observation of a multiplicity dependence in the p_T -differential charm baryon-to-meson ratios in proton–proton collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV”. *Phys. Lett. B*, 829, 2022. 137065. old.
- [33] Jun Song, Hai-hong Li és Feng-lan Shao. „New feature of low p_T charm quark hadronization in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”. *Eur. Phys. J. C*, 78, 4, 2018. 344. old.
- [34] Salvatore Plumari és tsai. „Charmed Hadrons from Coalescence plus Fragmentation in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC and LHC”. *Eur. Phys. J. C*, 78, 4, 2018. 348. old.

- [35] Min He és Ralf Rapp. „Charm-Baryon Production in Proton-Proton Collisions”. *Phys. Lett. B*, 795, 2019. 117–121. old.
- [36] Jesper R. Christiansen és Peter Z. Skands. „String Formation Beyond Leading Colour”. *JHEP*, 08, 2015. 3. old.
- [37] *PYTHIA 8 online manual*. URL: <https://pythia.org/latest-manual/Welcome.html>. (2024. november 8.)
- [38] Shreyasi Acharya és tsai. „First measurement of Λ_c^+ production down to $p_T=0$ in pp and p-Pb collisions at $\sqrt{s}=5.02$ TeV”. *Phys. Rev. C*, 107, 6, 2023. 64901. old.
- [39] Shreyasi Acharya és tsai. „Measurement of the Cross Sections of Ξ_c^0 and Ξ_c^+ Baryons and of the Branching-Fraction Ratio $\text{BR}(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- e^+ \nu_e)/\text{BR}(\Xi_c^0 \rightarrow \Xi^- \pi^+)$ in pp collisions at 13 TeV”. *Phys. Rev. Lett.*, 127, 27, 2021. 272001. old.
- [40] Shreyasi Acharya és tsai. „First measurement of Ω_c^0 production in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV”. *Phys. Lett. B*, 846, 2023. 137625. old.
- [41] Shreyasi Acharya és tsai. „Measurement of the production cross section of prompt Ξ_c^0 baryons at midrapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV”. *JHEP*, 10, 2021. 159. old.
- [42] Roel Aaij és tsai. „Measurement of b hadron fractions in 13 TeV pp collisions”. *Phys. Rev. D*, 100, 3, 2019. 31102. old.
- [43] Roel Aaij és tsai. „Enhanced Production of Λ_b^0 Baryons in High-Multiplicity pp Collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV”. *Phys. Rev. Lett.*, 132, 8, 2024. 81901. old.
- [44] Shreyasi Acharya és tsai. „Study of flavor dependence of the baryon-to-meson ratio in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV”. *Phys. Rev. D*, 108, 11, 2023. 112003. old.
- [45] Zoltán Varga és Róbert Vértési. „The role of the underlying event in the Λ_c^+ enhancement in high-energy pp collisions”. *J. Phys. G*, 49, 7, 2022. 75005. old.
- [46] Zoltán Varga, Anett Misák és Róbert Vértési. „Event-activity-dependent production of strange and non-strange charmed baryons in the enhanced color-reconnection scheme”. *J. Phys. G*, 50, 7, 2023. 75002. old.
- [47] Klaus Werner. „Revealing a deep connection between factorization and saturation: New insight into modeling high-energy proton-proton and nucleus-nucleus scattering in the EPOS4 framework”. *Phys. Rev. C*, 108, 6, 2023. 64903. old.
- [48] Jorg Wenninger. „The LHC collider”. *Comptes Rendus Physique*, 16, 4, 2015. 347–355. old. Highlights of the LHC run 1 / Résultats marquants de la première période d’exploitation du GCH.
- [49] *ALICE Institutes*. URL: https://alice-collaboration.web.cern.ch/collaboration/alice_institute. (2024. november 10.)
- [50] *ALICE Kísérleti Együttműködés*. URL: <https://alice.wigner.hu/>. (2024. november 8.)
- [51] *ALICE images gallery*. URL: <https://home.cern/resources/image/experiments/alice-images-gallery>. (2024. november 8.)
- [52] Christian Möhler. *Elliptic Flow of D Mesons in Pb-Pb Collisions*. 2014. jún. URL: https://www.physi.uni-heidelberg.de/~reygers/lectures/2014/qgp_journal_club/talks/2014-06-06-d-meson-flow.pdf. (2024. november 8.)

- [53] Christian Bierlich és tsai. „A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3”. *SciPost Phys. Codeb.*, 2022, 2022. 8. old.
- [54] Christian Bierlich és tsai. „The Angantyr model for Heavy-Ion Collisions in PYTHIA8”. *JHEP*, 10, 2018. 134. old.
- [55] Bo Andersson. *The Lund Model*. 7. köt. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology. Cambridge University Press, 2023. júl. ISBN: 978-1-009-40129-6, 978-1-009-40125-8, 978-1-009-40128-9, 978-0-521-01734-3, 978-0-521-42094-5, 978-0-511-88149-7. DOI: 10.1017/9781009401296.
- [56] Ruth Pöttgen. „Proton-Proton Collisions”. *Search for Dark Matter with ATLAS: Using Events with a Highly Energetic Jet and Missing Transverse Momentum in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*. Cham: Springer International Publishing, 2016, 45–60. old. ISBN: 978-3-319-41045-6. DOI: 10.1007/978-3-319-41045-6_4. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-319-41045-6_4.
- [57] *The POWHEG BOX*. URL: <https://powhegbox.mib.infn.it/>. (2024. november 8.)
- [58] Peter Skands, Stefano Carrazza és Juan Rojo. „Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 Tune”. *Eur. Phys. J. C*, 74, 8, 2014. 3024. old.
- [59] R. Brun és F. Rademakers. „ROOT: An object oriented data analysis framework”. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 389, 1997. 81–86. old.
- [60] Alec Peck. „Photoproduction of η_c mesons in ultra-peripheral Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV at the LHC”. Dissz. 2020. júl. DOI: 10.13140/RG.2.2.35949.87524.
- [61] Tim Martin, Peter Skands és Sinead Farrington. „Probing Collective Effects in Hadronisation with the Extremes of the Underlying Event”. *Eur. Phys. J. C*, 76, 5, 2016. 299. old.
- [62] Timo Antero Aaltonen és tsai. „Study of the energy dependence of the underlying event in proton-antiproton collisions”. *Phys. Rev. D*, 92, 9, 2015. 92009. old.
- [63] Bo Andersson és tsai. „Parton Fragmentation and String Dynamics”. *Phys. Rept.*, 97, 1983. 31–145. old.
- [64] Nadine Fischer és Torbjörn Sjöstrand. „Thermodynamical String Fragmentation”. *JHEP*, 01, 2017. 140. old.
- [65] Christian Bierlich és tsai. „Setting the string shoving picture in a new frame”. *JHEP*, 03, 2021. 270. old.