

Szakdolgozat

**Kis ütköző rendszerek  
eseményaktivitás-függő vizsgálata  
b-kvarkok segítségével**

*Írta: Sándor Szende*  
*Témavezető Dr. Vértesi Róbert*  
*Konzulens Dr. Csanád Máté*  
*A beadás ideje: 2021. május 27.*



# NYILATKOZAT

**Név:** SÁNDOR SZENDE

**ELTE Természettudományi Kar, szak:** FIZIKA

**NEPTUN azonosító:** YIQ3QR

**Szakdolgozat címe:**

KIS ÜTKÖZŐ RENDSZEREK ESEMÉNYAKTIVITÁS-FÜGGŐ VIZSGÁLATA  
B-KVARKOK SEGÍTSÉGÉVEL

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

Budapest, 2021.05.26



*a hallgató aláírása*

# Kivonat

A CERN LHC gyorsító ALICE kísérleti együttműködése az erős kölcsönhatás alapvető természetét kutatja ultrarelativisztikus sebességre gyorsított protonok és nehézionok ütközésének segítségével. Ezen ütközések korai fázisában, az ún. kemény folyamatokban keletkeznek a nehéz kvarkok (charm és beauty), amelyek a viszonylag hosszú élettartamuknak köszönhetően a reakció későbbi fázisában is megmaradnak, és bomlástermékeikből rekonstruálhatók. Így alkalmasak a kis rendszerekben (pl. proton-proton ütközésekben) a kvantumszíndinamikai elméletek ellenőrzésére, illetve a nehézion-ütközések során létrejövő erősen csatolt forró közeg (kvark-gluon plazma) vizsgálatára is. Az utóbbi években fókuszba kerültek a proton-proton ütközésekben keletkező nagy végállapotú multiplicitású események, amelyek segítségével a nem-perturbatív vákuum-quantumszíndinamikai folyamatokat tudjuk feltárni. Az ALICE kísérlet eddigi nehézkvark-programja elsősorban a charm kvarkok keletkezésének részletes megértésére koncentrált. Az LHC a folyamatban lévő detektor- és gyorsítófejlesztések eredményeképp azonban a hamarosan induló Run-3 adatgyűjtési időszakában a korábbinál nagyságrenddel több eseményt tud rögzíteni, és lehetővé válnak precíziós beauty-mérések, amik a b-kvark nagy tömege folytán a keletkezési folyamatról még közvetlenebb információt szolgáltatnak. A dolgozatomban az általam végzett Monte Carlo szimulációkkal vizsgálom a b-kvarkok keletkezése és az ún. háttéreseemény közötti összefüggéseket, valamint mérési javaslatot teszek a Run-3 adatgyűjtési periódus során mérhető mennyiségekre.

## Köszönetnyilvánítás

A kutatást az NKFIH/OTKA FK131979 és K135515 számú pályázatai, valamint az NKFIH 2019-2.1.6-NEMZKI-2019-00011 projekt támogatta. Külön köszönet Gyulai Lászlónak (BME TTK, Wigner Fizikai Kutatóközpont) a teljes jet-rekonstrukcióban nyújtott segítségével.

---

# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezető: Az erős kölcsönhatás</b>	<b>5</b>
1.1. A részecskefizika standard modellje	5
1.2. Az erős kölcsönhatás és a kvantumszindinamika	6
1.3. Kvarokok és gluonok	7
1.4. Aszimptotikus szabadság és kvarkbezárás	8
1.5. A húrmodell és a fragmentáció	8
<b>2. A nagyenergiás fizika kísérleti módszerei</b>	<b>10</b>
2.1. Nagyenergiás nehézionfizika	10
2.2. Kemény és lágy folyamatok	10
2.3. A kvark-gluon plazma bizonyítékai	11
2.3.1. A QGP hőmérséklete	11
2.3.2. A jetelnyomás jelensége	11
2.3.3. A kollektivitás	12
2.4. Kísérlet és szimuláció	13
2.4.1. Kísérleti alapfogalmak	13
2.4.2. Az ALICE kísérlet	14
2.4.3. Az ITS és a TPC detektor	15
2.4.4. A PYTHIA eseménygenerátor	16
2.5. Kis rendszerek fizikája	17
2.5.1. Az ütközési reakció lépcsői	17
2.5.2. A sokparton-kölcsönhatás és a színújrendeződés	18
2.5.3. A háttéresemény	19
2.6. Kis rendszerek vizsgálata nehéz kvarkokkal	20
2.6.1. Nehézkvark-jetek keletkezése	21
2.6.2. Korábbi eredmények a kis rendszerek vizsgálatában a nehéz kvarkokkal	21
<b>3. B-mezonok eseményaktivitásfüggő keletkezése</b>	<b>24</b>
3.1. Hadron-triggerhez asszociált nehézkvark-részecskék keletkezése	24
3.1.1. Szimulációs beállítások	24
3.1.2. Könnyű részecskék háttéreseményfüggő keletkezése	24
3.1.3. Charm keletkezése az $R_T$ függvényében	26
3.1.4. Beauty keletkezése az $R_T$ függvényében	28
3.2. Parton-triggerek vizsgálata	30
3.2.1. Inkluzív parton jet-trigger	30
3.2.2. Beauty-trigger	33
3.2.3. Gluon-trigger	34
3.2.4. Könnyűkvark-trigger	35
3.3. Triggerelés rekonstruált jetekkel	38
3.3.1. Szimulációs beállítások	38
3.3.2. Összehasonlítás a parton-triggereléssel	38
3.3.3. Összehasonlítás a hadron-triggereléssel	40
<b>4. Összefoglalás</b>	<b>43</b>

---

# 1. Bevezető: Az erős kölcsönhatás

A dolgozatomban elején összefoglalom az általam tárgyalt fizikai folyamatok elméleti hátterét.

## 1.1. A részecskefizika standard modellje

Démokritosztól ered az atomok hipotézise: a világot fel lehet osztani tovább már nem bontható részekre, amit ő atomoknak nevezett el. A görög atomosz szó ugyanis oszthatatlant jelent. Ez az hipotézis rendkívül gyümölcsözőnek bizonyult, hiszen meghatározza mind a mai napig azt, ahogyan az anyagra tekintünk. Napjainkban egy sokkal kiforrottabb elmélet áll rendelkezésünkre, ha a természet alapvető építőköveit szeretnénk megismerni: ez pedig nem más, mint a részecskefizika Standard Modellje (SM), ami a XX. század fizikájának egyik csúcsteljesítménye.

A SM szerint a részecskéknek három fő típusa létezik: az anyagi részecskék (fermionok), a közvetítő részecskék (mértékbozonok) és a Higgs-bozon. Az anyagi részecskék kvarkokból és leptonokból állnak, amelyek fermionok, vagyis a hullámfüggvényük két állapotvektor cseréjére antiszimmetrikus, és feles spinük van. A fermionokra érvényes a Pauli-féle kizárási elv, vagyis két fermion nem lehet azonos állapotban: a különböző energiaszinteket sorban töltik fel, ez a magyarázata például az elektronpályáknak. A kvarkok részt vesznek az erős- és elektrogyenge kölcsönhatásban, míg a leptonok csak az elektrogyengében. Ezekből a részecskékből épül fel a látható világegyetem. [1] A közvetítő részecskék bozonok, amelyeknek a hullámfüggvénye két állapotvektor cseréjére szimmetrikus, és egész spinűek, ezért nem érvényes rájuk a Pauli-féle kizárási elv, sőt ha tehetik, akkor azonos állapotba kerülnek: példa erre a Bose-Einstein kondenzátum, ahol az alacsony hőmérsékleten képesek a bozonok akár makroszkópikus mennyiségben azonos állapotba kerülni. Ide tartoznak az elektromos kölcsönhatást közvetítő fotonok, a gyenge kölcsönhatást közvetítő  $W^\pm$ - és  $Z^0$ -bozonok, valamint az erős kölcsönhatást közvetítő gluonok. A harmadik típus pedig a Higgs-bozon, melynek létezését 2012-ben igazolták az LHC kutatói [2]. Ez a részecske nullás spinű, és a Higgs-ről elnevezett mechanizmus révén biztosítja a részecskék tömegét. Az anyagi részecskéket három részecskecsaládba sorolhatjuk az ízkvantumszámuk alapján. A különböző családba tartozó hasonló részecskék tömege eltér. A látható Univerzumban messze a leggyakoribbak az első család részecskéi, a többi magasabb energiájú folyamatokban jön létre. A családok összetételét az 1. ábrán láthatjuk.

Az anyagi részecskék három családja (fermionok)

	I	II	III		
tömeg→	2,3 MeV/c <sup>2</sup>	1,27 GeV/c <sup>2</sup>	173 GeV/c <sup>2</sup>	0	125 GeV/c <sup>2</sup>
töltés→	2/3	2/3	2/3	0	0
spin→	1/2	1/2	1/2	1	0
név→	u-kvark	c-kvark	t-kvark	foton	Higgs-bozon
	<b>u</b>	<b>c</b>	<b>t</b>	<b>γ</b>	<b>H</b>
	u-kvark	c-kvark	t-kvark	foton	Higgs-bozon
	4,8 MeV/c <sup>2</sup>	95 MeV/c <sup>2</sup>	4,2 GeV/c <sup>2</sup>	0	
	-1/3	-1/3	-1/3	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	d-kvark	s-kvark	b-kvark	gluon	
<b>Kvarkok</b>	<b>d</b>	<b>s</b>	<b>b</b>	<b>g</b>	
	d-kvark	s-kvark	b-kvark	gluon	
	<2,2 eV/c <sup>2</sup>	<0,17 MeV/c <sup>2</sup>	<15,5 MeV/c <sup>2</sup>	91,2 GeV/c <sup>2</sup>	
	0	0	0	0	
	1/2	1/2	1/2	1	
	elektron-neutrínó	müon-neutrínó	tau-neutrínó	Z <sup>0</sup> -bozon	
	<b>ν<sub>e</sub></b>	<b>ν<sub>μ</sub></b>	<b>ν<sub>τ</sub></b>	<b>Z<sup>0</sup></b>	
	elektron-neutrínó	müon-neutrínó	tau-neutrínó	Z-bozon	
	0,511 MeV/c <sup>2</sup>	105,7 MeV/c <sup>2</sup>	1,777 GeV/c <sup>2</sup>	80,4 GeV/c <sup>2</sup>	
	-1	-1	-1	±1	
	1/2	1/2	1/2	1	
	elektron	müon	tau	W-bozon	
<b>Leptonok</b>	<b>e</b>	<b>μ</b>	<b>τ</b>	<b>W<sup>±</sup></b>	
	elektron	müon	tau	W-bozon	

**Bozonok (kölsönhatások)**

1. ábra. A Standard Modell részecskéi [3]

A SM az máig az egyik legsikeresebb részecskefizikai elmélet, amelynek minden előrejelzését igazolták eddig kísérletileg. Számos kísérleti bizonyíték támasztja alá a részecskefizika standard modelljének helyességét, ugyanakkor nem tekinthetjük a világegyetem végső elméletének, mert nehezen hozható összhangba az általános relativitáselmélettel. Hiányosságai ellenére általánosan használt kvantumtérelmélet, ami leírja az elemi részecskéket és a köztük lévő alapvető kölcsönhatásokat - az erős, gyenge és elektromágneses kölcsönhatást. Összhangban áll a kvantummechanikával és a speciális relativitáselmélettel. Ugyanakkor kiindulópontja számos elméletnek, amik igyekeznek kiküszöbölni a hiányosságait. Az új elméletek közül legismertebb a szuperhúrelmélet, amelyben a részecskék nem pontszerűek, hanem extra dimenziókban rezgő húrok. A szuperhúrelmélet továbbfejlesztett változata, az M-elmélet megenged több dimenziós felületeket is, melyeket membránnak neveznek. A különféle energiájú húrállapotok különböző részecskék tulajdonságainak feleltethetők meg, ám ehhez négyenél több dimenzió szükséges. Ezen elméleteket még nem sikerült kísérletileg igazolni. [4]

## 1.2. Az erős kölcsönhatás és a kvantumszíndinamika

Az erős kölcsönhatás egyike a négy alapvető kölcsönhatásnak, közvetítőrészecskéje a gluon. Ez a kölcsönhatás a kvarkok, az antikvarkok és maguk a gluonok között is hat, ezért a kölcsönhatás hatótávolsága csak az atom méretéig terjed ki, mintegy  $10^{-15}$  m-ig. Emellett az erős kölcsönhatás tartja egyben az atommagokat és magukat a nukleonokat is.

Az erős kölcsönhatás erejét jól szemlélteti a következő összehasonlítás: ha veszünk két proton, és megvizsgáljuk a közöttük fellépő erőt, akkor minél erősebb az adott kölcsönhatás, annál nagyobbak mérjük ezt az erőt. Ha az erős kölcsönhatás során fellépő erőt egységnyinek vesszük, akkor a többi kölcsönhatás erőssége a következő: elektromágneses:  $10^{-2}$ , gyenge:  $10^{-7}$ , gravitációs:  $10^{-39}$ . Ebből is látszik, hogy bár a gravitáció határozza meg az univerzum viselkedését nagy skálán, a hatását szubatomi szinten elhanyagolhatjuk. [5]

Az erős kölcsönhatás története Ernest Rutherforddal kezdődött, ő fedezte fel azt, hogy az atomok tömegének legnagyobb része egy apró szórócentrumban összpontosul, az atommagban, vagyis nem egyenletes a töltéeloszlás. Eleinte úgy gondolták, hogy az atommag elektronok-

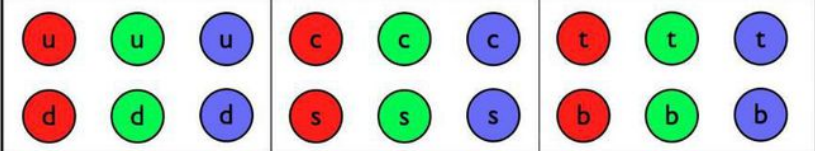
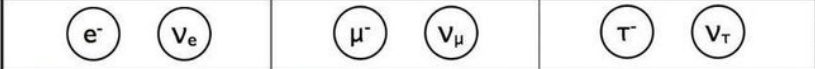
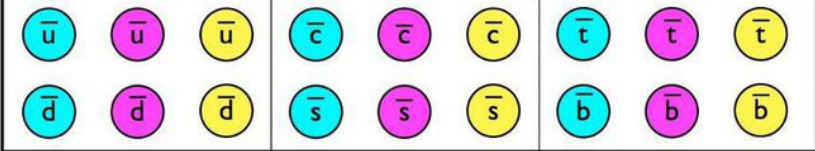


ból és protonokból áll, azonban ebben az esetben nem lett volna stabil az atommag. Később James Chadwick felfedezte a neutron, így világossá vált, hogy kell legyen egy kölcsönhatás, ami összetartja a protonokat és a neutronokat a magban, és elég erős ahhoz, hogy legyőzze a protonok közötti Coulomb-taszítást. Ugyanakkor nem állt rendelkezésre fundamentális elmélet, ami megmagyarázta volna ezt a kölcsönhatást. [1] Egészen addig, amíg Gell-Mann és Zweig ki nem fejlesztette a kvark-elméletet, mely szerint a proton és a neutron három tört töltésű részecskéből áll, ezek a kvarkok. Ezzel a három építőkövel lehetett a legegyszerűbben modellezni az akkor ismert részecskéket, és új részecskéket fedeztek fel a segítségével. Azonban a három azonos kvarkból álló  $\Delta^{++}$  létezését így sem sikerült megmagyarázni, mivel a  $\Delta^{++}$  részecskének teljesen szimmetrikus a hullámfüggvénye, ugyanakkor a három feles spinű fermionnak a hullámfüggvénye csak antiszimmetrikus lehet. Ennek feloldására vezették be a színtöltést, mint következő kvantumszámot.

Az erős kölcsönhatást a kvantum-színdinamika elmélete írja le (QCD), ami bevezeti a színtöltés fogalmát, analóg módon az elektromos töltéssel. [1]

### 1.3. Kvarkok és gluonok

A kvantum-színdinamika szerint az erős kölcsönhatásban részt vevő részecskék a kvarkok, ezek antirészecskéi, valamint a közöttük közvetítő bozonok, a gluonok. A gluon az elektromágneses kölcsönhatásban közvetítő fotonnal analóg szerepet tölt be a kölcsönhatásban: mindkettőnek nulla a tömege, és a töltések közt közvetíti a kölcsönhatást. A foton az elektromos, a gluon a színtöltések közt. Mivel a fotonnal ellentétben a gluonok egymással is kölcsönhatásba léphetnek, nem színtelenek: egy színből és egy antiszínből álló „kettős színük” van. Vagyis ha egy gluon piros-antikék színű, akkor a piros-kék átmenetet közvetíti. A kvarkokból és gluonokból álló rendszer összességében színsemleges kell legyen.

A kölcsönhatásban szereplő másik részecsketípus a kvarkok és az antikvarkok, amelyek feles spinű részecskék, vagyis fermionok, és tört értékű ( $1/3$  vagy  $2/3$  elemi töltés nagyságú) az elektromos töltésük. Ezek a részecskék alkotják a hadronokat, amelyek két nagy csoportra oszthatók: barionokra és mezonokra. A barionok három kvarkból vagy antikvarkból állnak, míg a mezonok egy kvark-antikvark párt tartalmaznak. Hat féle kvark létezik, valamint ezek antirészecskéi: fel (up), le (down), bájos (charm), ritka (strange), felső (top), alsó (bottom), a részecskefizikában az angol kifejezések használatosak.

	Quarks
	Leptons
	Anti-Quarks
	Anti-Leptons
	Bosons

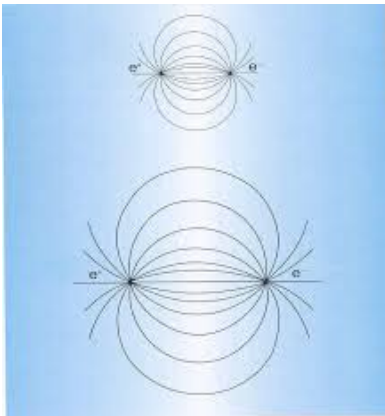
2. ábra. Kvarkok és gluonok színe [6]



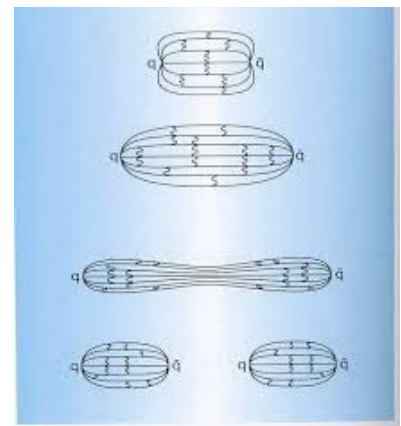
## 1.4. Aszimptotikus szabadság és kvarkbezárás

A csatolási állandó egy olyan kölcsönhatást jellemző paraméter, ami megmutatja, hogy mennyire erős a kölcsönhatásban résztvevő részecskék közötti erő. A csatolási állandó azonban a kvantumtérelméletekben függ az adott kölcsönhatás következtében lejátszódó folyamatok energiaskálájától, például a részecskék ütközése során cserélt impulzustól. Az erős kölcsönhatás esetén az alacsony impulzuscserés folyamatokban a kvarkbezárás jelenségét figyelhetjük meg, ekkor nagy a csatolási állandó. Amint egyre nagyobb az ütközésekben cserélt impulzus, egyre csökken a csatolási állandó értéke, és ekkor megfigyelhetjük az aszimptotikus szabadság jelenségét.

A kvarkbezárás jelenségét megérthetjük egy analógia segítségével. Az elektromágneses kölcsönhatás közvetítő részecskéje a foton, amely zérus tömegű. A fotonok (vezető rendben) nem hatnak kölcsön egymással, így az általuk közvetített erő végtelen hatótávolságú. Ennek szemléltetésére rajzolják fel a két részecske között lévő potenciális energia alakját vázlatosan, amely nyitott, az erővonalak a részecskékből kifelé állnak, mint ahogy az 3. ábrán látható:



(a) Elektromágneses kölcsönhatás



(b) Erős kölcsönhatás

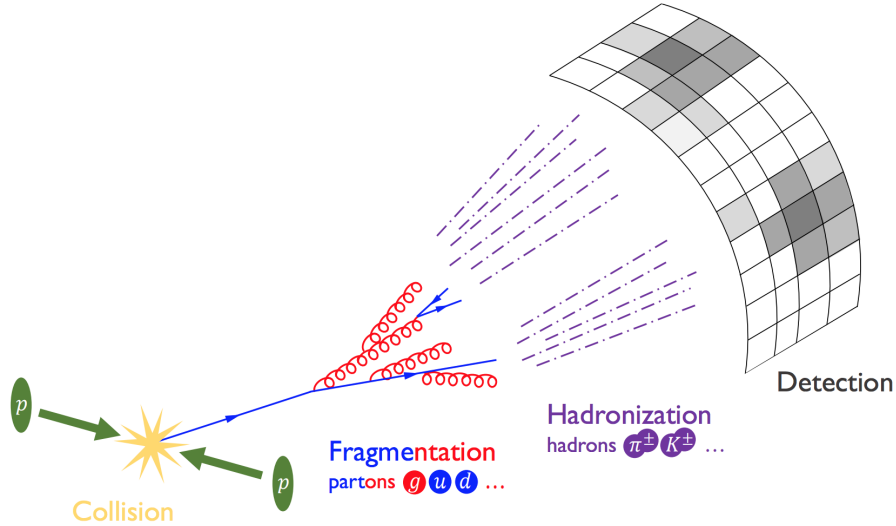
3. ábra. Analógia az elektromágneses és erős kölcsönhatás között [7]

Az erős kölcsönhatást leíró kvantumszín-dinamika nem-ábeli jellege következtében, bár a gluonok tömege zérus, de egymással is kölcsönhatásba tudnak lépni. (Ennek következtében a erős kölcsönhatás hatótávolsága nagyon kicsi.) Az elméletből következik, hogy az erős kölcsönhatás potenciális energiája a távolsággal nem cseng le, hanem (közel lineárisan) növekszik. Így elegendő energia lesz egy új részecskepár keltéséhez, azokkal pedig ismét hadronokat alkotnak a szétszakítani kívánt részecskék. Ez az oka annak, hogy színtöltéssel rendelkező részecske nem fordulhat elő magányosan. A természetben így nem láthatunk szabad kvarkot, hanem csak színtelen hadronokat.

## 1.5. A húrmodell és a fragmentáció

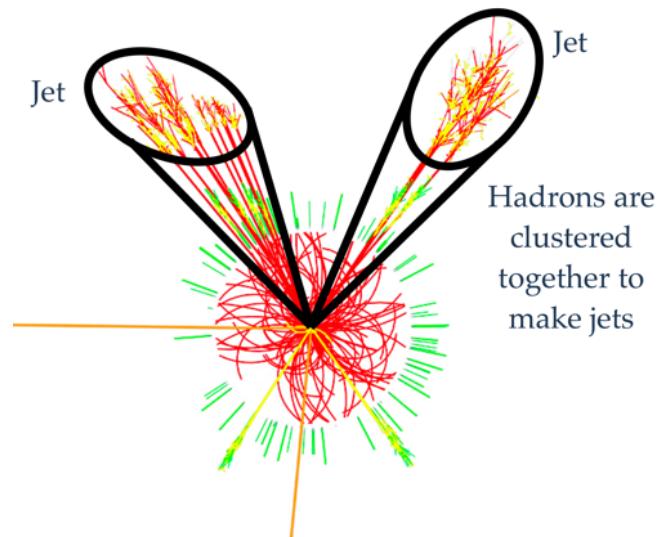
Az erős kölcsönhatásra jellemző csatolási állandó kis energián magas, így perturbációs számítás segítségével nem számolhatóak a folyamatok. Ezt a tartományt vagy numerikusan, vagy effektív modellek segítségével írhatjuk le. Egy ilyen effektív modell a húrmodell, amely a kvarkok közti színkölcsönhatást rugalmas húrként kezeli. Ahogy a 3b. képen láthatjuk, ez szemléletesen azt jelenti, hogy ha megpróbálunk eltávolítani egymástól két kvarkot, a közöttük lévő húr megnyúlik, és egyre nagyobb a benne felhalmozott energia. Ha túl nagy ez a felhalmozott energia, akkor a húr elpattan, és kisebb részecskékre esik szét, amelyeknek a két végén egy kvark - antikvark

pár jelenik meg. Ez a folyamat mindaddig lejátsszódik, amíg a kvarkok között olyan kicsi nem lesz az impulzuskülönbség, hogy kötött állapotban maradnak. A reakcióban keletkező nagy impulzusú kvarkok (vagy gluonok) tehát a végállapotban hadronok záporaként jelennek meg. Ezt a folyamatot fragmentációnak nevezzük. A hadronok fragmentációban keletkező kollimált nyalábjára használt szakkifejezés a jet. A jet keletkezését és észlelését proton–proton ütközésben a 4. ábra szemlélteti.



4. ábra. A fragmentáció [8]

A jet egy pragmatikusan, megfigyelhető mennyiségeken keresztül definiált fogalom, ami összekapcsolja a kiinduló partont (kvark vagy gluon) a keletkező hadronokkal. A 5. ábra egy nagyenergiás ütközésben való jet kísérleti rekonstrukcióját szemlélteti. Az ábra síkjára merőlegesen ütköző protonok vagy nehézionok ütközése során keletkező nagy impulzusú hadronok kollimált nyalábjait az úgynevezett jet-klaszterező algoritmusokkal rendezhetjük jetekbe. [9]



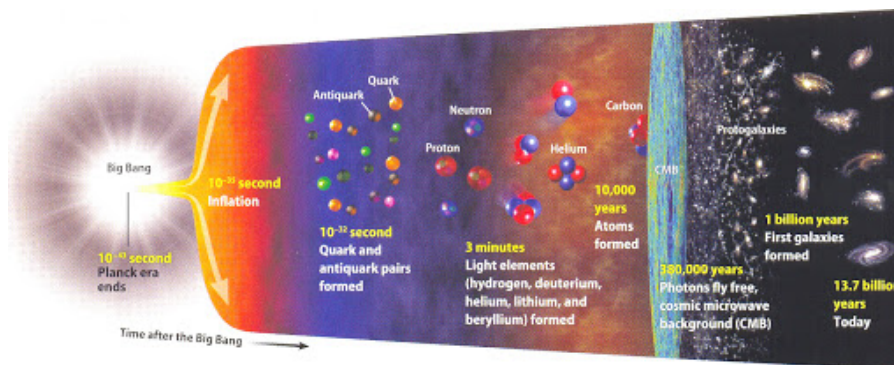
5. ábra. A jetek kialakulása nagyenergiás ütközésekben [10]

## 2. A nagyenergiás fizika kísérleti módszerei

### 2.1. Nagyenergiás nehézionfizika

Az ősrobbanás elméletét először egy belga pap, Georges Lemaître atya dolgozta ki. Ebben az elméletben a világegyetem egy rendkívül forró és sűrű állapotból indult ki, majd ahogy folyamatosan tágult és hűlt, úgy alakult ki a ma is látható képe az univerzumnak. Az ősrobbanás után néhány nanomásodperccel a világegyetemet olyan sűrű és forró anyag töltötte ki, ahol a kvarkok és a gluonok nem voltak hadronokba zárva. A 6. ábrán ez a sötétkék háttérű részen van szemléltetve. Ezt a nagy energiasűrűségű állapotot nevezzük kvark-gluon plazmának (quark-gluon plasma, QGP) [11]. A kvark-gluon plazma az elektromágnesétanból ismert plazmával való analógia után kapta a nevét: míg az elektromágneses plazmában az elektronok és az atommagok mozognak szabadon, a QGP-t a hadronokból kiszabadult a kvarkok és a gluonok alkotják.

Napjainkban a QGP vizsgálható laboratóriumi keretek között, nehézion-ütközésekben ugyanis is rövid ideig létrejön az ehhez szükséges energiasűrűség. Az ütközés után a QGP – a korai univerzumhoz hasonlóan – tágulni és hűlni kezd, és a benne található kvarkok és gluonok fokozatosan összeállnak hadronokká (hadronizáció). A kialakuló hadrongáz tovább tágul, egészen addig, amíg az alkotóelemei között megszűnik az érdemi kölcsönhatás, ezt nevezzük „kifagyásnak”. Ezeket a kifagyott részecskéket észleljük a detektorokkal, és ezek tulajdonságaiból következtethetünk a QGP jelenlétére és tulajdonságaira.



6. ábra. Az Univerzum története [12]

A nagyenergiás fizikai kísérleteket hatalmas részecskegyorsítókkal végzik, és számos nemzetközi kutatócsoport dolgozik az adatok kiértékelésén. Ezek közül az egyik a CERN nemzetközi kutatócsoport, ami az LHC gyorsítóval tárja fel a korai univerzumot, és ennek a csoportnak a tagja a budapesti ALICE csoport is, így kerülhettem én is kapcsolatba a témával.

### 2.2. Kemény és lágy folyamatok

A részecskegyorsítóban ultrarelativisztikus sebességre gyorsítják a részecskéket és egymásnak ütköztetik őket. Az ütközések lehetnek proton-proton (pp), proton-atommag (p-A), vagy atommag-atommag (A-A) ütközések.

Az ütközés korai szakaszában a csatolási állandó elég kicsivé válik ahhoz, hogy perturbációszámítást alkalmazzanak a részecskefizikusok. Ezek a folyamatok az ún. „kemény” folyamatok, melyek nagy impulzuscseres parton-parton ütközések. Amennyiben a kemény folyamatban partonok jönnek létre, ezeket a kísérletben jetként észleljük.

Lágy folyamatnak nevezzük a viszonylag kis impulzusú részecskék keltését és kölcsönhatásait leíró folyamatokat. A nagy magok ütközésekor egy nem elhanyagolható, néhány femtométeres

---

átmérőjű nagyságú térrészben elég nagy lehet az energiasűrűség a QGP létrejöttéhez, ennek hadronizációjából akár több ezer lágy részecske is származhat. Amennyiben a reakció kezdeti állapotában kemény ütközési folyamat is lezajlik, és a QGP valamivel később létrejön a környező térrészben, a kemény folyamat és a QGP kölcsönhatásba léphet egymással.

## 2.3. A kvark-gluon plazma bizonyítékai

### 2.3.1. A QGP hőmérséklete

Az első egyértelmű kísérleti bizonyítékokat a QGP keletkezésére a RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) detektor szolgáltatta, ugyanis a kutatóknak sikerült felfedezniük az anyag egy új halmazállapotát, aranyionok ütköztetésével. Ez az anyag hőmérséklete 250 ezerszer magasabb a Nap hőmérsékleténél, a RHIC mérései alapján pedig ez már elegendő ahhoz, hogy a nukleonok szétessenek és létrejöjjön a kvark-gluon plazma. Korábban úgy tartották a kutatók, hogy a kvark-gluon plazma a gáz halmazállapothoz hasonlít, vagyis nagyon kicsi az alkotóelemek között ható erő. Ezzel szemben a RHIC kísérlete bizonyítékot talált arra, hogy a kvark-gluon plazma folyadékként viselkedik. Ugyanis a mérések alapján a QGP-t alkotó részecskék közt erős csatolás áll fenn, emellett a viselkedésük leírható a „tökéletes” folyadék hidrodinamikai modelljével, melynek közel nulla a viszkozitása. [13]

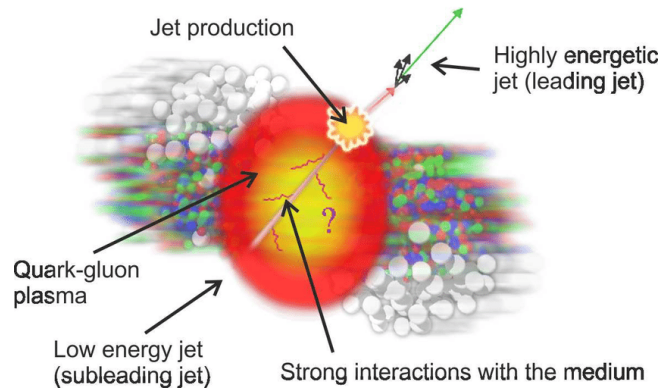
A kvark-gluon plazma hőmérsékletét nehéz kísérletileg mérni, azonban a mögötte húzódo elv könnyebben megérthető. A PHENIX részecskegyorsító mérése során fotonokat detektálunk pp, Au–Au ütközésekben, és kiszűrjük belőlük a kemény folyamatokban keletkező ún. direkt fotonokat, illetve a hadronbomlások járulékait. A centrális <sup>1</sup> Au–Au ütközésekben azok a fotonok, amelyeket nem szűrtünk ki, azok alkotják a termikus spektrumot. Ezen a fotonok energiája exponenciális eloszlást követ, így a Planck-féle sugárzási törvény alapján kiszámíthatjuk a kezdeti hőmérsékletet. [14]

### 2.3.2. A jetelnyomás jelensége

A kvark-gluon plazma első meggyőző kísérleti bizonyítékát a RHIC kutatói fedezték fel, ez volt a jetelnyomás jelensége („jet quenching”), amely során az ellentétes irányba kirepülő jetek közül az egyik rengeteg energiát veszít, mivel a kvark-gluon plazma a nagyenergiájú partonok számára „átlátszatlan”. Ahogy a 7. ábrán látható, a két jet közül az, amelyik nem kell áthaladjon a kvark-gluon plazmán, gyakorlatilag energiaveszteség nélkül halad tovább. Ezzel szemben a másik jet részecskéi kölcsönhatásba lépnek a plazmában található partonokkal, és ezáltal a jet elveszti energiájának nagy részét.

A RHIC kísérletében megmérték a részecskék spektrumát centrális Au–Au ütközésekben és összehasonlították az ugyanilyen energiájú, a bináris nukleon-nukleon ütközések számával felskálázott pp ütközésekben keletkező részecskék spektrumával. Az ebből képzett arányt az adott részecske nukleáris módosulási tényezőjének ( $R_{AA}$ ) nevezzük: ha az értéke egységnyi, akkor nincs különbség a folyamatok között, ha eltér tőle, akkor nem ekvivalens a két folyamat. A RHIC kísérletben a jetek jelentős elnyomását figyelték meg a nehézion-ütközésekben. Ugyanakkor szintén jelentős, ám hideg maganyagot tartalmazó d–Au ütközésekben a jelenség nem volt megfigyelhető. Így a jetelnyomás egy erős bizonyítéka a QGP-nek nehézion ütközésekben. [15, 16, 17]

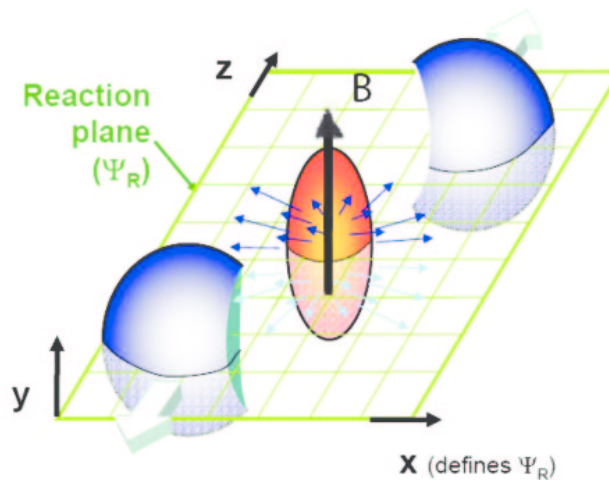
<sup>1</sup> A centrális ütközés fogalmát a Kísérleti alapfogalmak fejezetben definiálom.



7. ábra. A jetelnyomás jelensége [18]

### 2.3.3. A kollektivitás

A lágú folyamatok vizsgálatával is szerezhetünk bizonyítékot a kvark-gluon plazma létezésére. Ha az ütközési helyhez közel vizsgáljuk a QGP-t, anizotrópiát figyelhetünk meg: nem tökéletes gömb alakot vesz fel a tágulás során, hanem ellipszoid alakot, ugyanis más a sugara  $x$ , vagy  $y$  irányban a reakciósíkban. Emiatt a nyomás nem egyenletes az ellipszoid belsejében, hanem helyfüggő, ezért a kezdeti térbeli anizotrópia impulzusbeli anizotrópiává alakul, ezt nevezük elliptikus folyásnak (8. ábra). Mivel kollektívan mozognak a részecskék, ez arra utal, hogy egy erősen csatolt közeggel van dolgunk, ahol a nyomásgradiens a fentiek szerint ki tud alakulni. A kvark-gluon plazma inkább a folyadékokra hasonlít, mintsem a gázokra. [17, 19, 20]



8. ábra. Az elliptikus folyás jelensége [21]

Az első kísérleti bizonyítékok bejelentése óta eltelt idő alatt a QGP alapvető tulajdonságait megismertük, jelenleg a részletes megismerés a cél.



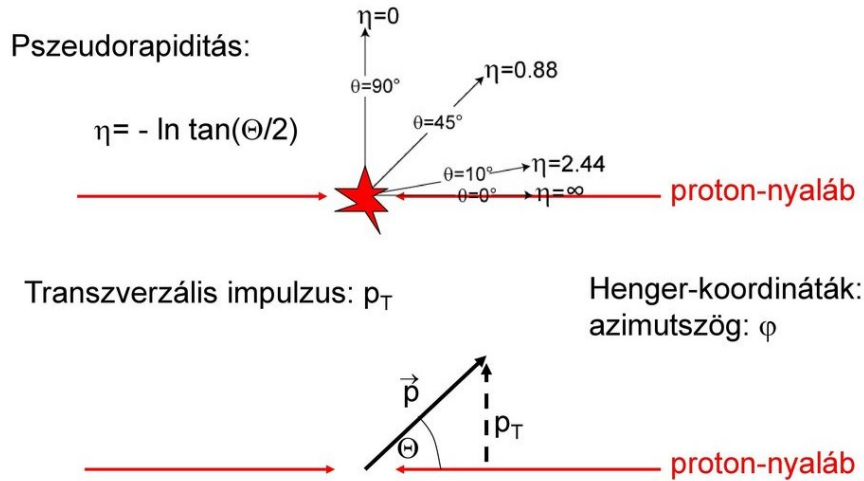
## 2.4. Kísérlet és szimuláció

A dolgozatomban kis rendszerekben keletkező nehéz kvarkok keletkezését vizsgálom szimulációk segítségével. A következőkben bevezetem az ilyen események leírásához elengedhetetlen alapfogalmakat, és bemutatom azokat a kísérleti berendezéseket, amelyekkel hasonló mérések lehetségesek.

### 2.4.1. Kísérleti alapfogalmak

A végállapoti részecskék nagy többségét a könnyű hadronok teszik ki, csökkenő gyakoriság szerint pionok, kaonok, majd a protonok és a neutronok. Az egyszerű azonosíthatóság miatt gyakran csak a töltött hadronokkal foglalkozunk:  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$  és  $\bar{p}$ .

A kísérleti alapfogalmak szorosan kapcsolódnak a detektorok geometriájához. A detektorok hagymahéjszerűen épülnek egymásra, és hengerszimmetrikusak, így érdemes olyan mennyiségeket bevezetni, amelyek igazodnak ezen geometriai feltételekhez. Ezek pedig a transzverzális impulzus ( $p_T$ ) és a pszeudorapiditás ( $\eta$ ), ezeket a 9. ábra szemlélteti.



9. ábra. A detektor elrendezése [22]

A detektor szimmetriatengelye a nyalábirány, ami a  $z$ -tengelynek felel meg, a nyalábra merőleges szög az azimuttszög ( $\varphi$ ) és a pszeudorapiditás jellemzi a nyalábiránnyal bezárt szöget:

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

ahol  $\Theta$  a polárszög. A részecskék koordináta rendszere között a fizikai mennyiségeket a Lorentz-transzformáció segítségével számolhatjuk át. Mivel a részecskék ultrarelativisztikus sebességgel haladnak a  $z$ -tengely mentén, ezért a  $z$ -irányú impulzusuk nagymértékben változik. Ezért célszerű a  $z$  irányú sebesség helyett inkább a rapiditást használni, mert az additív a Lorentz-transzformációra nézve. A rapiditást a következőképpen kaphatjuk meg:

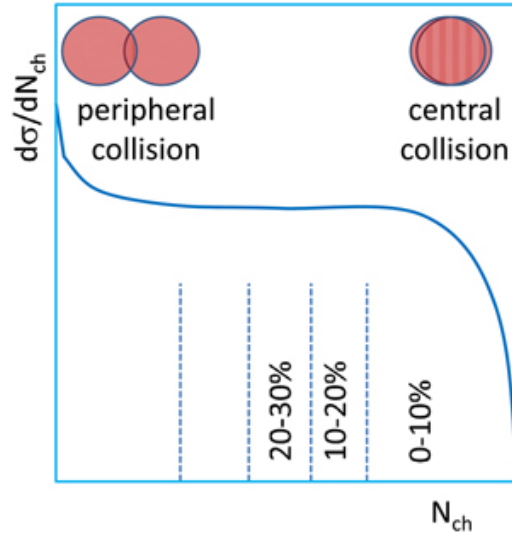
$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right),$$

ahol  $E$  a részecske energiája,  $p_z$  pedig az impulzus  $z$ -irányú komponense. Tudjuk továbbá, hogy a részecske teljes energiáját kiszámíthatjuk a következőképpen:  $E = \sqrt{m^2 + p^2}$ , ahol  $m$

a részecske tömege. Ultrarelativisztikus sebességnél ez elhanyagolható  $p$ -hez képest, ezért kis szögekre a rapiditás egyenlő a pszeudorapiditással.

Az impulzust szokás felbontani a hengerszimmetriához illeszkedő komponensekre: longitudinális ( $p_L$ ) és transzverzális ( $p_T$ ) impulzusra. Ez utóbbi merőleges a  $z$ -tengelyre és a nagyságát így lehet megkapni:  $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ .

A nehézion ütközések fontos paramétere az ütközés centralitása, amely azt mutatja meg, hogy mekkora felületen találják el egymást a részecskék. A 10. ábra szemlélteti a különbséget a centrális és periférikus ütközések között.



10. ábra. Az ütközés centralitásának mértéke [23]

A centralitás mérhető mennyiség:

$$c(b) \approx \frac{\pi b^2}{\sigma_{inel}},$$

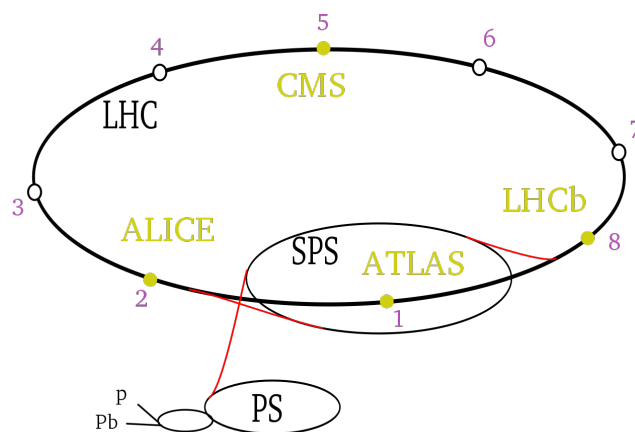
ahol a  $b$  az impakt paraméter, és  $\sigma_{inel}$  a teljes rugalmatlan szórás hatáskeresztmetszete. Centralitás a  $pp$  ütközésekben is definiálható, és a multiplicitással van összefüggésben.

A mérés geometriai határfokát jellemző mennyiség a detektor-akceptancia ( $A$ ). Ez szabja meg, hogy mely kinematikai tartományban lehet mérni, és melyben nem. Mivel a detektor lefedi a teljes azimutszöget, az akceptancia a pszeudorapiditás tartománnyal azonosítható:  $|\eta| < A$ . Az ALICE kísérletben a töltött hadronokra vonatkozó akceptancia az  $|\eta| < 0.9$  tartományba esik. Az ALICE széles impulzustartományban képes a részecskék detektálására és azonosítására.

### 2.4.2. Az ALICE kísérlet

Napjainkban a világ legnagyobb részecskegyorsítója Európában, a CERN-ben található, a Nagy Hadronütköztető (Large Hadron Collider, LHC). Az LHC-ben négy nagy detektor helyezkedik el, a CMS, ATLAS, ALICE és az LHCb. A detektorok elhelyezkedése az LHC-n belül és az előgyorsítók a 11. ábrán láthatóak.

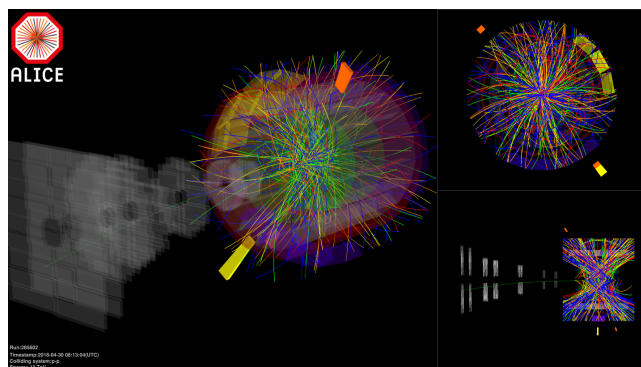
Az LHC működése periódusokra osztható: egy adatgyűjtési periódust (Run) egy leállási periódus követ (Long Shutdown), amikor a detektorfejlesztés folyik. Jelenleg a második nagy fejlesztési periódusban vagyunk (LS2), amit a 2021–2022-ben induló harmadik adagyűjtési periódus követ (Run-3).



11. ábra. Az LHC és előgyorsítói [24]

Az ALICE (A Large Ion Collider Experiment), vagy más néven a Nagy Ion Ütköztető Kísérlet, kifejezetten a nehézion (Pb–Pb) ütközéseinek vizsgálatára van optimalizálva, de kisebb rendszerek (pp, p–Pb) nagy multiplicitású ütközéseinek vizsgálatára is jól használható. A kísérlet célja a korai Univerzum állapotának vizsgálata, kvark-gluon plazma létrehozásával és tanulmányozásával. A kísérletben 39 ország, 175 intézet és több mint 1900 fizikus és mérnök vesz részt, köztük a budapesti Wigner Fizikai Kutatóközpont, így kerülhettem én is a kutatáshoz.[25]

A detektorban a mérhető mennyiségek többlépcsős folyamatok eredményei: először az ütközés után létrejön a kvark-gluon plazma, majd ahogy ez tágulni és hűlni kezd, a kvarkok kötött hadronállapotokká (mezon, barion) állnak össze, és az ALICE ezeket a részecskéket érzékeli. Ezeket az adatokat folyamatosan gyűjtik és rekonstruálják ahogy az a 12. ábrán látható:



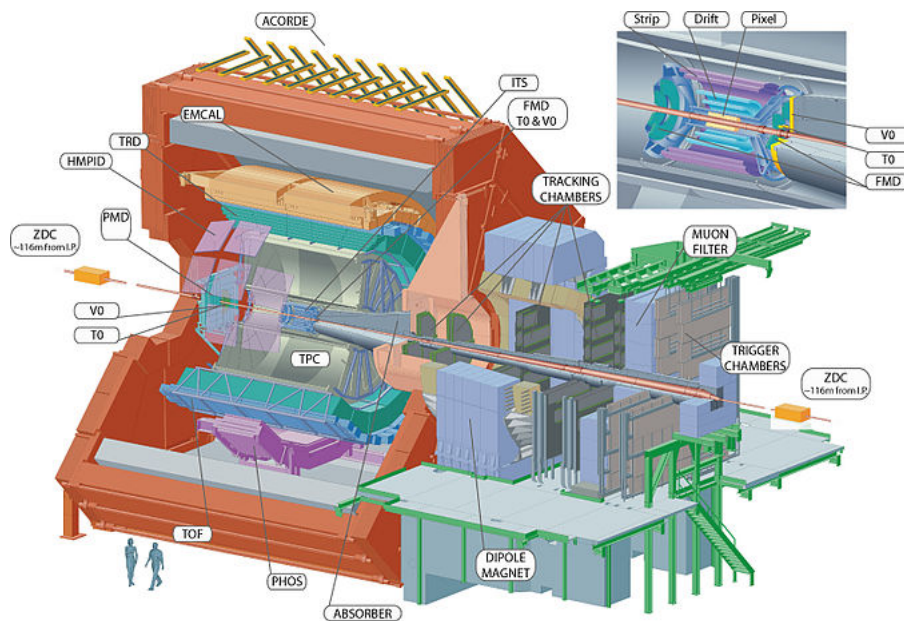
12. ábra. Nehézion ütközés rekonstrukciója [26]

### 2.4.3. Az ITS és a TPC detektor

Az ALICE kísérlet központi detektorai az ITS (Inner Tracking System – belső nyomkövető rendszer) és a TPC (Time Projection Chamber – időprojekciós kamra), ezek a detektorok felelősek a töltött részecskék azonosításáért és impulzusuk méréséért. A detektorok a 13. ábrán láthatóak. Az ITS detektor egy többrétegű szilíciumalapú félvezető detektor, amelynek segítségével nagy pontossággal meghatározható a részecskék térbeli eredete, ezáltal eldönthető, hogy az adott részecske a kezdeti folyamatban vett részt, vagy később keletkezett másodlagos folyamatokban. A TPC egy gáztöltésű detektor, ez felel főként a töltött részecskék azonosításáért: ha egy töltött részecske belép a detektorba, ionizálja a körülötte lévő gázt, és ez egy



elektronzáport generál. A részecskeazonosítás a Bethe–Bloch formulán alapszik, ami megadja az ionizációs energiaveszteséget egységnyi úthossz és egységnyi sűrűség mellett, és a részecskére jellemző érték. A részecskék impulzusát a mágneses térben leírt pálya görbülete alapján határozzuk meg.



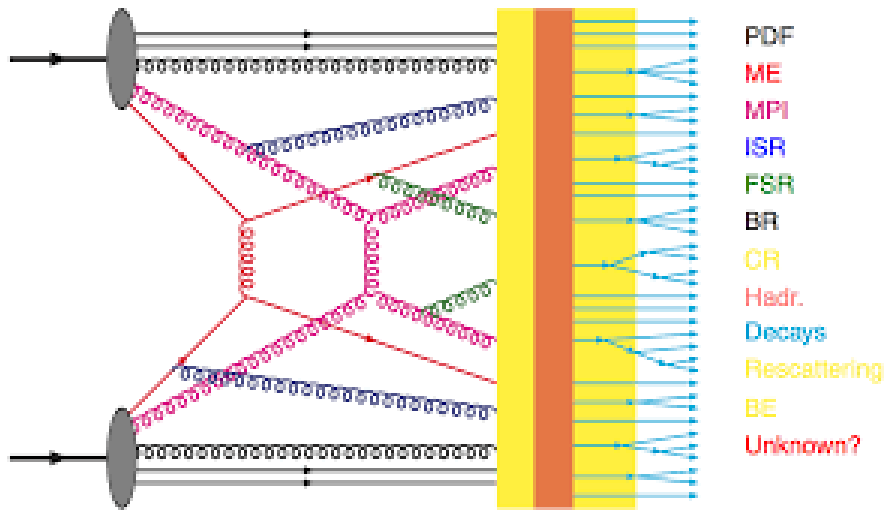
13. ábra. Az ALICE detektor felépítése [27]

Ezek a detektorok a mostani, LS2 periódusban jelentős fejlesztésen esnek át. A TPC detektorban eddig sokszálas proporcionális kamrát (MWPC - Multi Wire Proportional Chamber) használtak a részecskeazonosításhoz. Ennek lényege, hogy a nyalábiránnyal párhuzamosan sok szál fut, amelyek olyan sűrűn helyezkednek el, hogy ezáltal mérhető a részecske helye és impulzusa. A LS2 folyamán az ALICE TPC meglévő gázdetektorait egy új technológián alapuló detektor váltja fel, az ún. gáz – elektron sokszorozó (Gas Electron Multiplier), ami által jóval pontosabbá válik a mérés, és kisebb az anyagköltség is. Ezt a technológiát részben Budapesten fejlesztették és tesztelték az ALICE kutatócsoport tagjai. [28]

#### 2.4.4. A PYTHIA eseménygenerátor

A nagy energiájú proton-proton ütközések szimulálására leggyakrabban használt eseménygenerátor a PYTHIA illetve annak különböző változatai. A korábbi verziók Fortran nyelven íródtak, a PYTHIA 8 az első C++ nyelven írt Monte Carlo eseménygenerátor. [29] A PYTHIA teljes eseményeket szimulál részecske szinten, és képes a kezdeti néhány partonos kemény folyamatoktól a végállapot sokrészecskés hadronikus állapot előállítására. A kezdeti kemény folyamatokat vezető rendű perturbációs számításal végzi és másodlagos bomlásokkal modellezi a hadronikus állapotot. Emellett képes modellezni az ütközések elején és végén létrejövő partonok záporát, a sokparton kölcsönhatást, a színújrendeződést és részecskék spontán bomlásait<sup>2</sup>, ahogy az a 14. ábrán látható. A dolgozatomban a PYTHIA 8.243 változatát használom.

<sup>2</sup>Ezen fogalmakat a Kis rendszerek fizikája fejezetben részletesen bemutatom



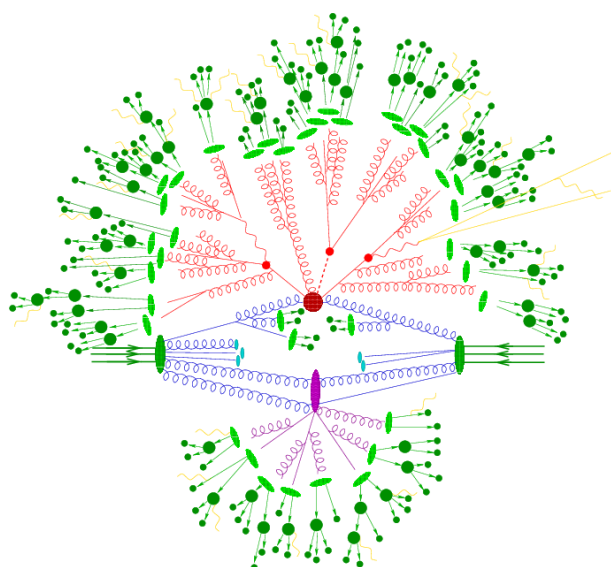
14. ábra. A PYTHIA-ban lezajló fizikai folyamatok modellezése [30]

## 2.5. Kis rendszerek fizikája

A nehézionfizikai kísérletekben már bizonyított a kvark-gluon plazma létezése, a közelmúltban azonban a kis rendszerekben, a proton-proton, vagy proton-atommag ütközésekben is kollektivitásra utaló jeleket fedeztek fel.[31, 32] Bár ez már nem kimondottan nehézionfizika, mégis oda sorolják, mert abból a témakörből indult ki, és a vizsgálati módszerek is nagy hasonlóságokat mutatnak vele. Itt még nem tisztázott a kvarkanyag jelenléte, de egyes feltételezések szerint a kollektivitás erre utal. [33, 34, 35] Azonban egyre inkább konszenzus kezd abban kialakulni, hogy a kis rendszerekben megfigyelt kollektivitáshoz nem szükséges a QGP jelenlétét feltételezni, hanem magyarázható vákuumbeli kvantum-színdinamikai mechanizmusokkal is. Ez egy aktívan kutatott témakör napjainkban, és egyre jobban megértjük a jelenséget. A budapesti ALICE csoport is bekapcsolódik az erről folyó kutatásokba, én is ezáltal kerülhettem kapcsolatba a témával.

### 2.5.1. Az ütközési reakció lépcsői

A pp, p–A ütközésekben lezajló különböző folyamatokat a 15. ábra segítségével könnyen végigkövethetjük. Először lezajlanak a kemény folyamatok, ekkor nagy az impulzuscsere a partonok között, ez az ábrán a pp nyaláb mentén található, és kék színnel van jelölve. Egy ütközésben nem csak egy kemény folyamat lehet, hanem akár több is, melyek összekapcsolódhatnak, amit a sokparton kölcsönhatással modelleznek a PYTHIA-ban. A sokparton kölcsönhatás nincs tekintettel a színekre, így a színhúrokat utólag, mesterségesen kell „kibogozni”. Ezt követően alakulnak ki a partonzáporok, melyek pirossal vannak jelölve. Majd ahogy fokozatosan távolodnak egymástól a partonok, végbemegy a hadronizáció (világoszöld pöttyök), kialakulnak a kötött hadron állapotok és végül lezajlanak a hadronbomlások (sötétzöld pöttyök). A háttéreseményt az ábra nyaláb alatti területe szemlélteti.

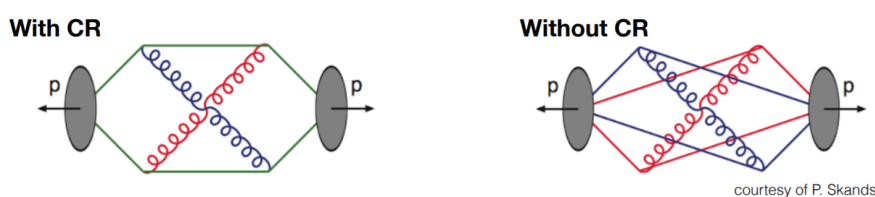


15. ábra. A nagy multiplicitású pp ütközések közben lejátszódó folyamatok. [36] A jeteket létrehozó partonzáporkok mellett látható a sokparton kölcsönhatás szerepe is.

### 2.5.2. A sokparton-kölcsönhatás és a színújrendeződés

Az elmúlt évekbeli kutatások [37, 38] azt bizonyítják, hogy a nagy multiplicitású proton-proton ütközésekben a nehéz kvarkok száma nem egyenesen arányos a multiplicitással. Erre az egyik lehetséges magyarázat, hogy ezekben az eseményekben megnövekedett sokparton-kölcsönhatás (Multi Parton Interaction - MPI) és gluonsugárzás van jelen. Mivel ez a folyamat a kemény és lágy folyamatok közötti átmenet, ezért egzakt leírása nincs, közelítő és effektív modelleket használnak a megértéséhez. Vannak arra utaló jelek, hogy a sokparton kölcsönhatás már a kemény folyamatokat is módosíthatja [39, 40, 41].

A színújrendeződés, vagy az angol szakszóval Color Reconnection (CR) egy a szimulációk által használt eljárás, ami biztosítja, hogy a színhúrok optimálisan helyezkedjenek el, ahogy azt a 16. ábra mutatja.



16. ábra. A színújrendeződés hatása [42]

A sokparton kölcsönhatás nincs tekintettel a színre, így egyes szimulációkban ezt utólagosan kell biztosítani a színújrendeződés segítségével. Képzeltük úgy a folyamatot, hogy arra törekszünk, hogy minimalizáljuk a színhúrokban felhalmozott energiát: ugyanis az egymástól távol lévő kvarkok között nagy az energia az erős kölcsönhatás jellegéből fakadóan, ezért megpróbáljuk összekötni az egymáshoz közel lévő partonokat, hogy minimalizáljuk az energiát. Ennek legegyszerűbb változata, amikor úgy vesszük, hogy egy adott parton csak a tőle meghatározott  $r$ -sugáron belül lévő partonokat érzékeli, a többit nem, ezért ezen sugár beállításával biztosíthatjuk a CR-t.

A valóságban a színűjrarendeződés elválaszthatatlan a sokparton-kölcsönhatástól, a szimulációkban azonban kikapcsolható, vagy állíthatók a paraméterei.

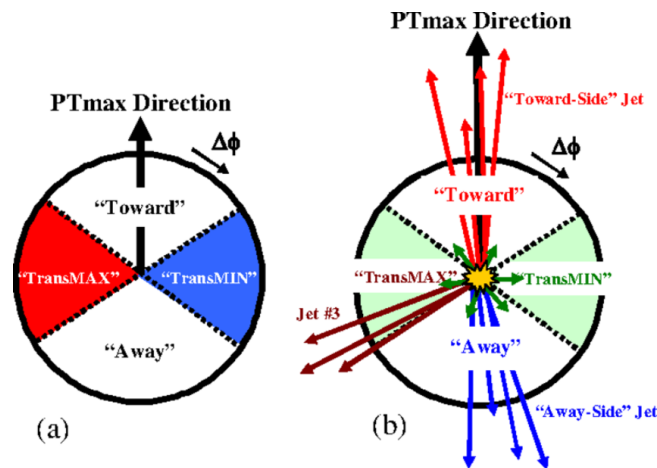
### 2.5.3. A háttéreseemény

Egy adott ütközést eseménynek (event) nevezünk a kísérletekben, mely számos folyamatból tevődik össze, a kezdeti kemény folyamatoktól a jetek létrejöttéig. Háttéreseeménynek (Underlying Event - UE) nevezük az eseménynek azt a részét ami nem a vezető kemény folyamathoz tartozik. Ide sorolhatók a mag-maradványok, olyan kemény folyamatok, amelyek nem a vezető folyamathoz tartoznak, és azok a lágy folyamatok is, amik a reakció későbbi fázisában keletkeznek.

A háttéreseemény vizsgálatát célzó tanulmányokban elsődleges cél a kemény folyamatok elkülönítése. A legtöbb eseményben a kemény folyamat kétjet-topológiájú (back-to-back). A két jet tengelyének beazonosítása érdekében megkeressük az eseményen belüli legnagyobb transzverzális impulzusú részecskét, amelyet trigger részecskének nevezünk. A többi részecskét nevezzük asszociált részecskéknek, ezek nem vesznek részt a vezető folyamatban. A trigger és az asszociált részecskék között bezárt szög a  $\Delta\varphi$ , ennek alapján három térszög tartományra oszthatók az asszociált részecskék:

- azonos oldali (near side – NS), ahol a  $|\Delta\varphi| < \frac{\pi}{3}$
- transzverzális oldali (transverse side – TS) ahol  $\frac{\pi}{3} < |\Delta\varphi| < \frac{2\pi}{3}$
- átellenes oldali (away side – AS), ahol  $\frac{2\pi}{3} < |\Delta\varphi|$

Ezzel a felosztással az azonos oldali (near-side) tartományon a fragmentációról és a jetkorrelációs csúcsról nyerhetünk több információt. Az átellenes oldali (away-side) tartományon a triggerhez tartozó jet párját képező átellenes jet tartományról, míg a transzverzális (transverse-side) tartományt vizsgálva a háttéreseeményről lesz bővebb információnk. A felosztás a 17. ábrán látható, a különböző oldali jetek szemléltetésével együtt.



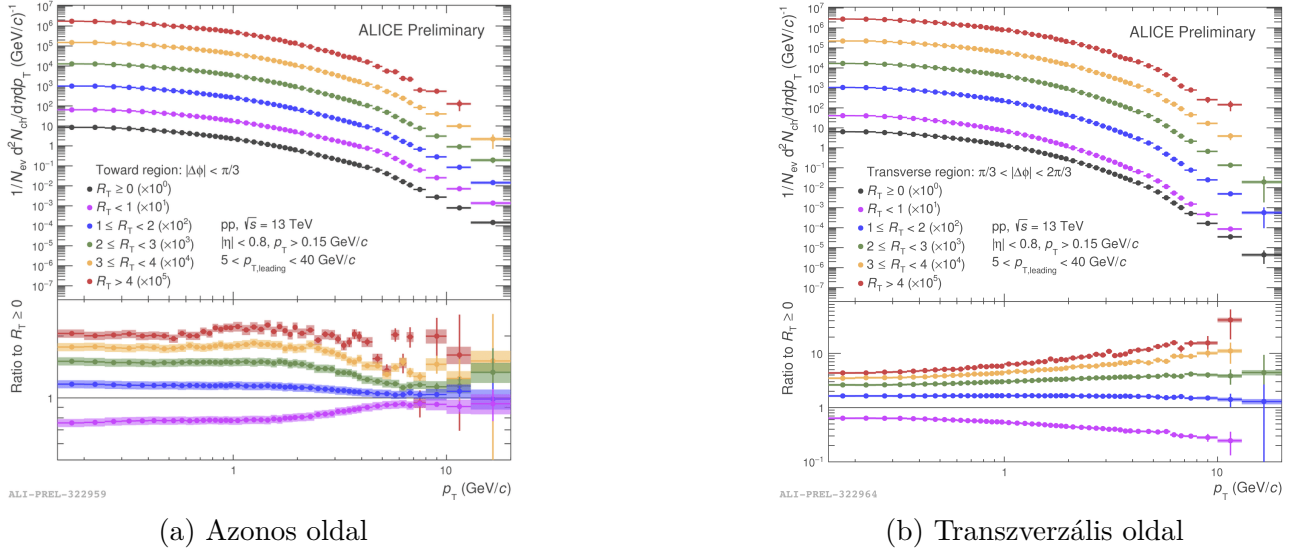
17. ábra. A térszög szerinti felosztás [43]

A térszög szerinti felosztáshoz kapcsolódik egy másik fontos kísérleti fogalom. Multiplicitásnak nevezük az ütközés végállapotában előforduló részecskék (többnyire a könnyű töltött hadronok) darabszámát. A transzverzális oldalon mért multiplicitás, mivel a vezető kemény folyamat részecskéit nem tartalmazza, kifejezetten a háttéreseeményre lesz jellemző. A háttéreseemény aktivitását célszerű a normált transzverzális multiplicitással karakterizálni:

$$R_T = \frac{N_{trans}}{\langle N_{trans} \rangle},$$

ahol  $N_{trans}$  a töltött részecskék száma a transzverz oldalon,  $\langle N_{trans} \rangle$  pedig ennek átlaga az összes eseményen. Az  $R_T$  mennyiség a eseményben mért sokparton-kölcsönhatások számával erős korrelációt mutat. [44]

Az ALICE kutatói által végzett kísérletben [45] a töltött részecskék transzverzális impulzusát vizsgálták a háttéreseemény-aktivitás ( $R_T$ ) függvényében, pp ütközésekben  $\sqrt{s} = 13$  TeV tömegközépponti energián. Azt tapasztalták, hogy a részecskék másképp viselkednek a transzverzális oldalon, mint az azonos oldalon. A 18. ábra mutatja a kísérlet eredményét.



18. ábra. Töltött részecskék hozama  $p_T$  függvényében különböző  $R_T$  tartományokban [46]

Az azonos oldalon a kis  $p_T$  esetén a részecskék hozama erősen függ a multiplicitástól, míg nagy  $p_T$  esetén ez nem figyelhető meg. A transzverzális oldalon ellentétes viselkedést mutat a részecskék hozama, itt a multiplicitás-függés nagy  $p_T$ -nél jelenik meg erősebben. Ez azzal magyarázható, hogy kis  $p_T$  tartományban a háttéreseemény független a vezető kemény folyamattól, míg nagy  $p_T$  esetén van közöttük kapcsolat.

A dolgozatomban reprodukálom ezt a kísérleti eredményt, és további szimulációkkal vizsgálom a vezető kemény folyamatok és a háttéreseemény kapcsolatát.

## 2.6. Kis rendszerek vizsgálata nehéz kvarkokkal

A könnyű hadronok többsége a lágy folyamatokhoz kötődik, és az ütközés későbbi fázisában keletkeznek. A nehéz kvarkok a kvark-gluon plazma vizsgálatához ideális eszközt nyújtanak, ugyanis a nehéz kvarkok (charm,  $c$  és beauty,  $b$ ) élettartama jóval hosszabb, mint a QGP-é, ezért a belőlük kiinduló jetek segítségével tanulmányozhatjuk a hadronizációt és a QGP fejlődését. A nehéz kvarkok azonban a kis rendszerek tanulmányozásához is egyedi lehetőséget nyújtanak, mivel zömében kemény folyamatból, parton-parton szórásból származnak. A háttéreseemény-függő keletkezésük ezáltal a sokparton-kölcsönhatásnak a kemény folyamatra gyakorolt hatásáról hordoz információt.

A dolgozatomban főként beauty (és charm) kvarkokkal vizsgáltam, mert az LHC-nél már

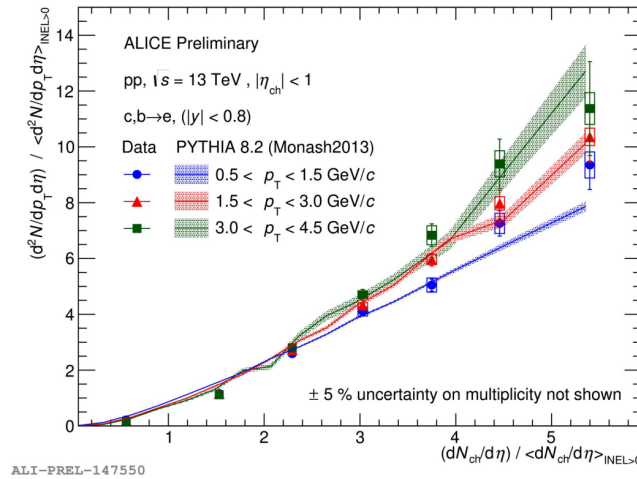
kellő számban keletkeznek, és a reakció során mindvégig megmaradnak <sup>3</sup>. A hadronizáció alatt a c és b kvarkok hadronokká, leggyakrabban D illetve B mezonokká alakulnak, amelyek jóval később gyenge bomlás során alakulnak könnyű mezonokká. A kísérletben ezek azonosításával lehet rekonstruálni a nehéz kvarkokat tartalmazó hadronokat.

### 2.6.1. Nehézkvark-jetek keletkezése

A nehéz kvarkokból származó jetek képződése két alapvető módon tér el a könnyűkvark-jetektől: a keletkezést a színtöltés-hatás, míg a fragmentációt a tiltott kúp (dead cone) jelensége befolyásolja. Előbbi abban áll, hogy a kvarkjetek elkülönülnek a gluonjetektől, a kvark triggerből kvarkjet keletkezik, míg gluon triggerből lehet gluon- és kvark-jet is. A könnyű kvarkjetek esetén nem lehet könnyen elkülöníteni, hogy a trigger részecske az egy kvarkból jött, vagy egy gluonból. Míg a nehéz kvarkoknál jól látható, hogy egy kvark volt a trigger részecske. Az utóbbi azt a tiltott területet jelöli a nehézkvark jeten belül, ahová nem sugározhat a trigger részecskéből kiinduló nyaláb, ezért más lesz a végállapotú részecskék szög- és impulzuseloszlása. Ennek a két hatásnak az elkülönítésére és megértésére a szög tartományonkénti vizsgálat (azaz a jet-régió és a háttéresemény elkülönítése) lehetőséget nyújt.

### 2.6.2. Korábbi eredmények a kis rendszerek vizsgálatában a nehéz kvarkokkal

Az azonosított nehéz kvarkok kis rendszerek kutatására való alkalmazhatóságát csak a legutóbbi időkben kezdtük kiaknázni. Az ALICE kísérlet megvizsgálta nehéz kvarkokból keletkező D mezonok multiplicitásfüggő keletkezését  $\sqrt{s} = 5$  TeV energiájú p-Pb ütközésben, és azt találta, hogy a hozamok lineárisnál erősebben emelkednek a multiplicitással, ami a sokparton-kölcsönhatások szerepére utal. [47] A mérést elvégezték a nehéz kvarkokból származó elektronokra (heavy flavour electron) is  $\sqrt{s} = 13$  TeV energiájú pp ütközésekben is, amit a 19. ábrán mutatok be. [48] A részletes megértéshez azonban szükség van a háttéresemény és a jetek elkülönítésére.

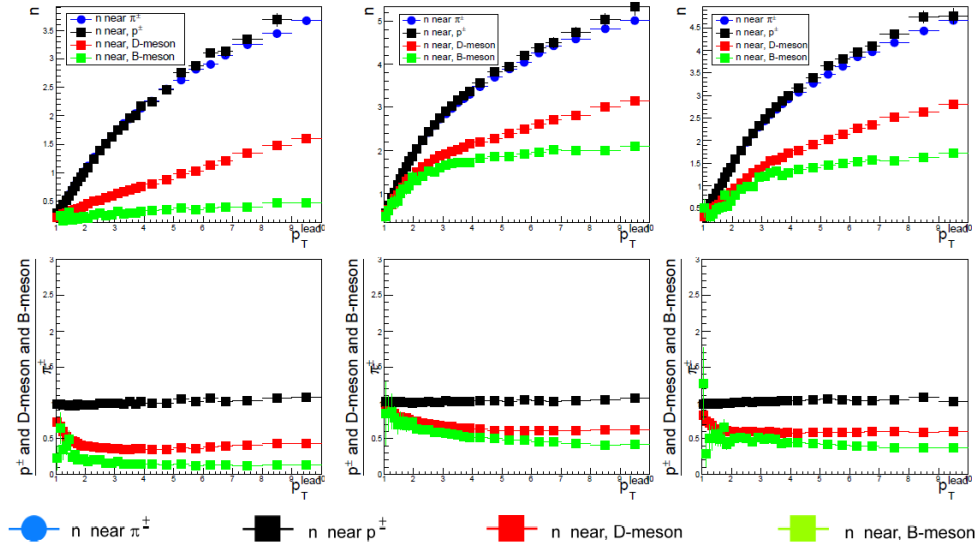


19. ábra. A nehéz kvarkokból származó elektronok hozamának multiplicitásfüggő mérése az ALICE kísérletben. [48]

<sup>3</sup> A legnehezebb a top (t) kvark, ez azonban ritkán keletkezik, és rendkívül rövid élettartama miatt hamar elbomlik, beauty-ként jelentkezik a reakciókban.

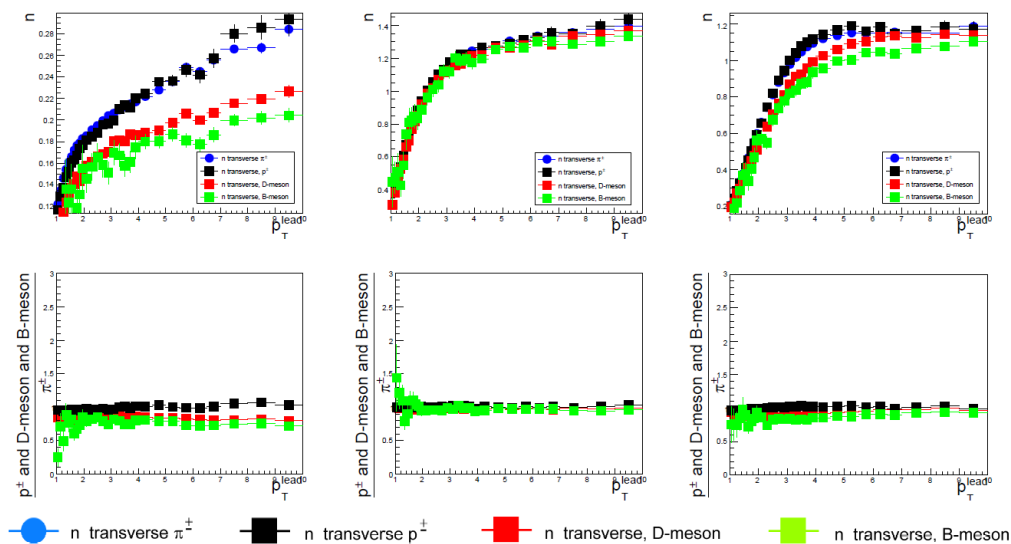


A korábbi szimulációkban [49] a sokparton kölcsönhatás és a színújrendeződés a vezető kemény folyamatra és a háttéreseményre gyakorolt hatását vizsgálták nehéz kvarkok segítségével. A 20. ábra az azonosított könnyű- illetve nehézkvarkot tartalmazó hadronokkal triggerelt eseményeket mutatja be az azonos oldalon. Ha bekapcsoljuk a sokparton kölcsönhatást a nehéz hadronok hozama közötti eltérés csökken. Ez megérthető, ha feltételezzük, hogy az íz szerinti rendeződés a fragmentációs eltérésekből származó, jetekre jellemző hatás, és a háttéresemény ezt a hatást csökkenti. [49]



20. ábra. A töltött pionok, protonok, valamint a D- és B-mezonok hozamai láthatók a felső ábrákon, az alsó ábrákon pedig ezen hozamok pionokéhez viszonyított arányai az azonos oldali tartományon. A bal oldali ábrák a kikapcsolt CR és MPI mellett, a középső kikapcsolt CR, de bekapcsolt MPI mellett, míg a jobb oldali a fizikai beállítások mellett szimulációkat mutatják. [49]

Ha a transzverzális oldali tartományt vizsgálták, akkor már az MPI hatása dominál. A sokparton kölcsönhatás bekapcsolásával gyakorlatilag megszűnik a különböző kemény folyamatokban keletkező részecskék hozama közti különbség, ami azt mutatja, hogy a színekre érzéketlen sokparton-kölcsönhatás a kemény folyamattól függetlenül alakítja ki a háttéreseményt. A szín-újrendezést figyelembe véve viszont megjelenik a kvarkíz-szerinti rendezettség. A sokparton-kölcsönhatás tehát a szintöltésen keresztül kapcsolja össze a vezető folyamatot és a háttéreseményt. [49]



21. ábra. A töltött pionok, protonok, valamint a D- és B-mezonok hozamai láthatók a felső ábrákon, az alsó ábrákon pedig ezen hozamok pionokéhoz viszonyított arányai a transzverzális oldali tartományon. A bal oldali ábrák a kikapcsolt CR és MPI melletti, a középső kikapcsolt CR, de bekapcsolt MPI melletti, míg a jobb oldali a fizikai beállítások melletti szimulációkat mutatják. [49]

A korábbi kutatások alapján [46, 49] a nagy multiplicitású pp ütközésekben a háttéresemény kapcsolatban áll a vezető kemény folyamattal a sokparton kölcsönhatáson keresztül és a nehéz kvarkok hozama jelentősen eltér a könnyű kvarkokétól. Mivel a nehéz kvarkok nemcsak a hozamukban térnek el a könnyű kvarkoktól, hanem a belőlük kialakuló jetek is könnyebben azonosíthatók, ezáltal lehetőség nyílik a vezető kemény folyamat és a háttéresemény kapcsolatának vizsgálatára nehéz kvarkokkal.

A dolgozatom további részében egyrészt a háttéreseményben keletkező nehéz kvarkokat vizsgálom a transzverz oldalon a kemény folyamattal való önkorrreláció kizárása érdekében, másrészt az azonos és átellenes oldal segítségével a háttéresemény keletkezésének és a vezető kemény folyamatoknak a kapcsolatát igyekszem jobban feltérképezni.



---

## 3. B-mezonok eseményaktivitásfüggő keletkezése

A dolgozatomban a következő elv mentén közelítem meg a vezető kemény folyamat és a háttéreseemény kapcsolatát: először kategorizálom az eseményeket a háttéreseemény aktivitása szerint, majd ezen kategóriákon belül vizsgálom az asszociált részecskék keletkezését. Így választ kaphatok arra, hogy az egyes tartományokban hogyan függ a részecskék hozama a sokparton-kölcsönhatásoktól. Emellett az asszociált részecskék hozamának változását is megvizsgáltam, attól függően, hogy a hadronra, a partonra, vagy a teljes jetre triggereltem. A vizsgálataim elsődleges célja, hogy a Run-3 adatgyűjtési periódusra egy olyan módszert dolgozzak ki, mellyel a sokparton-kölcsönhatás vizsgálható beauty részecskék azonosításával.

### 3.1. Hadron-triggerhez asszociált nehézkvark-részecskék keletkezése

A nagyenergiás hadronütközések során számos részecske keletkezik, így ezek alapos tanulmányozásával megismerhetjük a reakció egyes lépcsőfokait. Az ütközésekben megköveteltem egy nagy impulzusú trigger részecskét, és ezekhez asszociált könnyű és nehéz hadronok hozamait néztem az egyes tér-tartományokban. Az asszociált részecskéket PDG kód alapján választottam ki a végállapotból. [50]

A könnyű kvarkot tartalmazó részecskék közül a legnagyobb számban keletkező töltött pionokat ( $\pi^\pm$ ) vizsgáltam. A nehéz kvarkot tartalmazó D-mezonokat ( $D^\pm$ ,  $D^0$ ,  $\bar{D}^0$ ) és B-mezonokat ( $B^\pm$ ,  $B^0$ ,  $\bar{B}^0$ ) valós körülmények között a bomlástermékeikből rekonstruáljuk. Én ehelyett az elbomlásuk előtti utolsó lépcsőből vettem ezek adatait.

#### 3.1.1. Szimulációs beállítások

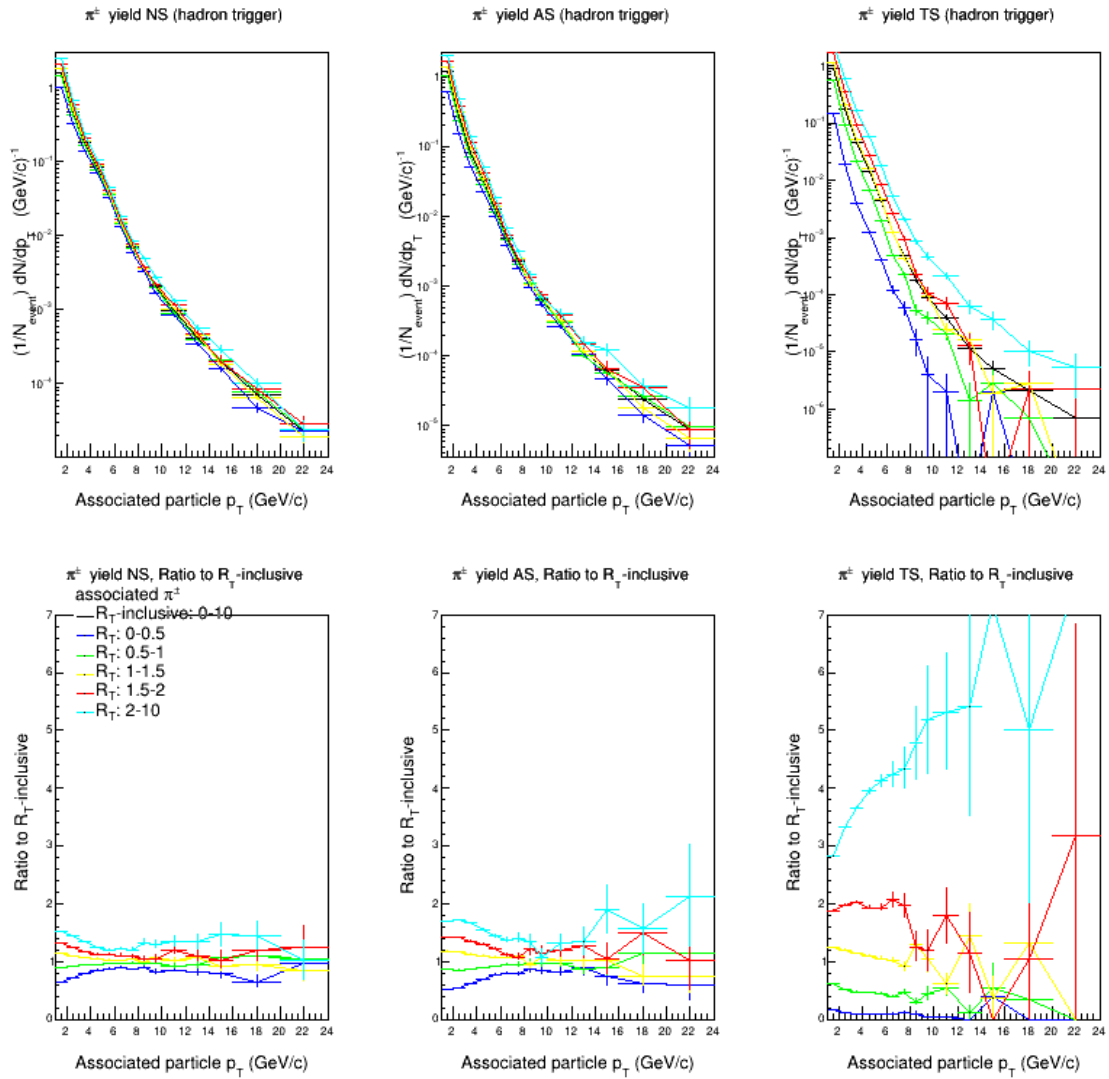
A szimulációim során 100 millió proton-proton eseménnyel dolgoztam, így többnyire megfelelő statisztika állt rendelkezésemre. A tömegközépponti (ütközési) energiát  $\sqrt{s} = 13$  TeV-nek vettem, és az eseményeket a PYTHIA előválogatás nélküli (minimum bias), lágy folyamatokra hangolt beállításával hoztam létre (`SoftQCD:A11` kapcsoló). A trigger részecskére vonatkozóan azt kötöttem ki, hogy a pszeudorapiditás értéke a következő legyen:  $|\eta| < 0.5$ , és a minimum transzverz impulzus  $p_{T,\text{trigger}} = 5$  GeV/c. Az asszociált részecskénél meghatároztam a legkisebb megengedett impulzust:  $p_T = 0.5$  GeV/c, így a rendkívül lágy tartományban keletkező részecskéket kiküszöböltem.

A kiértékeléshez és az eredmények megjelenítéséhez egy CERN-es adatanalízisekhez fejlesztett programcsomagot használtam, a ROOT szoftvert [51]. Ezen keresztül tudtam menteni az adataimat, a saját .root file kiterjesztésében, majd szintén ezen keresztül tudtam a szimulációk kiértékelését elvégezni, végül az eredményeimet hisztogramok formájában ábrázolni.

#### 3.1.2. Könnyű részecskék háttéreseeményfüggő keletkezése

A szimulációs kódوم validálása érdekében először megvizsgáltam a könnyű részecskék  $p_T$ -függő hozamát az egyes tartományokban, különböző  $R_T$  kategóriákban. Azt találtam, hogy ezek kvalitatívan egyeznek az ALICE kísérleti eredményeivel [46], az általam kidolgozott szimuláció a 22. ábrán látható. A különbséget az általam készített ábra, és a 18. között az eltérő skálázás adja, de megfeleltethetők egymásnak.

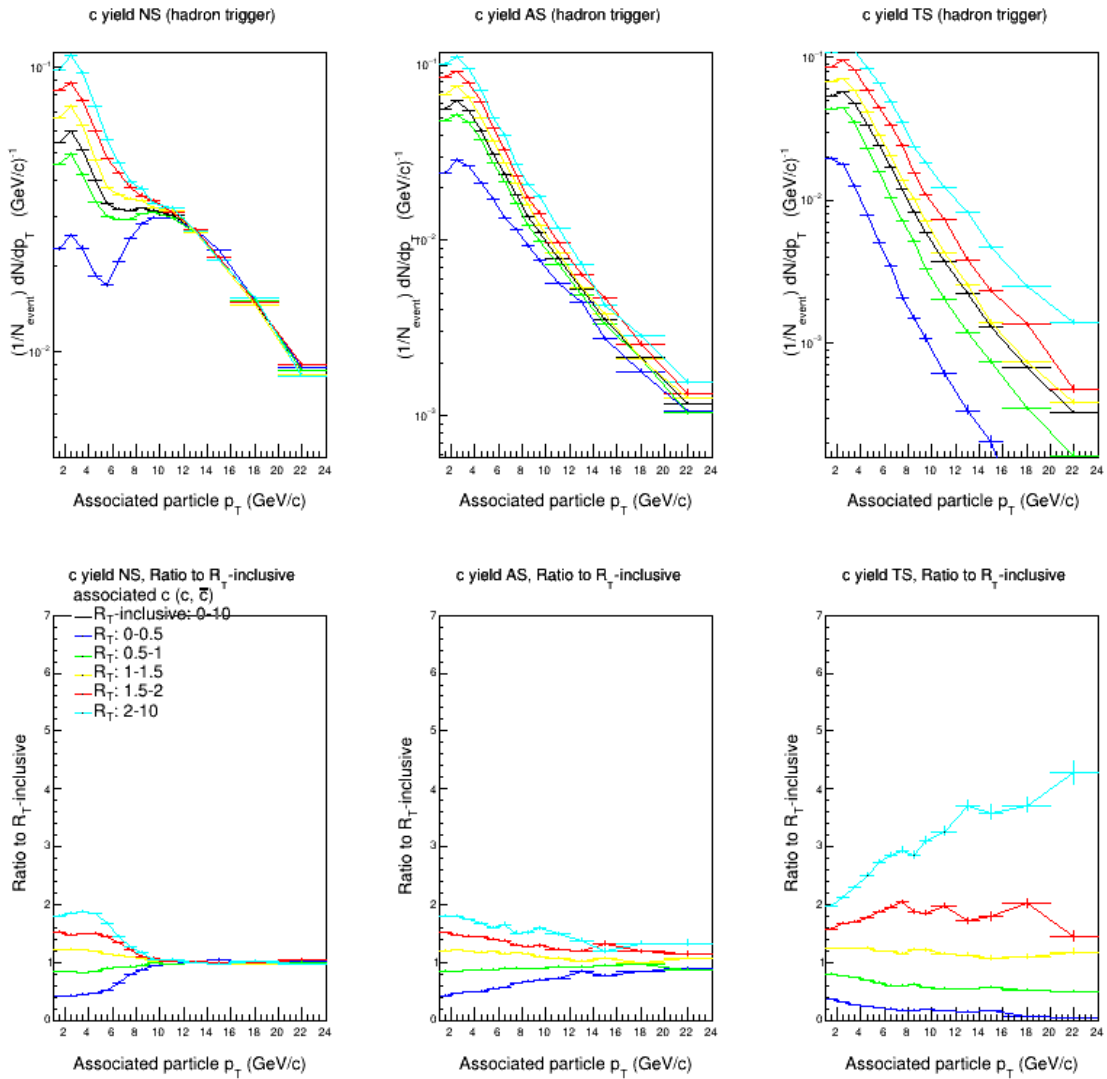
Ha összevetjük az azonos oldali és a transzverzális oldali paneleket, akkor az alsó sorban ugyanazt láthatjuk, mint az ALICE kísérleti eredményében [46]. Az azonos oldalon kis  $p_T$  tartományban erős az  $R_T$  függés, míg a transzverzális oldalon ennek ellenkezője figyelhető meg. Mivel mindhárom térszög tartományban függ a részecskék hozama az  $R_T$  tartományoktól,



22. ábra. Az asszociált töltött pionok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,\text{trigger}} > 5$  GeV/c trigger-részecske jelenléte esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.

ezért megállapíthatjuk, hogy a háttéresemény járuléka bár kisebb az azonos oldalon, mint a transzverzális oldalon, nem elhanyagolható.

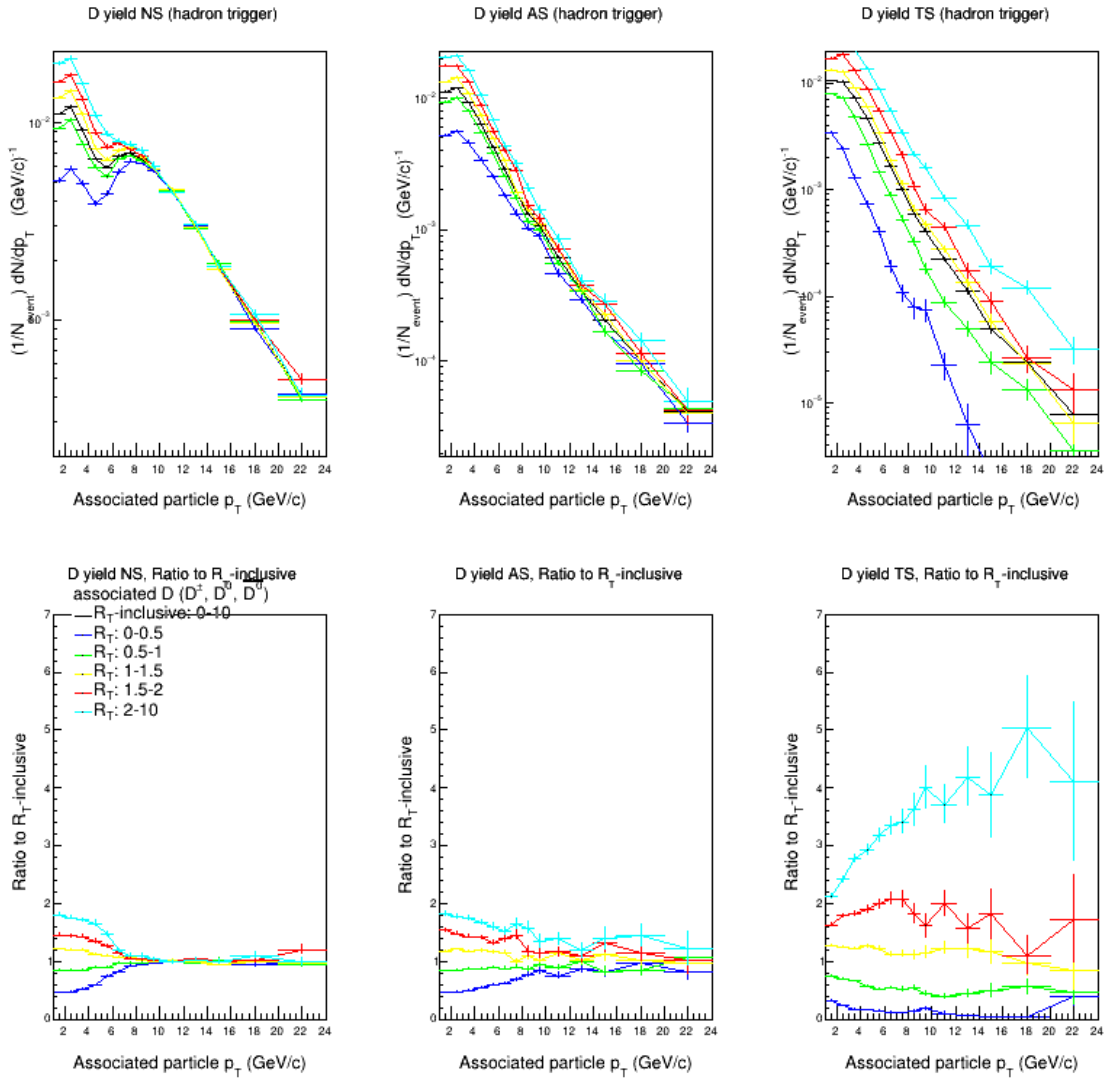
### 3.1.3. Charm keletkezése az $R_T$ függvényében



23. ábra. Az asszociált charm kvarkok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,\text{trigger}} > 5$  GeV/c trigger-részecske jelenléte esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.

A 23. ábra eltérése a 22. ábrától a kis  $p_T$  tartományban a trigger torzító hatásának tudható be. Mivel a trigger részecske impulzusa  $p_{T,\text{trigger}} > 5$  GeV/c fölött kell legyen, ezért a kemény folyamatból származó charm kvarkok a grafikonon szintén 5  $p_T$  GeV/c fölött láthatóak. A nagyon kis impulzusú charm kvarkok a háttéreseményből származnak. A bal felső panelből jól látható, hogy a charm kvarkok keletkezése nagy  $p_T$  tartományban független a multiplicitástól, vagyis túlnyomóan kemény folyamatokban, a háttéreseménytől függetlenül. Mivel a vezető folyamatban részt vevő részecskéket elsősorban az azonos és átellenes oldalon láthatjuk, a transzverzális oldalon már csak azok a charm kvarkok láthatók, melyek háttéreseményekben keletkeztek, így a különböző  $R_T$  tartományokban más a részecskék hozama. Az alsó paneleken világosan kivehető, hogy a pionokkal szemben (22. ábra) a charm keletkezése  $p_T \approx 10$  GeV-től a háttéresemény

aktivitásától független.



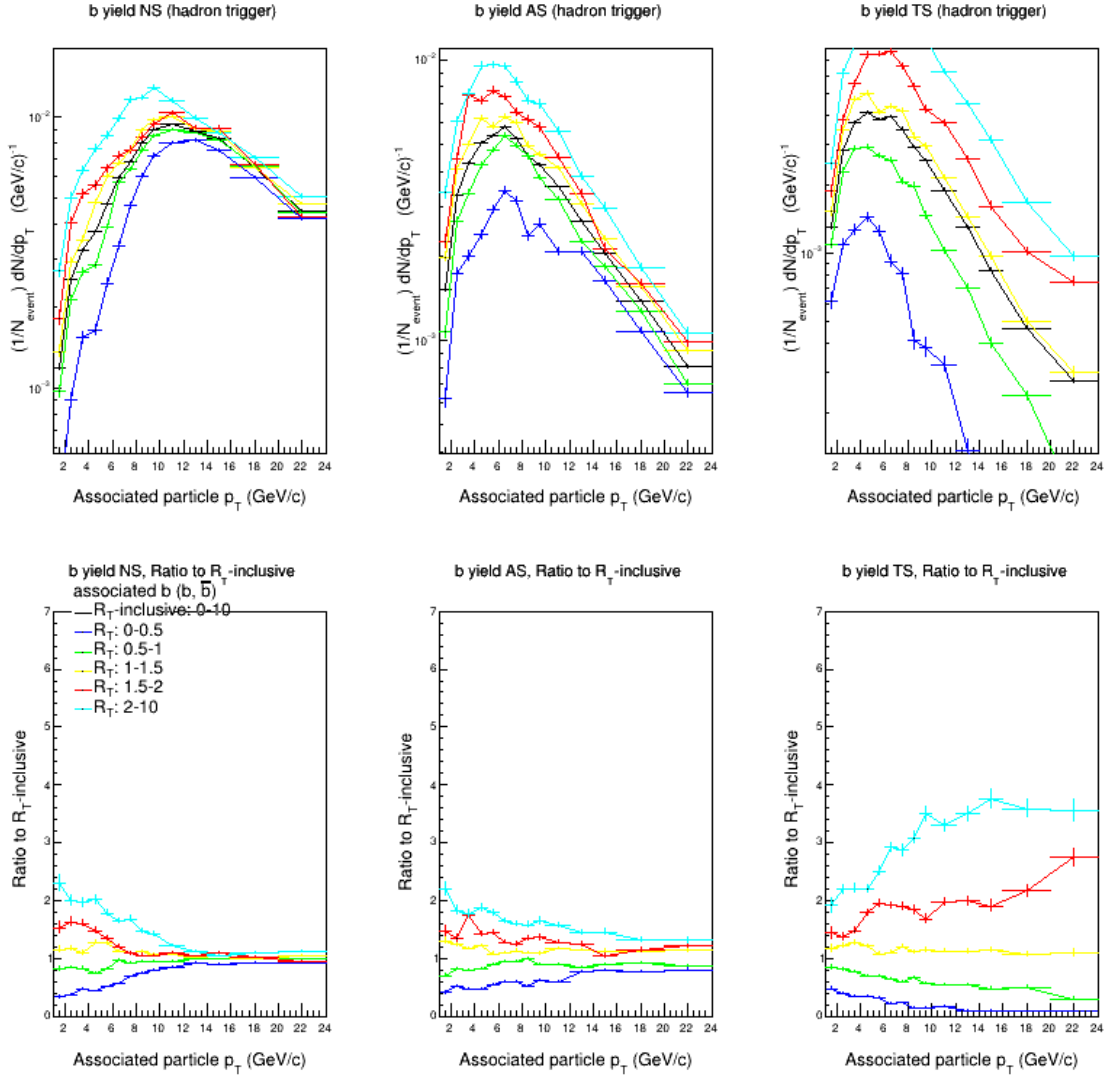
24. ábra. Az asszociált D-mezonok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,trigger} > 5$  GeV/c trigger-részecske jelenléte esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.

A 24. ábrán a D-mezonok hozamát mutatom be az egyes tartományokban. Az összkép a 22. ábrához rendkívül hasonló, azonban az azonos oldali D-mezonok keletkezése már valamivel kisebb impulzusoknál  $R_T$ -függetlenné válik. Ennek oka, hogy a charm fragmentációja során a D-mezon csak a charm kvark impulzusának egy részét (bár jellemzően nagyobb részét) örökli. Amennyiben tehát kísérletben teljes jetrekonstrukció helyett a D-mezonokat azonosítjuk, ezt figyelembe kell venni.

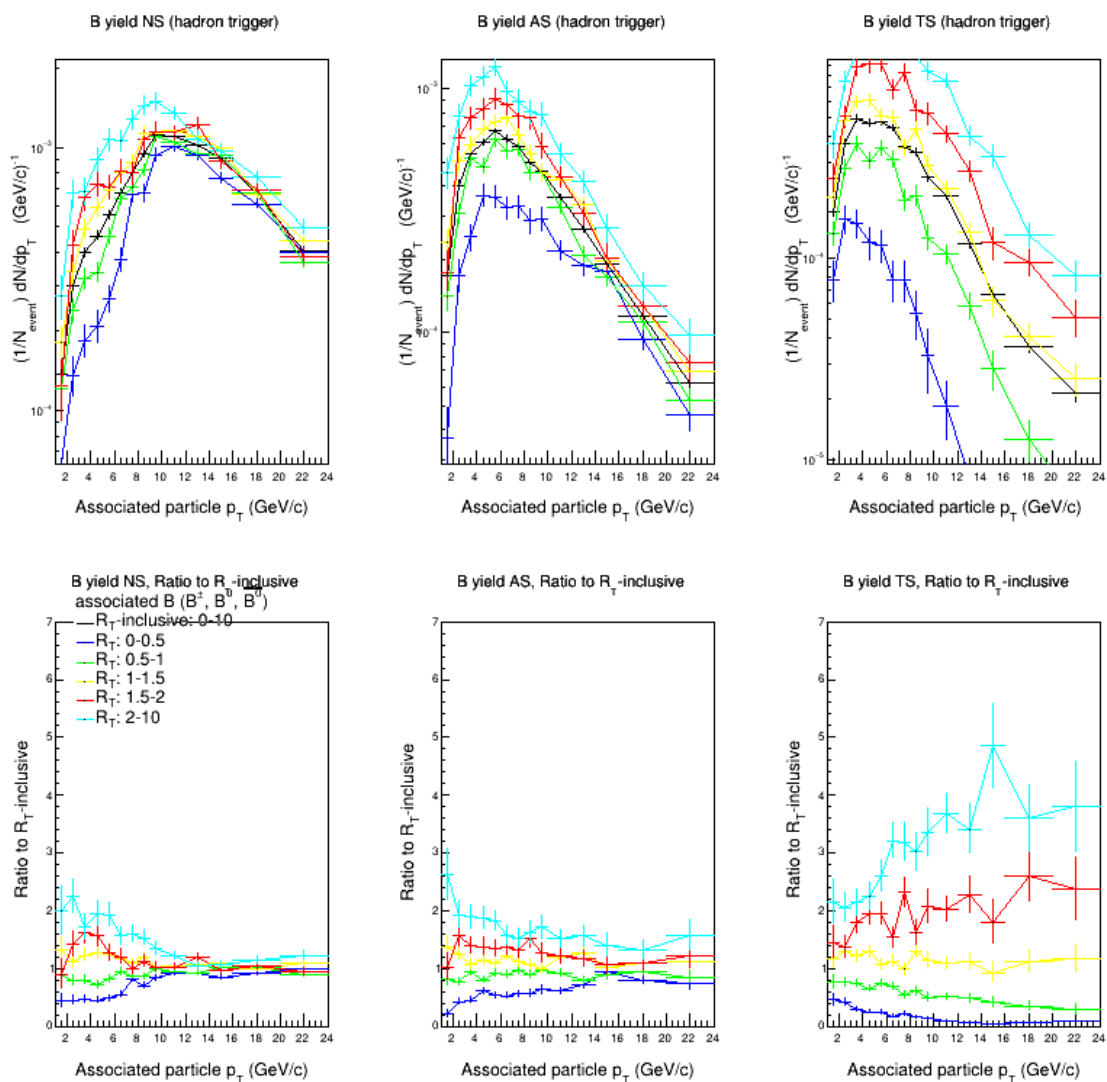
A kemény charm kvarkok hozama tehát a PYTHIA segítségével tett predikcióm szerint független a háttéreseménytől. Az ALICE Run-2 fázisából származó adatok jelenleg zajló kiértékelése választ adhat arra, hogy a PYTHIA modell ebben a tekintetben megfelel-e a valóságnak.

### 3.1.4. Beauty keletkezése az $R_T$ függvényében

A következőkben a charm-nál jóval nehezebb beauty keletkezését vizsgálom (lsd. 1. ábra). A 25. ábrán is megfigyelhető egy küszöbérték a  $p_T$ -ben, ami felett a b-kvarkok hozama gyakorlatilag független a háttéresemény aktivitásától. A felső paneleken kis  $p_T$  tartományban szintén a trigger torzító hatása figyelhető meg. Ezen tartomány fölött jól látható a részecskehozamok viselkedésének változása a különböző térszögtartományban [46].



25. ábra. Az asszociált beauty kvarkok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,trigger} > 5$  GeV/c trigger-részecske jelenléte esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.



26. ábra. Az asszociált B-mezonok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,trigger} > 5$  GeV/c trigger-részecske jelenléte esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.

A 26. ábra a B-mezonokat hozamát mutatja, és jól látható, hogy nagyon hasonló a b-kvarkos 25. ábrához. A nehéz beauty kvarkok impulzusának nagy részét ugyanis a fragmentáció során a keletkező hadron – többnyire B-mezon – örökli. Ezt számszerűsítendő, az 1. táblázatban összefoglaltam az  $R_T$ -inkluzív hozamok első két statisztikai momentumát.

Részecske típusa	Átlag NS	Átlag AS	Átlag TS	Szórás NS	Szórás AS	Szórás TS
c-kvark	9.086	5.475	4.498	5.94	4.207	3.301
D-mezon	7.173	4.214	3.53	4.485	3.059	2.319
b-kvark	13	9.46	8.039	5.457	5.275	4.687
B-mezon	12.55	8.798	7.409	5.318	4.984	4.366
$\frac{c-D}{c}$ [%]	21.1	23.0	21.5	24.5	27.3	29.7
$\frac{b-B}{b}$ [%]	3.5	7.0	7.8	2.5	5.5	6.8

1. táblázat. Eloszlás statisztikai momentumai (főérték, szórás) a nehéz részecskék esetén

Mind az ábrákból, mind a statisztikából jól látható, hogy a b-kvark és a B-mezonok kinematikai tulajdonságai sokkal inkább megegyeznek, mint a c-kvark és a D-mezonok esetében. Ennek oka, hogy a nagy tömegű B-mezon a b-kvark fragmentációjában domináns szerepet játszik. Ellentétben tehát a charm esetével, a B-mezonok vizsgálatával teljes képet kaphatunk a b-kvarkok eloszlásáról. Ez azért lényeges kérdés, mert kis impulzusokon a b-jetek rekonstrukciója komoly kísérleti kihívást jelent. Bár a B-mezonokat is három bomlástermékükből kell rekonstruálni, ez a Run-3 mérési pontossága mellett rutinszerűen elvégezhető. [52]

Az eddigi kutatások azért is fókuszáltak a c-kvarkra és D-mezonra, mert az LHC Run-2 adatgyűjtési fázisában még nem lehetett elegendő számban előállítani b-kvarkokat, és B-mezonokat a megfelelő statisztikához. Azonban a fejlesztéseknek köszönhetően a b-kvarkok vizsgálatára is lehetőség nyílik, ezért a szimulációim eredménye kísérletileg ellenőrizhetővé válik.

## 3.2. Parton-triggererek vizsgálata

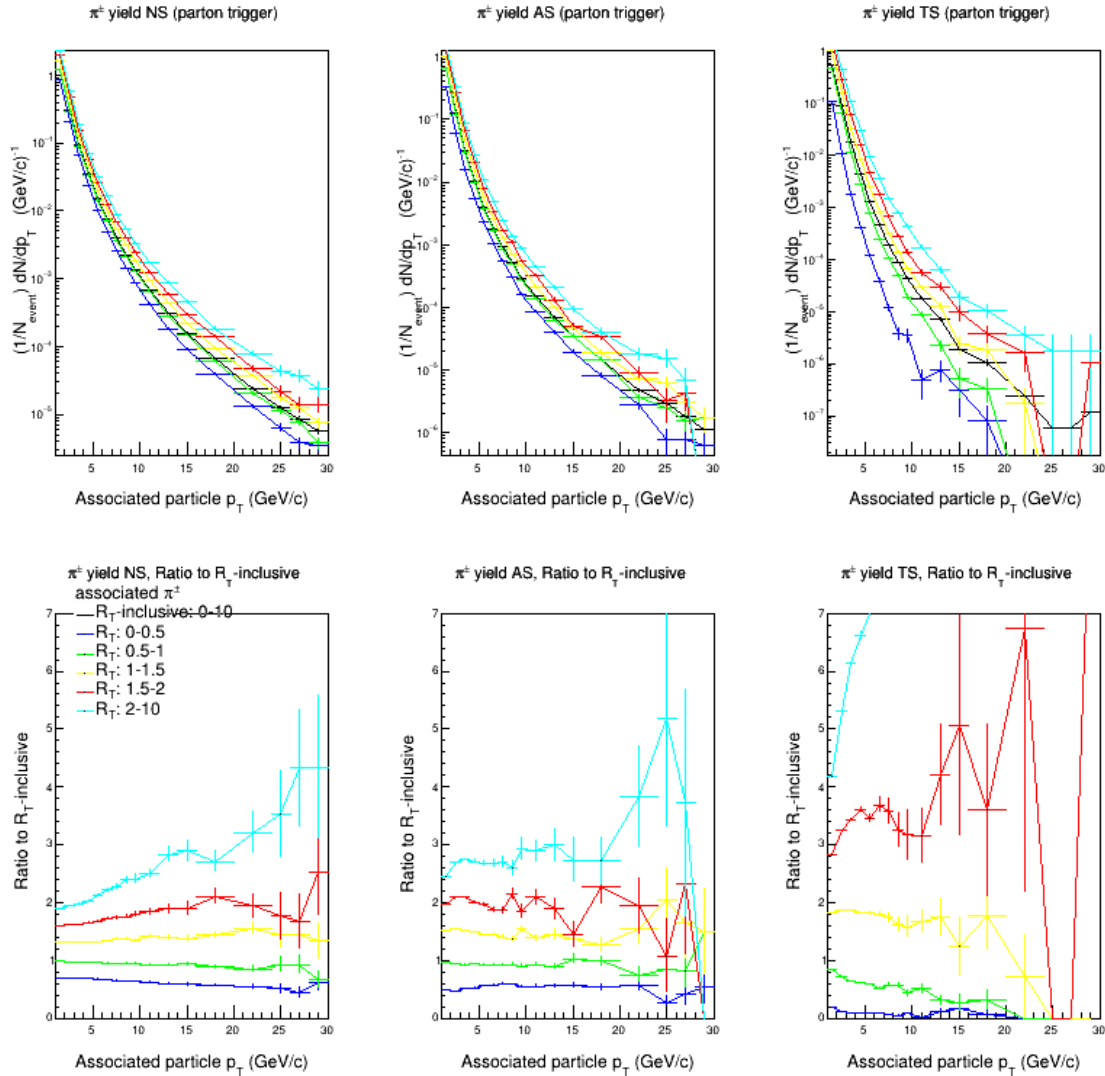
Felmerül a kérdés, hogy mi történik, ha az eseményben a kemény folyamatot nem egyetlen nagy impulzusú trigger-hadron megtalálásával azonosítjuk, hanem a keletkező jeket tekintjük triggernek. Ezzel a kemény folyamatot jellemző tengelyt, illetve a résztvevő partonok impulzusát pontosabban meg tudjuk határozni. Különösen hasznos lehet ez az eljárás abban az esetben, amikor azonosított nehézkvark-triggerereket vizsgálunk, a jetek rekonstrukciójával ugyanis a különböző tömegű részecskék fragmentációjából származó mintatorzítást is kiküszöbölhetjük.

A jeket a kísérletben különböző klaszterizáló algoritmusokkal rekonstruálhatjuk [9], a nehézkvark-jeket pedig az úgynevezett tagging algoritmusokkal találhatjuk meg [53]. Ebben a szimulációban azonban a kiinduló parton kinematikai jellemzőit vettem alapul: úgy tekintetem, hogy a jet  $p_T$ -je megegyezik a kiinduló parton  $p_T$ -vel, ami statisztikailag igaz is. Kis  $p_T$  esetén a különböző jet definíciók miatt a jet szélesebb lehet, mint a rekonstruált jet, ezért ebben az esetben nem feltétlenül találom meg a teljes impulzust. Ugyanakkor nagy  $p_T$  esetén ez a jelenség elhanyagolható. A kiinduló parton típusát a szimulációban állítottam be egy kapcsoló segítségével, és a következő kapcsolókat választottam: bármilyen partont megengedő (inkluzív) – az összehasonlítás érdekében –, könnyű kvark (u, d, s kvarkok), gluon és beauty (b) kvark. A panelek felépítése ugyanaz, mint a korábbi ábráknál.

### 3.2.1. Inkluzív parton jet-trigger

A módszer validálása érdekében először megnéztem, hogy mi történik, ha a trigger bármilyen parton lehet, ez lényegében megfeleltethető a hadron triggerelésnek. Először itt is a könnyű részecskék  $p_T$ -függő hozamát vizsgáltam az egyes tartományokban, különböző  $R_T$  tartományokban (27. ábra). Azt találtam, hogy bár a transzverzális oldalon a részecskék hozama nagyon hasonlóan alakul a hadron triggeres 22. ábrához, a jet-trigger esetében az azonos és átellenes oldalnak jóval nagyobb mind a  $p_T$ -től, mind az  $R_T$ -től való függése, mint az előbbinek. Ennek

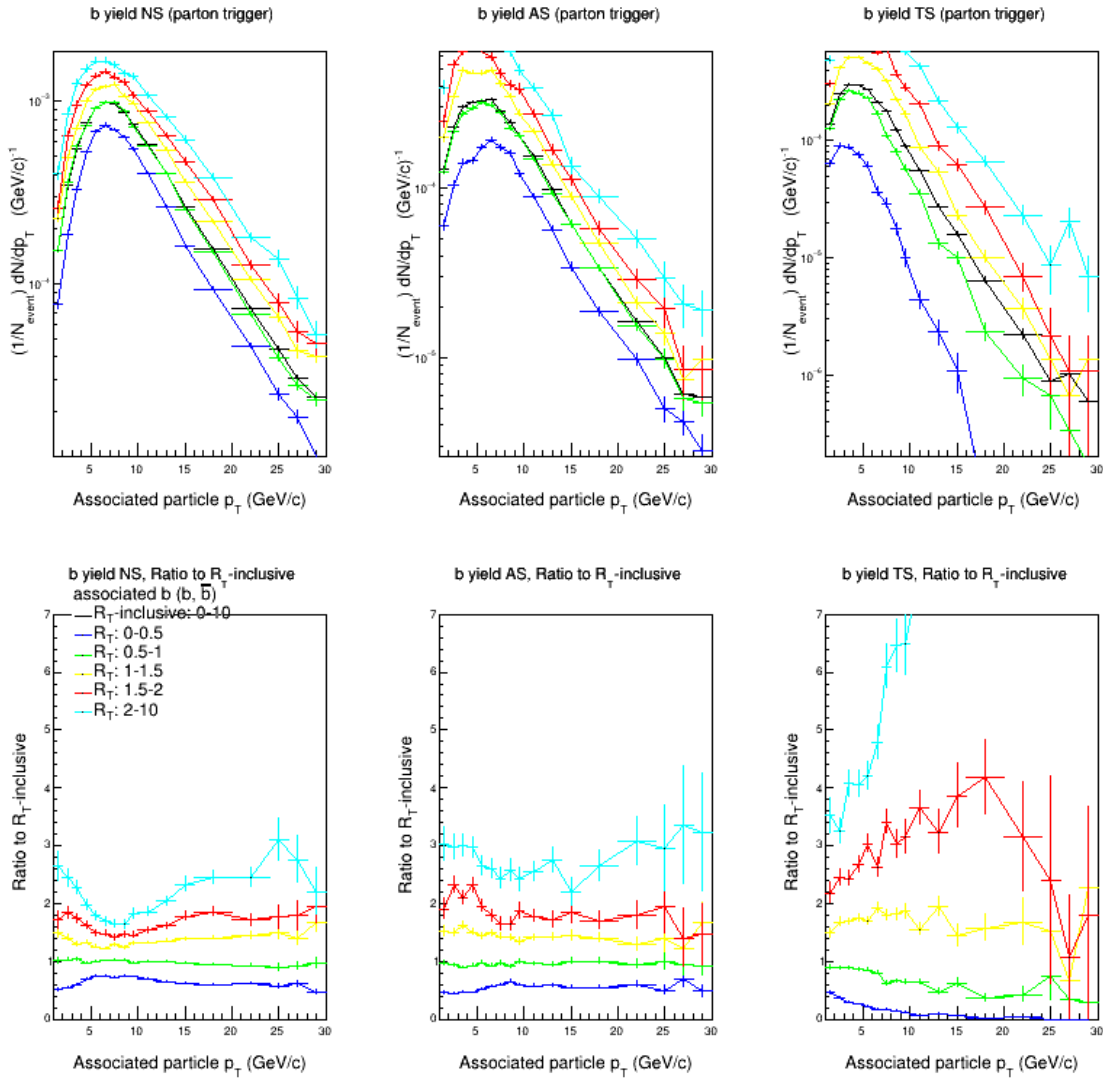
magyarázata az, hogy a  $p_{T,\text{jet}} > 5 \text{ GeV}/c$  jet-trigger lágyabb eseményeket is megenged, mint a  $p_T > 5 \text{ GeV}/c$  hadron trigger, és így a háttéresemény relatív hozzájárulása nagyobb lesz.



27. ábra. Az asszociált töltött pionok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,\text{trigger}} > 5 \text{ GeV}/c$  parton trigger-részecske jelenléte esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.



A b-kvarkok hozama (28. ábra) is hasonlóan alakul a transzverzális oldalon az inkluzív parton-trigger és a hadron-trigger (25. ábra) esetén, valamint itt is megfigyelhető az azonos és átellenes oldal jelentősebb  $R_T$ -függése, ami a pionoknál is jelentkezett. Az eredményeim azt mutatják, hogy ha a háttéreseményt vizsgáljuk, akkor nincs jelentős különbség a partonokra és a hadronokra való triggerelés között, így célszerű a kemény folyamat irányát pontosabban leképező parton-triggerelést választani. Ugyanakkor ha az azonos és átellenes oldalon található részecskék hozamát is szeretnénk vizsgálni, figyelembe kell vennünk a két módszer közötti különbségeket.

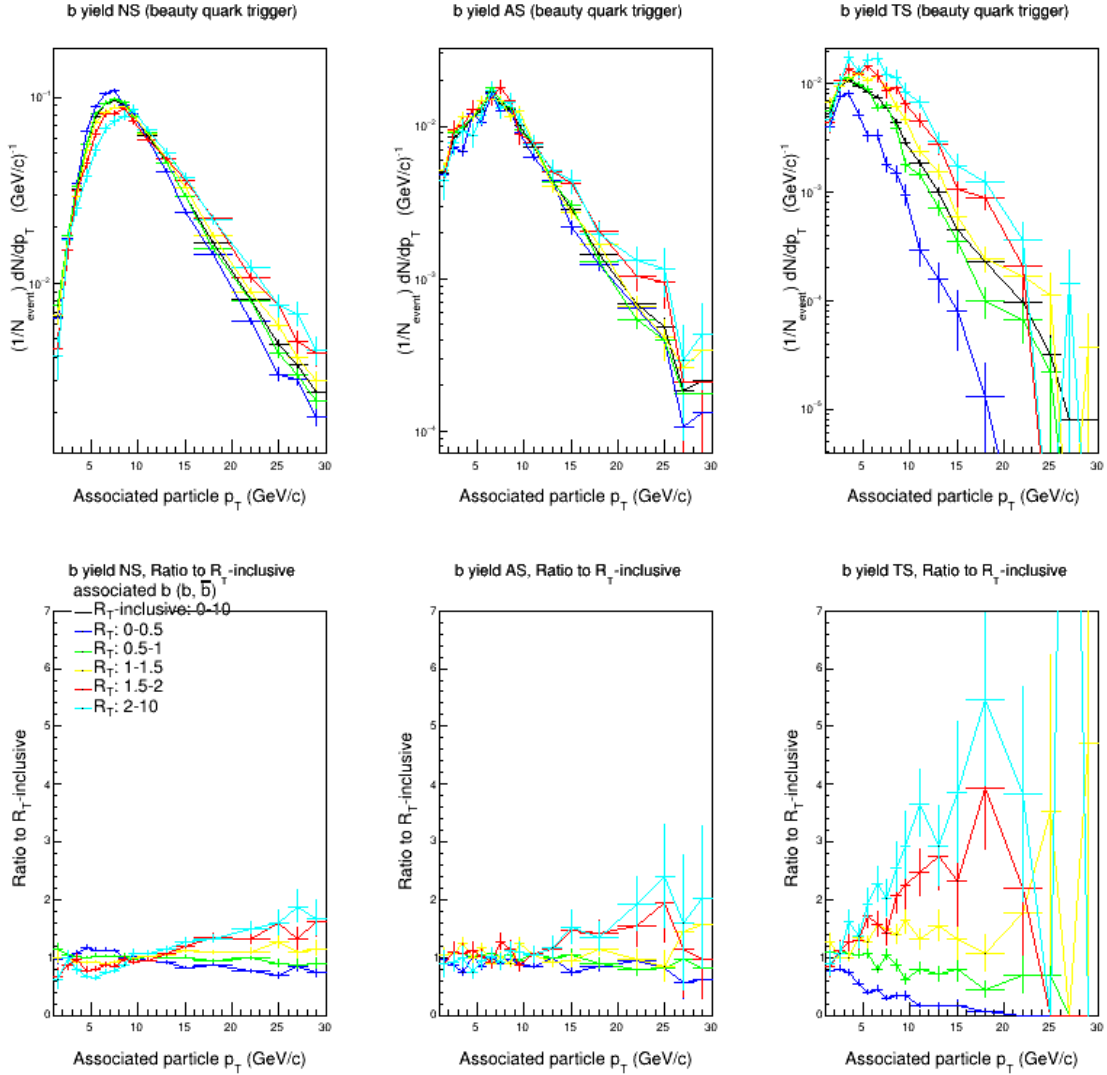


28. ábra. Az asszociált b-kvarkok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,\text{trigger}} > 5$  GeV/c parton trigger-részecske jelenléte esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.

### 3.2.2. Beauty-trigger

Ha a trigger egy  $b$ -kvark, akkor – mivel a  $b - \bar{b}$  kvarkok párban keletkeznek – várható, hogy az eseményben találunk asszociált beauty kvarkot is.

Ha összehasonlítjuk a beauty-trigger (29. ábra) esetén a nehéz kvarkok hozamát a hadron-triggerrel (25. ábra.), akkor észrevehetjük, hogy jóval nagyobb közöttük a hasonlóság, mint ha egyszerűen inkluzív parton-jetet megengednénk meg (28. ábra). A megfigyelhető struktúra oka a trigger parton és az asszociált részecske impulzusa közti erősebb korreláció, és a triggerküszöb együttes jelenléte.



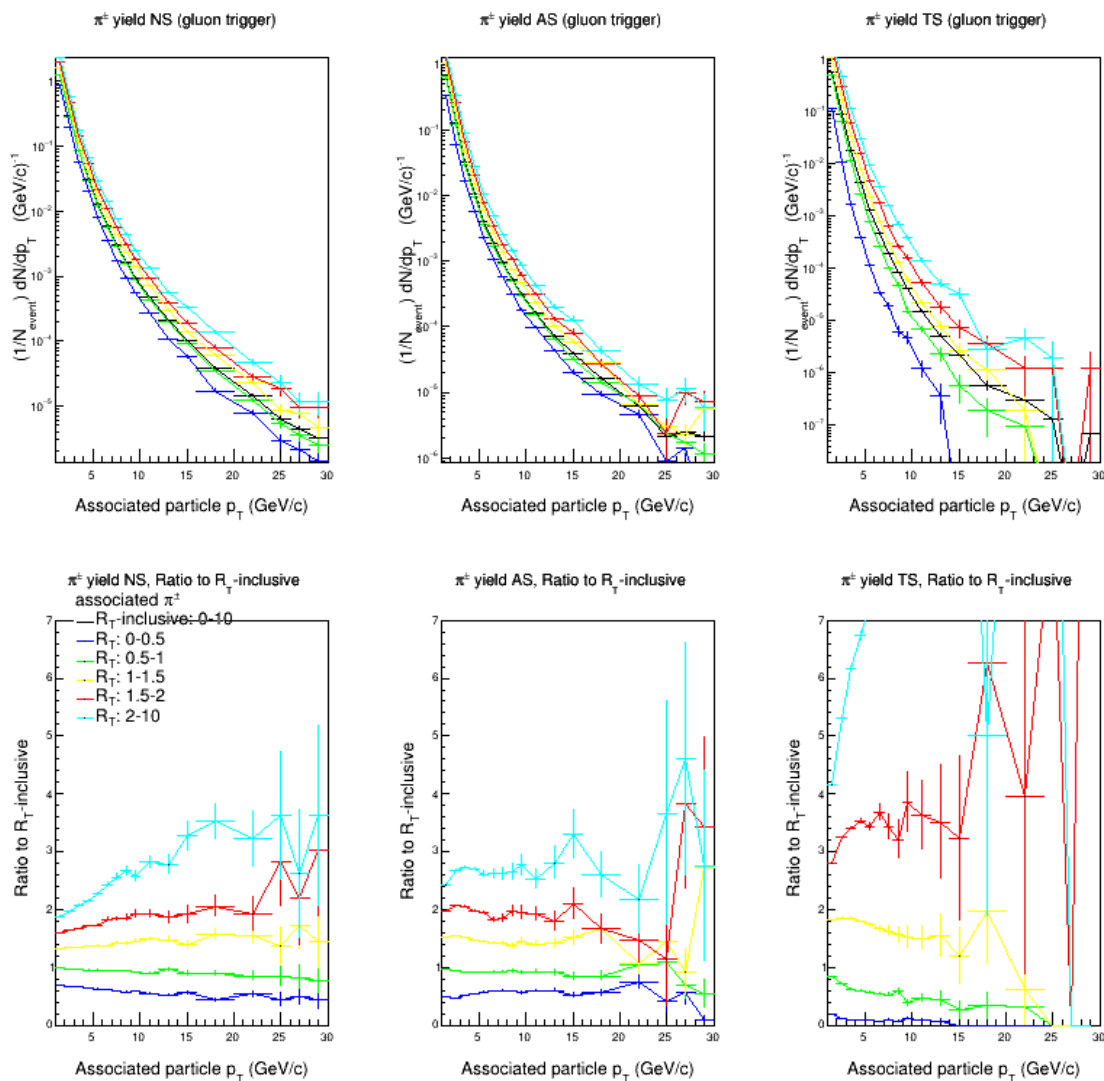
29. ábra. Az asszociált  $b$ -kvarkok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,\text{trigger}} > 5 \text{ GeV}/c$  beauty kvark trigger-részecske jelenléte esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.

Mivel a vezető folyamatban részt vevő beauty kvarkokat kiszűrtem az azonos és átellenes oldalon, ezért azok a nehéz kvarkok, amik a transzverzális oldalon láthatóak (29. ábra jobb felső panel) túlnyomórészt a háttéreseményből származnak. Ezen asszociált részecskék hozama

jól láthatóan függ a háttéresemény aktivitásától, ezért nagy valószínűséggel másodlagos folyamatokban keletkeztek. Ilyen folyamat lehet a gluonok széthasadása beauty részecskékre (gluon splitting). Ennek az eredményeknek a gyakorlati jelentősége nagy, ugyanis a másodlagos folyamatokban keletkező nehézkvark-párok vizsgálata kísérletileg nagy kihívást jelent.

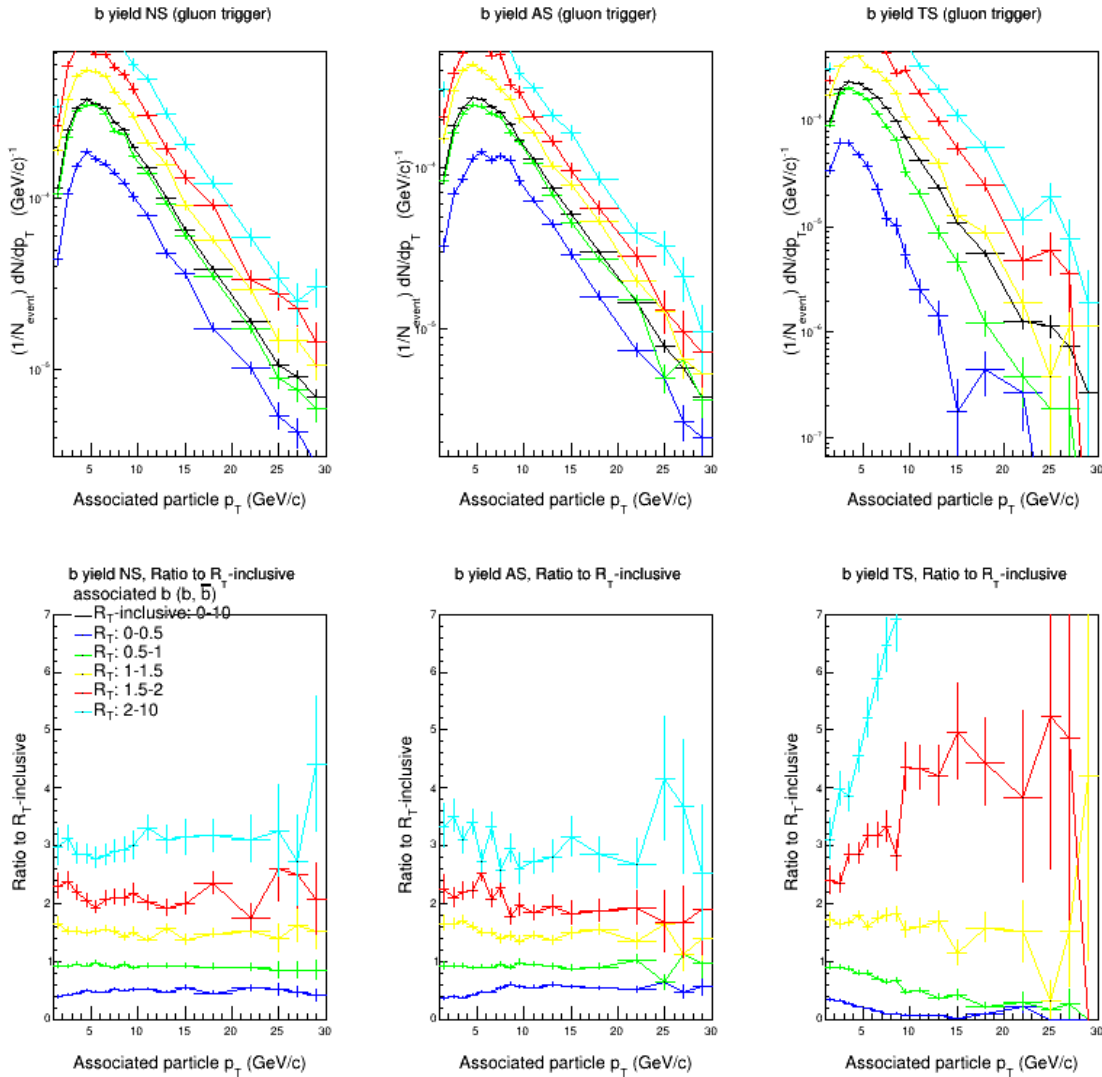
### 3.2.3. Gluon-trigger

Ha a trigger részecskét gluonnak választjuk, akkor a könnyű asszociált részecskék hozama (30. ábra) nagyon hasonlóan alakul a bármilyen parton-triggert megengedő (27. ábra) szimulációhoz. Ennek az a magyarázata, hogy az inkluzív trigger esetben trigger részecskék többsége gluon lesz, vagy könnyű kvark, és a fragmentációjuk során nagy számú könnyű részecske keletkezik.



30. ábra. Az asszociált töltött pionok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,\text{trigger}} > 5$  GeV/c gluon trigger-részecske jelenléte esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.

A beauty kvarkok hozamánál (31. ábra) szintén megfigyelhető a gluon trigger és az inkluzív parton-trigger között. Ha gluon a trigger részecske, akkor is jól látható, hogy a beauty részecskék hozama erősen  $R_T$  függő mindegyik tértartományban. Ez azzal magyarázható, hogy míg a beauty-trigger esetében az azonos és átellenes oldalon lévő kvarkok a vezető kemény folyamatból származtak, amire csak kis mértékben hat a háttéresemény aktivitása, addig gluon-trigger esetén a beauty-kvarkok másodlagos folyamatokból származnak, ezek pedig nagyban függenek a háttéresemény aktivitásától.



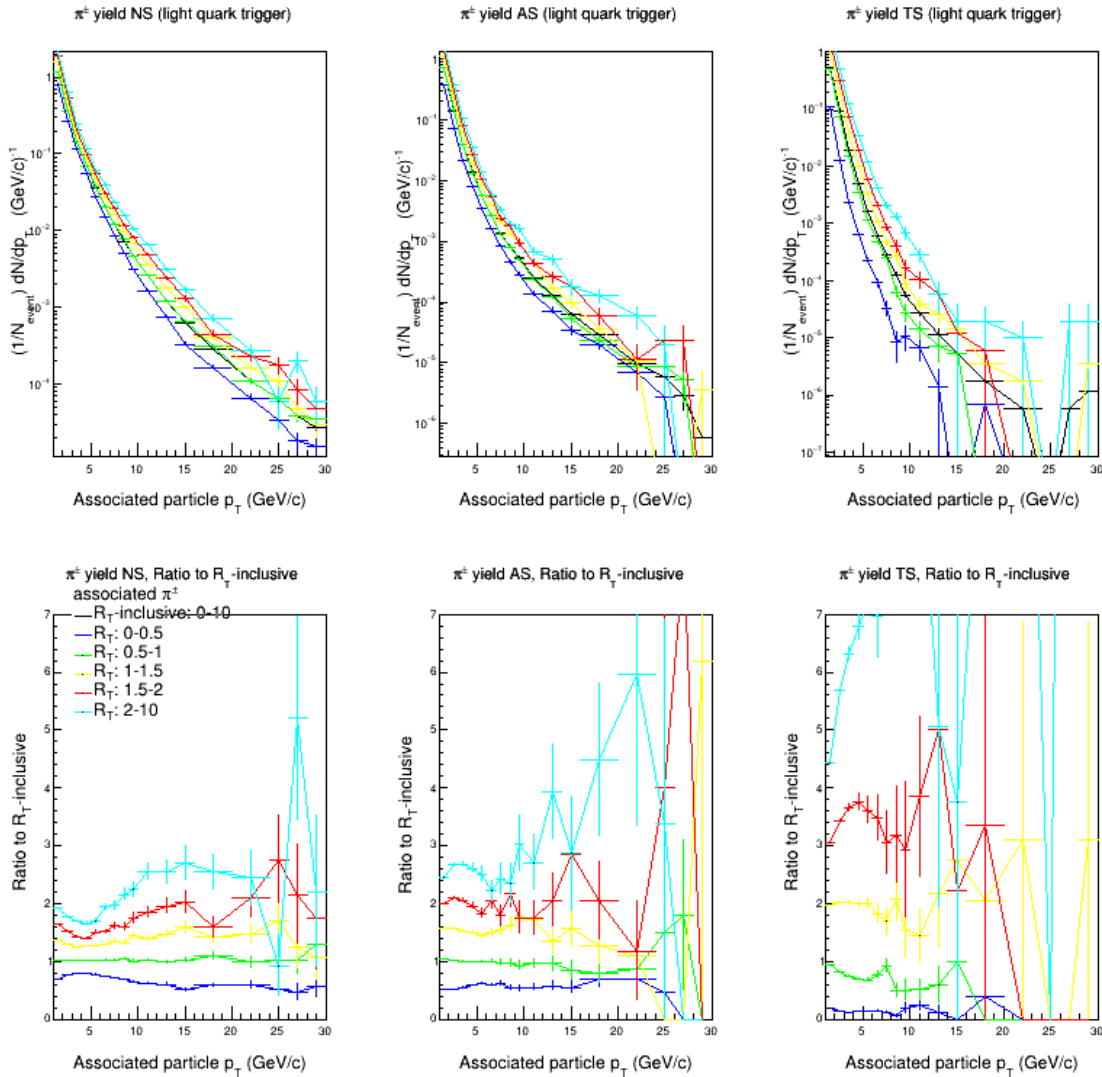
31. ábra. Az asszociált b-kvarkok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,trigger} > 5$  GeV/c gluon trigger-részecske jelenléte esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.

### 3.2.4. Könnyűkvark-trigger

A 32. illetve a 33. ábrán bemutatom a pionok illetve a b-kvarkok keletkezését könnyűkvark-triggerrel kiválasztott eseményekben. Ha a kiinduló részecske egy könnyű kvark, akkor abból

nagyobb eséllyel keletkeznek könnyű részecskék, a nehéz kvarkok keletkezése abban a kemény folyamatban lényegében kizárt. Ezzel magyarázható, hogy a beauty kvarkok hozamát bemutató 33. ábra nem rendelkezik olyan jó statisztikával, mint a pionok.

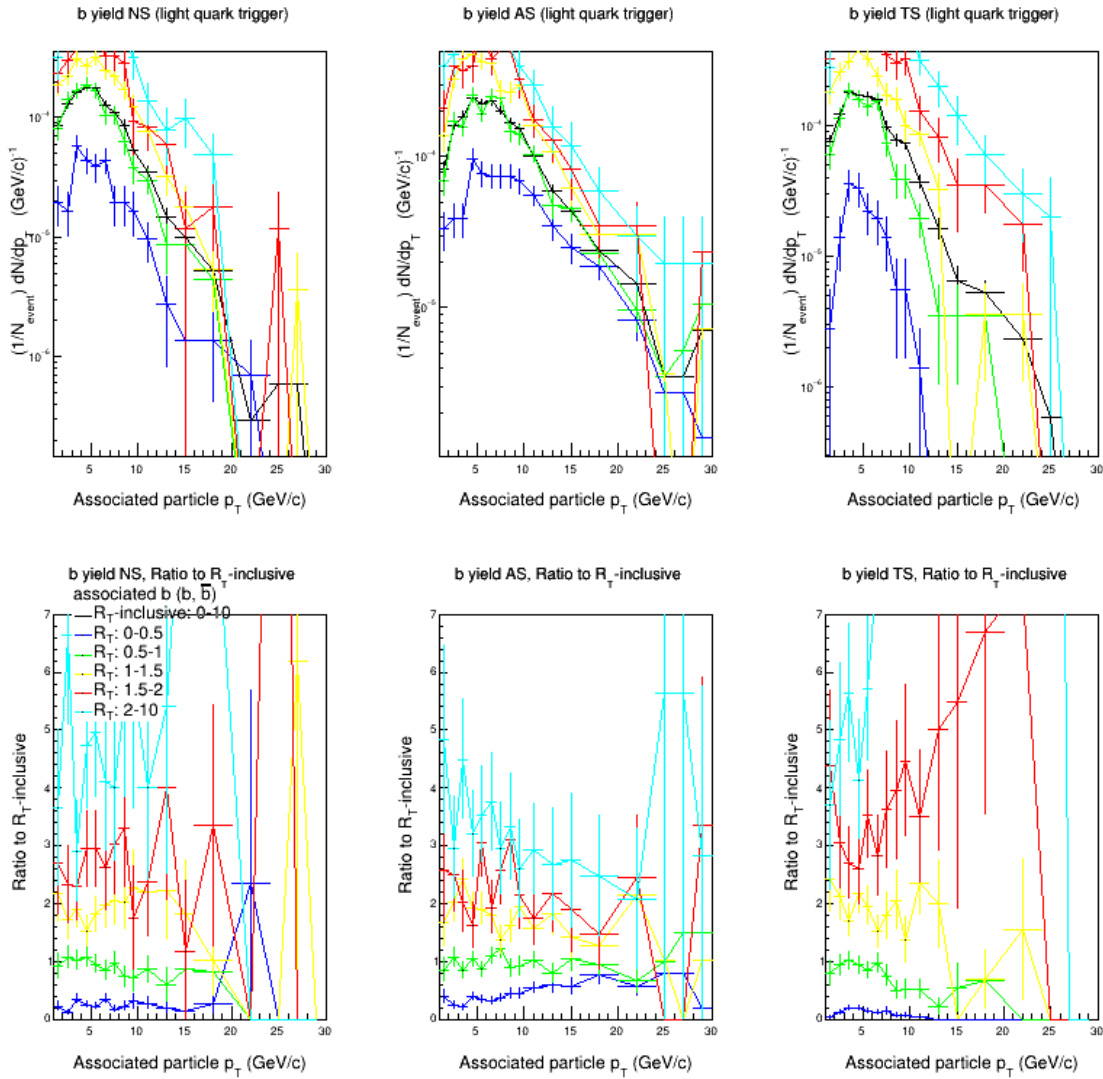
A fő különbség pionoknál a könnyűkvark-trigger (32. ábra) és a bármilyen partont megengedő trigger (27. ábra) vagy a gluon-triggeres (30. ábra) között az az, hogy az  $p_T \approx 5 \text{ GeV}/c$  körüli tartományban a könnyűkvark-triggernél kisebb az  $R_T$  függés, mint a többi tartományban. Ez annak tudható be, hogy a könnyűkvark-trigger esetén kevesebb jet keletkezik, mint ha a trigger részecske gluon, ráadásul a gluonoknál akár két jet is mehet az azonos oldalra, míg itt erre kisebb az esély.



32. ábra. Az asszociált töltött pionok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,\text{trigger}} > 5 \text{ GeV}/c$  könnyűkvark trigger-részecske jelenléte esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.

Ha a beauty-kvarkok hozamát vizsgáljuk könnyűkvark-trigger esetén, akkor észrevehetjük, hogy a transzverzális oldalon jól látható a b-kvarkok hozamának  $R_T$  függése.

Mivel a b-kvarkok könnyűkvark-trigger esetén nem a vezető folyamatban keletkeznek, ezért a transzverzális oldalon naivan azt várjuk, hogy az  $R_T$ -tól lineárisan függ, a trigger impulzusától pedig nem függ. Ezzel szemben azt tapasztaljuk, hogy a b-kvark hozamai erősen függenek a trigger impulzusától, nagy impulzusok esetén felerősödik az  $R_T$ -tól való függés. Ez a két kémeny folyamat közötti összeköttetésre utal, amit a PYTHIA modellben az MPI biztosít. Ennek ellenőrzéséhez jóval nagyobb statisztáikra lenne szükség, valamint a kísérleti megvalósítás is kérdéses.



33. ábra. Az asszociált b-kvarkok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,\text{trigger}} > 5$  GeV/c könnyűkvark trigger-részecske jelenléte esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.

### 3.3. Triggerelés rekonstruált jetekkel

A 3.2 fejezetben a jeteket az őket kiváltó QCD partonoknak feleltettük meg. A valós mérésekben azonban a jeteket csak a végállapotú részecskékből tudjuk rekonstruálni. A jeteket voltaképp a rekonstrukciós algoritmus definiálja, és az eredményre a kísérleti sajátosságok (háttéresemény, detektorok felbontása, minimálisan mérhető pályaimpulzus stb.) befolyással lehetnek.

Két különböző  $p_{T,\text{trigger}}^{\text{jet}}$  küszöböt alkalmaztam, hogy az eredmények összehasonlíthatóak legyenek a korábbi szimulációs eredményeimmel. Naiv várakozás alapján a  $p_{T,\text{trigger}}^{\text{jet}} = 5 \text{ GeV}/c$  küszöb a parton-trigger eredményeivel fog kvalitatívan egyezni, míg a  $p_{T,\text{trigger}}^{\text{jet}} = 8 \text{ GeV}/c$  küszöb a hadron-trigger eredményeivel. A vezető hadron a jetek impulzusának nagyjából 60-70%-át viszi el, ezért kell magasabb jet-trigger küszöböt alkalmazni, mint a hadron-triggernél kellett.

#### 3.3.1. Szimulációs beállítások

A teljes jetek szimulációjához 175 millió ( $p_{T,\text{trigger}}^{\text{jet}} = 5 \text{ GeV}/c$ ) és 150 millió ( $p_{T,\text{trigger}}^{\text{jet}} = 8 \text{ GeV}/c$ ) minimum-bias PYTHIA 8 proton-proton eseményt szimuláltam  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  ütközési energián.

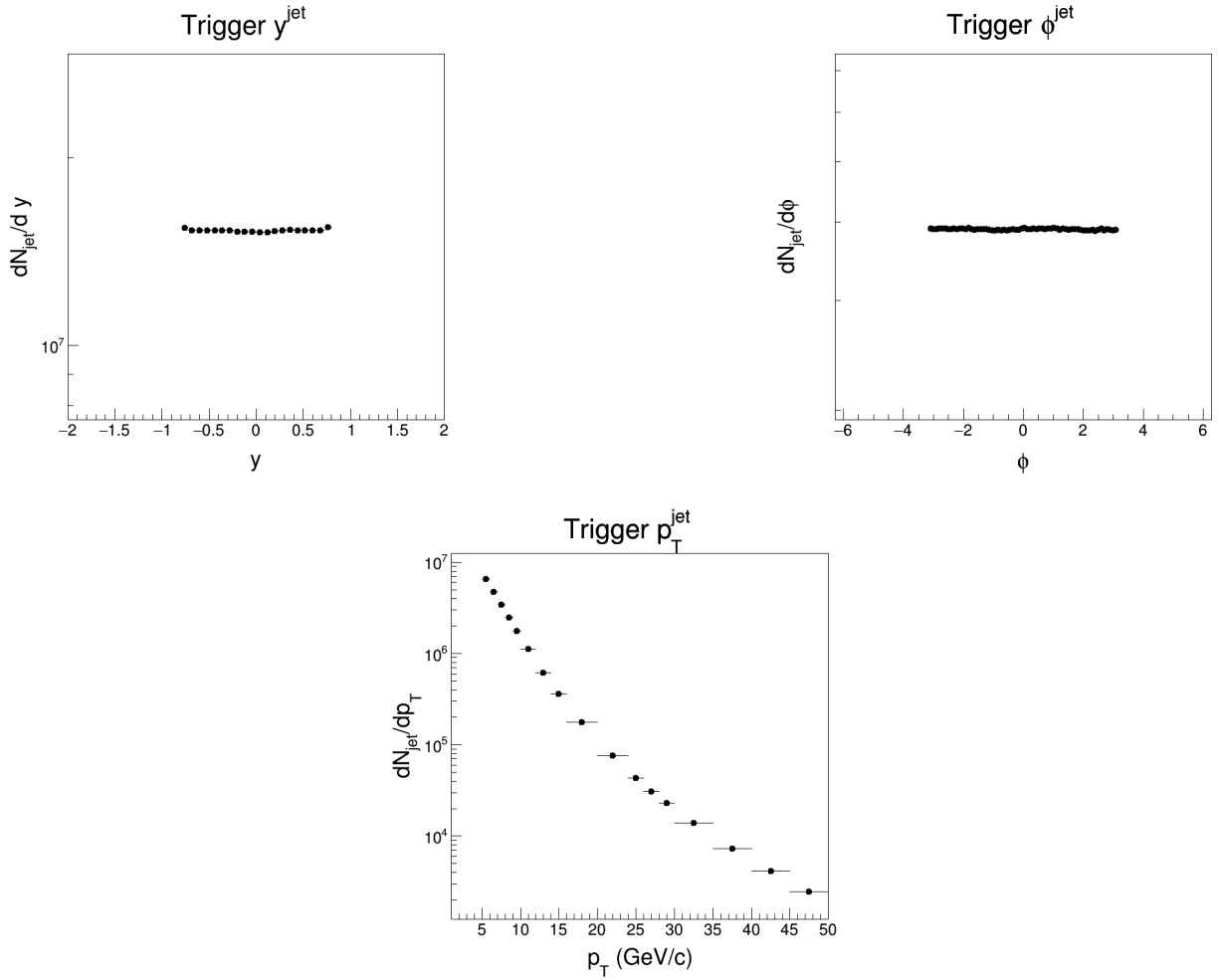
A jetek megtalálására a PYTHIA SlowJet algoritmusát használtam [54], amely egy egyszerűsített változata a FastJet [54] algoritmusnak, ám jó kiindulási alapként szolgál a majdani pontosabb vizsgálathoz a másik algoritmussal. A jeteket a SlowJet-ben implementált anti- $k_T$  algoritmussal [9] rekonstruáltam. A jeteket a  $p_{T,\text{track}} > 0.15 \text{ GeV}/c$  impulzusú töltött részecskékből rekonstruáltam, ez megfelel a kísérletileg elérhető részecskéknak. A jefelbontási paraméter értékét  $R_{jet} = 0.4$ -nek választottam. Ez a paraméter közelítőleg a jet  $(\phi, \eta)$  síkban vett sugarával egyezik meg, a választott érték pedig biztosítja, hogy a jetekhez tartozó részecskéket nagyrészt rekonstruáljuk [53]. A jet tengelyére előírtam az  $|y_{jet}| < 0.8$  feltételt a partonos szimulációkkal való összehasonlíthatóság érdekében. A SlowJet segítségével megtaláltam a legnagyobb impulzusú jetet, majd meghatároztam a jetek transzverzális impulzusainak ( $p_T^{\text{jet}}$ ), a tengelyük rapiditásának ( $y^{\text{jet}}$ ) és azimutszögének ( $\phi^{\text{jet}}$ ) eloszlását.

#### 3.3.2. Összehasonlítás a parton-triggereléssel

Elsőként a  $p_{T,\text{trigger}}^{\text{jet}} = 5 \text{ GeV}/c$  küszöböt vizsgáltam, ahol elkészítettem ellenőrzésképpen a a jetek  $p_T^{\text{jet}}, y^{\text{jet}}, \phi^{\text{jet}}$  eloszlását mutató ábrákat. A 34. ábrán a bal felső panel mutatja az  $y^{\text{jet}}$  eloszlást, ami a várakozásainknak megfelelően alakul: kis  $y^{\text{jet}}$  tartományban sok jet látható, míg a nagy  $y^{\text{jet}}$  tartományban jóval kevesebb. Ez azzal áll összefüggésben, hogy a pp ütközésekben a keletkező részecskék nagy többsége ugyanabban a síkban repül tovább, ahol az ütközés is történt, és ez a kis  $y^{\text{jet}}$  tartomány.

A jobb felső panelen a  $\phi^{\text{jet}}$  eloszlást láthatjuk, ami a  $(-\pi, \pi)$  tartományon egyenletes eloszlású, a nyalábra merőleges irányban nagyjából azonos számú részecske keletkezett, a várakozásainknak megfelelően.

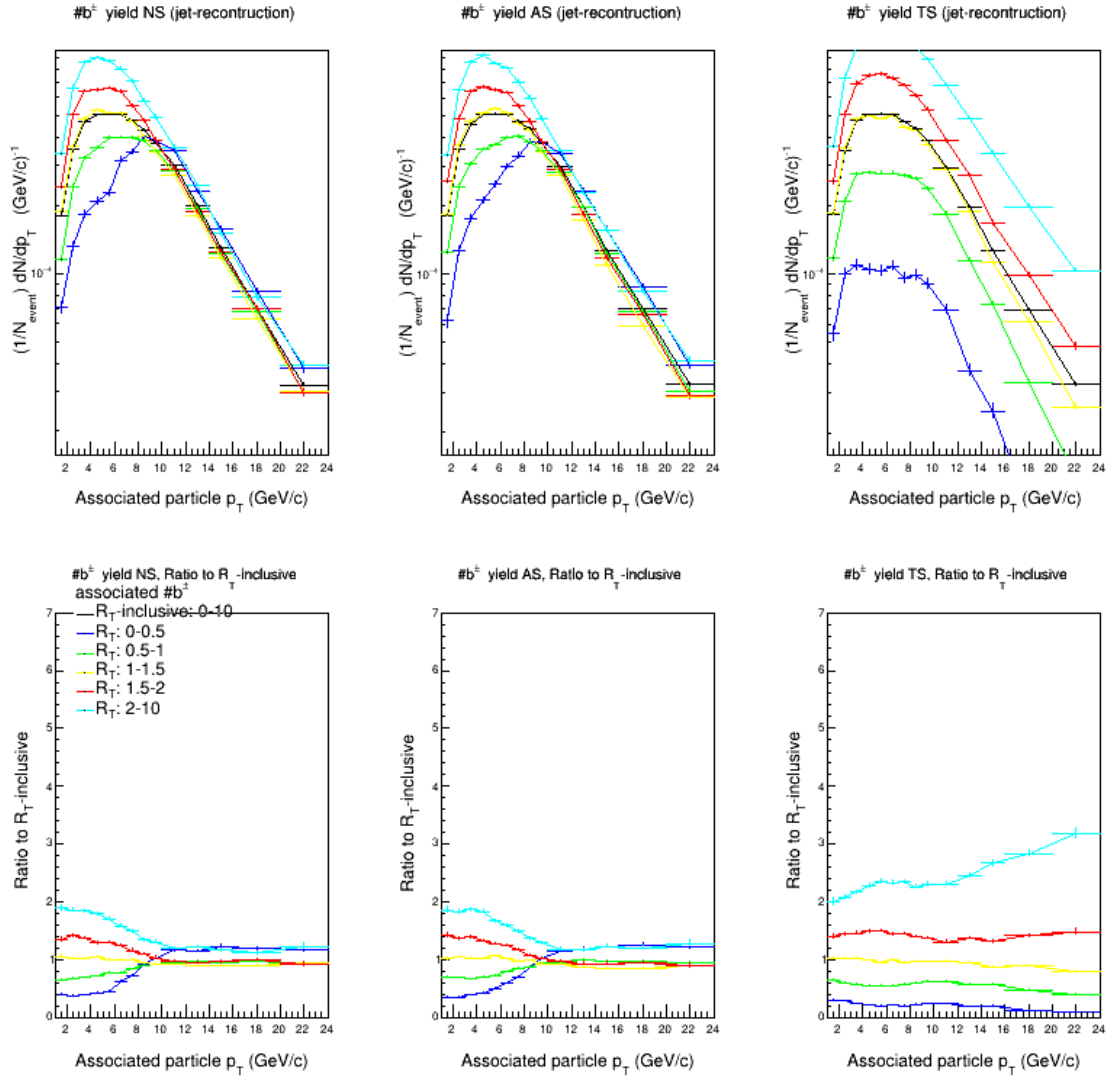
Az alsó panelen a  $p_T^{\text{jet}}$  eloszlás látható, ami jól mutatja a trigger küszöb hatását, így csak a beállított trigger küszöb felett láthatunk jeteket. A  $p_T^{\text{jet}}$ -eloszlás a várakozásoknak megfelelően [55] alacsonyabb impulzusoknál a Boltzmann statisztikára jellemző exponenciális jellegű, a nagyobb impulzusoknál a kemény folyamatra jellemző hatványfüggvény-szerű lecsengést mutat.



34. ábra. Teljes jet-rekonstrukció ( $p_{T,\text{trigger}}^{\text{jet}} = 5 \text{ GeV}/c$ ). A bal felső panelben a  $y^{\text{jet}}$  eloszlása, a jobb felső panelben a  $\phi^{\text{jet}}$  eloszlása, míg az alsó panelben a  $p_T^{\text{jet}}$  eloszlása látható, a összes jet számához viszonyítva.

A 35. ábra ugyanolyan elrendezésű, mint a korábbi szimulációk eredményei, felső paneleken az asszociált b-kvarkok  $R_T$ -függő hozamai, míg az alsó paneleken a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható. A 28. ábrához képest (b-kvark hozam, parton trigger) a 35. ábra nem a várakozásainknak megfelelően alakul. Az ábra jellegét tekintve sokkal inkább hasonlít a hadronokkal triggerelt 25. ábrára. A fő különbség a parton-triggerelés és a jet-triggerelés között az, hogy a jet triggerelés esetén a b-kvarkok hozama megközelítőleg  $R_T$ -független  $p_T^{\text{jet}} = 10 \text{ GeV}/c$  fölött, és létezik egy szűk tartomány  $p_T^{\text{jet}} = 10 \text{ GeV}/c$ -nél, ahol minden  $R_T$  intervallum metszi egymást, és a kis  $R_T$  tartományban található részecskék hozama e fölött nagyobb mint a nagy  $R_T$  tartományban található részecskéké. A különbségek oka lehet például az eltérő rapiditásablak. Ez azonban nem magyarázhatja az ábrák gyökeresen eltérő jellegét. Ez azt mutatja, hogy a végállapotban észlelt jetek nem azonosíthatók egy-az-egyben a szimulációban szereplő QCD partonokkal.

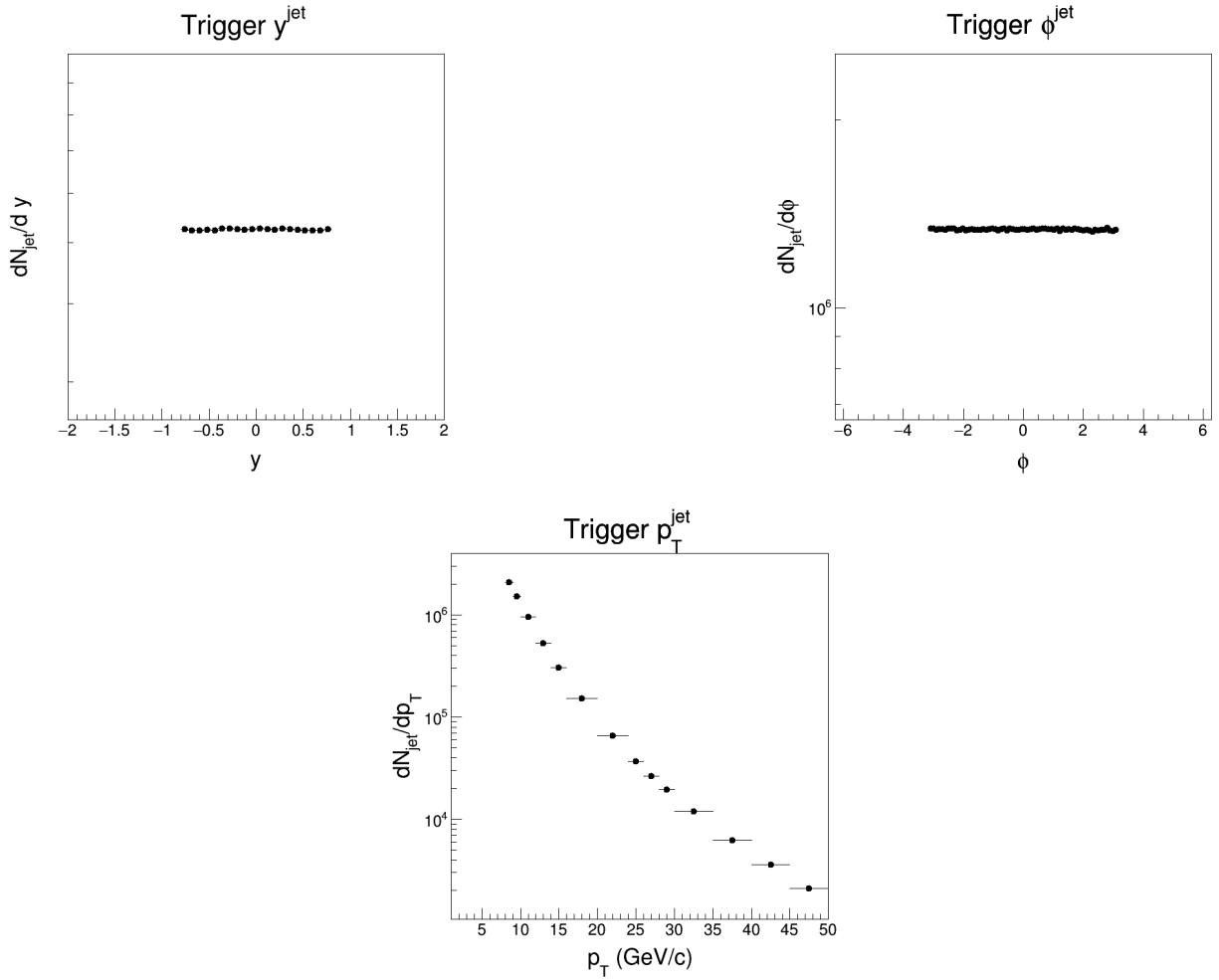




35. ábra. Az asszociált b-kvarkok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,trigger}^{jet} = 5 \text{ GeV}/c$  teljes jet-rekonstrukció esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.

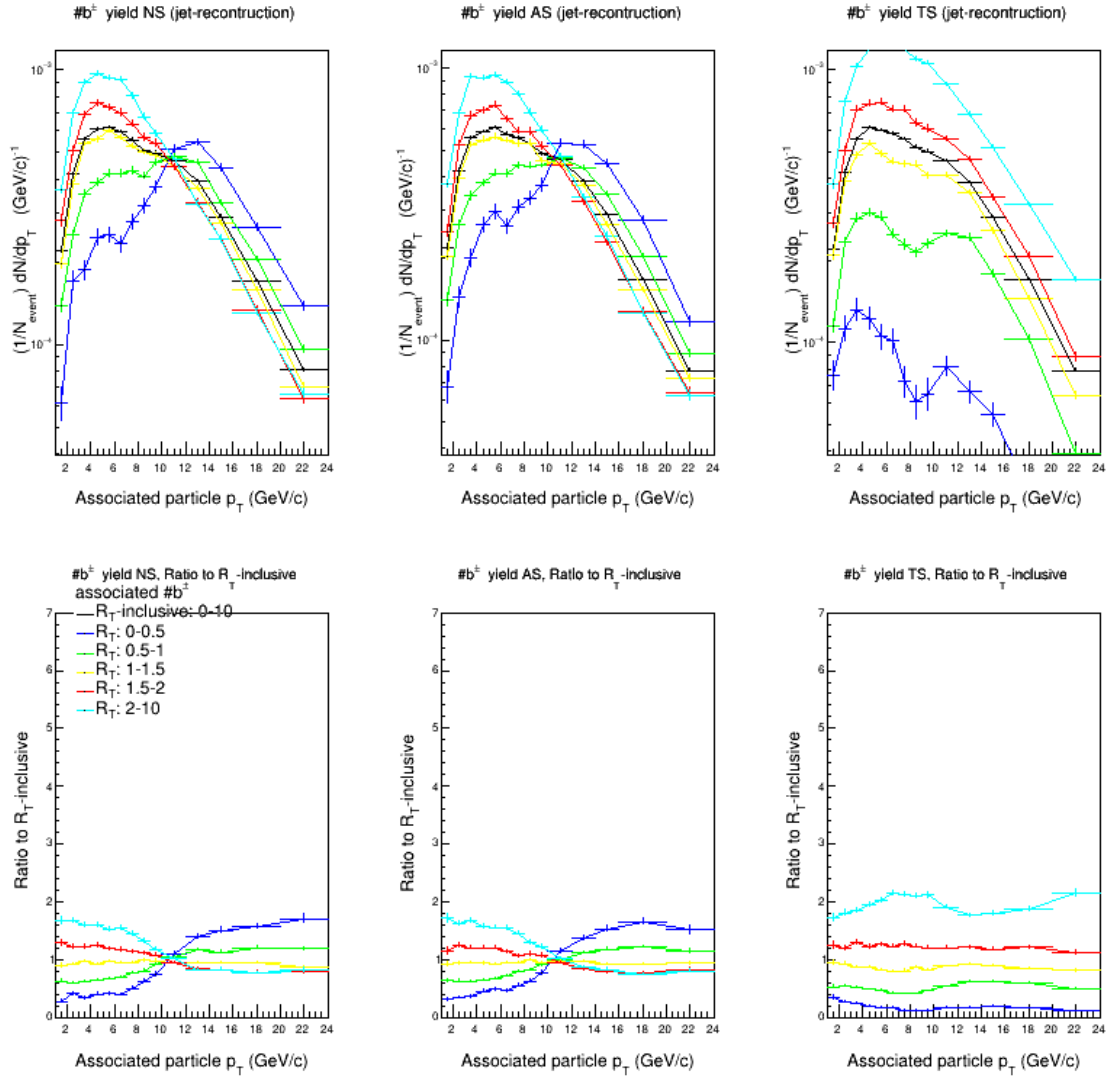
### 3.3.3. Összehasonlítás a hadron-triggereléssel

A magasabb trigger küszöb alkalmazása a jetre jellemző  $y^{jet}, \phi^{jet}$  eloszlásokon (36. ábra) nem változtatott, a  $p_T^{jet}$  eloszlás alakult másképp az eltérő trigger küszöb miatt, itt  $p_T^{jet} = 8 \text{ GeV}/c$  fölött jelennek meg a jetek.



36. ábra. Teljes jet-rekonstrukció ( $p_{T,\text{trigger}}^{\text{jet}} = 8 \text{ GeV}/c$ ). A bal felső panelben a  $y^{\text{jet}}$  eloszlása, a jobb felső panelben a  $\phi^{\text{jet}}$  eloszlása, míg az alsó panelben a  $p_T^{\text{jet}}$  eloszlása látható, a összes jet számához viszonyítva.

A 37. ábrát a trigger jellemző kinematikai tartománya alapján a hadron-triggeres 25. ábrával érdemes összehasonlítani, itt is jól láthatóak a különbségek: bár itt is megfigyelhető a nagy  $p_T^{\text{jet}}$  tartományokon az  $R_T$ -függetlenség, jól látható az  $p_{T,\text{trigger}}^{\text{jet}} = 5 \text{ GeV}/c$  esetén is látott szűk tartomány, és a kis  $R_T$  tartományban található részecskék hozamának túlsúlya a szűk tartomány fölött. A transzverzális oldal itt is megegyezik kvalitatívan a korábbi szimulációk eredményeivel, így kijelenthetjük, hogy a háttéresemény vizsgálatához bármelyik módszert lehet használni, azonban ha az azonos és átellenes oldali hozamokat is szeretnénk vizsgálni, figyelembe kell venni a módszerek közti különbségeket.



37. ábra. Az asszociált b-kvarkok  $R_T$ -függő hozamai egy  $p_{T,trigger}^{jet} = 8 \text{ GeV}/c$  teljes jet-rekonstrukció esetén, a különböző tértartományokban. A felső három panel balról jobbra az azonos oldali, átellenes oldali és a transzverz tartományban mért hozamokat mutatja különböző  $R_T$  értékek mellett. Az  $x$ -tengelyen az asszociált részecskék impulzusa, az  $y$ -tengelyen az adott impulzusablakhoz tartozó részecskék eseményenkénti hozama látható. Az alsó sorban ugyanezen a görbéknek az  $R_T$ -integrált hozamokra vett aránya látható.

A fentiekben a háttéresemény és a vezető folyamat kapcsolatát térképeztem fel PYTHIA eseménygenerátorral szimulált  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  tömegközépponti energiájú proton-proton ütközésekben, nagy impulzusú triggerekhez asszociált részecskék segítségével. A nehéz kvarkokat tartalmazó részecskék eloszlását három különböző triggerválasztás (hadron-, parton-, és jet-trigger) mellett vizsgáltam meg, a másodlagos kemény folyamatok vizsgálatára kidolgoztam egy lehetséges eljárást. Ellenőriztem, hogy ezekben a szimulációkban használható közelítés-e a jeteket az őket kiváltó partonokkal azonosítani. Az eredményeim megmutatták, hogy az itt vázolt módszerekkel az ALICE Run-3 adatgyűjtési periódusban lehetőség nyílik a vezető folyamatokat és a háttéreseményt összekapcsoló folyamatok differenciált vizsgálatára.

---

## 4. Összefoglalás

A dolgozatomban nagyenergiás fizikai szimulációkat végeztem, és ezek eredményeit vizsgáltam. Ezen kísérletek által jobban megértettem a vezető kemény folyamat és a háttéresemény kapcsolatát nehéz kvarkok segítségével. A szimulációkban a vezető folyamatot egy energetikus részecske (az úgynevezett trigger) segítségével azonosítottam, a háttéreseményt pedig az erőleghes végállapotú multiplicitással karakterizáltam. Azonosított könnyű és nehéz részecskék hozamait vizsgáltam a kemény folyamatra, illetve a háttéreseményre jellemző tartományban. A kiértékelést elvégeztem könnyű töltött hadronokkal, illetve a jetet keltő azonosított partonokkal triggerelt eseményekkel is. A szimulációim alapján a következő megállapításokat tehetem:

- A transzverzális impulzus ( $p_T$ ) bizonyos küszöbértéke fölött a nehéz kvarkok keletkezése nem függ a háttéresemény aktivitásától ( $R_T$ ). Ez arra utal, hogy a nehéz kvarkok keletkezése a kemény folyamatokban  $R_T$  független.
- A nehéz kvarkokat tartalmazó mezonok hozamát vizsgálva azt találtam, hogy a charm esetben a parton és a hadron között az eltérés mintegy 20 – 30%-os, míg a beauty esetén ez csak pár százalék. Ezért a beauty hadronok rekonstrukciójával teljes képet kaphatunk a kvarkok eloszlásáról jet rekonstrukció nélkül is.
- Ha a kemény folyamatot hadron trigger helyett teljes jet azonosítással találom meg, és beauty-ra triggerelek akkor ezzel lehetőség van a transzverzális oldalon a másodlagos folyamatok (második kemény folyamat, gluonhasadási járulék) elkülönítésére. Ezzel egy egyedülálló kísérleti lehetőségre teszek javaslatot.
- Könnyűkvark-triggernél a naiv várakozás szerint a transzverzális oldalon mért hozam tisztán a háttéreseménytől kellene függjön, mégis megfigyeltem a lineárisnál meredekebb  $R_T$  függést, ami azt jelenti, hogy a vezető folyamat és a háttéresemény között csak a sokparton-kölcsönhatás teremthet kapcsolatot. Ennek ellenőrzésére az általam végzettnél jóval nagyobb statisztika szükséges, melynek kísérleti megvalósítása kérdéses.
- A legnagyobb impulzusú jetet triggernek véve úgy találtam, hogy nem mindig feleltethető meg a legnagyobb impulzusú parton transzverz impulzusa a jet transzverz impulzusának, számos különbség figyelhető meg az ábrák között, így körültekintően kell eljárni a parton – jet megfeleltetésnél.

Ezen következtetéseim a háttéresemény nehéz kvarkokkal történő vizsgálatával kapcsolatos jövőbeni kutatási javaslatokat segítik elő. Az LHC megnövelt luminozitású Run-3 adatgyűjtési fázisában a javasolt kísérleti módszerek végrehajtásához megfelelő statisztika áll majd rendelkezésre, így az azonosított triggerek és a háttéreseményben keletkező nehéz kvarkok összefüggései vizsgálhatóak lesznek. Ezáltal az erős kölcsönhatás komplexebb folyamatainak megismerését segítjük elő.

---

## Hivatkozások

- [1] Á. Horváth és G. Pásztor, „Atommag- és részecskefizika előadás”, 2019/2020 tanév második félév.  
<http://atomfizika.elte.hu/akos/orak/mrf/mrf.html>
- [2] G. Aad *et al.* [ATLAS], „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 [arXiv:1207.7214 [hep-ex]].
- [3] Wikipédia, [https://hu.wikipedia.org/wiki/Standard\\_modell](https://hu.wikipedia.org/wiki/Standard_modell).
- [4] J. Bedford, „An Introduction to String Theory,” [arXiv:1107.3967 [hep-th]].
- [5] M. Fábrián, J. Osán és Dr. P. Zagyvai, „Magfizika”, EDUTUS Főiskola, 2012, [https://regi.tankonyvtar.hu/hu/tartalom/tamop412A/2010-0017\\_60\\_magfizika/ch01s02.html](https://regi.tankonyvtar.hu/hu/tartalom/tamop412A/2010-0017_60_magfizika/ch01s02.html).
- [6] E. Siegel, „Quarks Don’t Actually Have Colors”, *Forbes*, <https://www.forbes.com/sites/startswithabang/2019/04/18/quarks-dont-actually-have-colors/>.
- [7] T. Csörgő, „Bevezetés a részecskefizikába”, *Magfizika*, Szeged, 2011/12 ősz, <https://www.kfki.hu/~csorgo/szeged/magfiz/12/6-CsT-v2-Reszecskefizika-bevezetes.pdf>.
- [8] E. M. Metodiev, „The Fractal Lives of Jets”, 13 April 2020, <https://www.ericmetodiev.com/post/jetformation/>.
- [9] M. Cacciari, G. P. Salam and G. Soyez, „The anti- $k_t$  jet clustering algorithm,” *JHEP* **04**, 063 (2008) [arXiv:0802.1189 [hep-ph]].
- [10] A. J. Lowe, „Machine learning for particle physics using R”, Budapest Data Forum, 3 June 2015, <http://andrewjohnlowe.github.io/BudapestBI/index.html#/slide-1>.
- [11] E. V. Shuryak, „Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter,” *Phys. Rept.* **61** (1980), 71-158.
- [12] Az ósrobbanás, [http://astro.u-szeged.hu/oktatas/csillagaszat/8\\_Galaktikus\\_csillagaszat/gal\\_kozm4.html](http://astro.u-szeged.hu/oktatas/csillagaszat/8_Galaktikus_csillagaszat/gal_kozm4.html).
- [13] M. Gyulassy (2004) „The QGP Discovered at RHIC.”, In: Greiner W., Itkis M.G., Reinhardt J., Güçlü M.C. (eds) *Structure and Dynamics of Elementary Matter*. NATO Science Series (Series II: Mathematics, Physics and Chemistry), vol **166** Springer, Dordrecht. [arXiv:nucl-th/0403032 [nucl-th]].
- [14] A. Adare *et al.* [PHENIX], „Enhanced production of direct photons in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV and implications for the initial temperature,” *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010), 132301 [arXiv:0804.4168 [nucl-ex]].
- [15] J. Adams *et al.* [STAR], „Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions,” *Nucl. Phys. A* **757** (2005), 102-183 [arXiv:nucl-ex/0501009 [nucl-ex]].
- [16] X. N. Wang, „Discovery of jet quenching and beyond,” *Nucl. Phys. A* **750** (2005), 98-120 [arXiv:nucl-th/0405017 [nucl-th]].

- 
- [17] S. Schlichting, „Initial state and pre-equilibrium effects in small systems,” Nucl. Phys. A **956** (2016), 216-221 [arXiv:1601.01177 [hep-ph]].
- [18] A. Gadomski, „Addressing nanoscale soft-matter problems by computational physics and physical computation”, 18th Conference of Czech and Slovak Physicists with participation of Hungarian and Polish Physical Societies Olomouc, Czech Republic, June 2015.
- [19] K. Adcox *et al.* [PHENIX], „Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration,” Nucl. Phys. A **757** (2005), 184-283 [arXiv:nucl-ex/0410003 [nucl-ex]].
- [20] B. B. Back *et al.* [PHOBOS], „The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC,” Nucl. Phys. A **757** (2005), 28-101 [arXiv:nucl-ex/0410022 [nucl-ex]].
- [21] E. J. Ferrer and V. de la Incera, „Exploring Dense and Cold QCD in Magnetic Fields,” Eur. Phys. J. A **52** (2016) no.8, 266 [arXiv:1603.08226 [nucl-th]].
- [22] G. Veres, „Introduction to heavy ion physics”, Hungarian Teachers Programme, CERN, 20 August 2015.  
<https://docplayer.hu/23421923-Bevezetes-a-nehezion-fizikaba-introduction-to-heavy-ion-physics.html>.
- [23] A. K. Chaudhuri, „A short course on Relativistic Heavy Ion Collisions,” [arXiv:1207.7028 [nucl-th]].
- [24] Wikipédia, [https://hu.wikipedia.org/wiki/Nagy\\_Hadronütökötető#/media/Fájl:LHC\\_octants.svg](https://hu.wikipedia.org/wiki/Nagy_Hadronütökötető#/media/Fájl:LHC_octants.svg).
- [25] ALICE Collaboration, CERN Accelerating science, <https://alice-collaboration.web.cern.ch/general/index.html>.
- [26] V. Greco, „The 2018 ALICE data-taking has finally started”, <http://alicematters.web.cern.ch/?q=content/node/1096>.
- [27] Wikipédia, [https://en.wikipedia.org/wiki/ALICE\\_experiment](https://en.wikipedia.org/wiki/ALICE_experiment).
- [28] A. L. Gera, „Upgrade of the ALICE Time Projection Chamber for the LHC Run 3,” PoS **EPS-HEP2019**, 102 (2020) [arXiv:2004.10520 [physics.ins-det]].
- [29] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, „A Brief Introduction to PYTHIA 8.1,” Comput. Phys. Commun. **178** (2008), 852-867 [arXiv:0710.3820 [hep-ph]].
- [30] T. Sjöstrand, „Introduction to Monte Carlo Techniques in High Energy Physics”, CERN Summer Student Lecture Part 1, 19 July 2012, <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/talks/cern12a.pdf>.
- [31] L. Yan and J. Y. Ollitrault, „Universal fluctuation-driven eccentricities in proton-proton, proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions,” Phys. Rev. Lett. **112** (2014), 082301 [arXiv:1312.6555 [nucl-th]].
- [32] V. Khachatryan *et al.* [CMS], „Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC,” JHEP **09** (2010), 091 [arXiv:1009.4122 [hep-ex]].

- 
- [33] M. T. AlFiky, O. T. ElSherif and A. M. Hamed, „Onset of the Jet Quenching Phenomenon,” JETP Lett. **111** (2020) no.1, 8-17 [arXiv:1910.10244 [hep-ex]].
- [34] M. L. Mangano and B. Nachman, „Observables for possible QGP signatures in central pp collisions,” Eur. Phys. J. C **78** (2018) no.4, 343 [arXiv:1708.08369 [hep-ph]].
- [35] A. Ohlson [ATLAS, ALICE, CMS and LHCb], „Ridges in p–A (and pp) collisions”, Part of Proceedings, 3rd Large Hadron Collider Physics Conference (LHCP 2015) 489-493, [arXiv:1901.00747 [nucl-ex]].
- [36] S. Höche, „Introduction to parton-shower event generators”, Part of Proceedings, Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: Journeys Through the Precision Frontier: Amplitudes for Colliders (TASI 2014), [arXiv:1411.4085 [hep-ph]].
- [37] K. Mazumdar, „Underlying event in p-p collisions at LHC”, Quarks, hadrons and LHC, IIT Bombay, august 2011, [https://www.tifr.res.in/~mazumdar/talks/UEDY\\_IIT.pdf](https://www.tifr.res.in/~mazumdar/talks/UEDY_IIT.pdf).
- [38] A. Ortiz, G. Bencedi and H. Bello, „Revealing the source of the radial flow patterns in proton–proton collisions using hard probes,” J. Phys. G **44** (2017) no.6, 065001 [arXiv:1608.04784 [hep-ph]].
- [39] V. Khachatryan *et al.* [CMS], „Studies of inclusive four-jet production with two  $b$ -tagged jets in proton-proton collisions at 7 TeV,” Phys. Rev. D **94** (2016) no.11, 112005 [arXiv:1609.03489 [hep-ex]].
- [40] Z. Varga, R. Vértesi and G. Gábor Barnaföldi, „Modification of jet structure in high-multiplicity pp collisions due to multiple-parton interactions and observing a multiplicity-independent characteristic jet size,” Adv. High Energy Phys. **2019** (2019), 6731362 [arXiv:1805.03101 [hep-ph]].
- [41] Z. Varga, R. Vértesi and G. G. Barnaföldi, „Jet Structure Studies in Small Systems,” Universe **5** (2019) no.5, 132 [arXiv:1904.06389 [hep-ph]].
- [42] A. Ortiz and L. Valencia Palomo, „Probing color reconnection with underlying event observables at the LHC energies,” Phys. Rev. D **99** (2019) no.3, 034027, [arXiv:1809.01744 [hep-ex]].
- [43] T. A. Aaltonen *et al.* [CDF], „Study of the energy dependence of the underlying event in proton-antiproton collisions,” Phys. Rev. D **92**, no.9, 092009 (2015) [arXiv:1508.05340 [hep-ex]].
- [44] T. Martin, P. Skands and S. Farrington, „Probing Collective Effects in Hadronisation with the Extremes of the Underlying Event,” Eur. Phys. J. C **76** (2016) no.5, 299 [arXiv:1603.05298 [hep-ph]].
- [45] S. Acharya *et al.* [ALICE], „Underlying Event properties in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV,” JHEP **04** (2020), 192 [arXiv:1910.14400 [nucl-ex]].
- [46] V. Zaccolo [ALICE], „Particle production as a function of underlying-event activity measured with ALICE at the LHC,” [arXiv:1910.04457 [hep-ex]].
- [47] J. Adam *et al.* [ALICE], „Measurement of D-meson production versus multiplicity in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV,” JHEP **08** (2016), 078 [arXiv:1602.07240 [nucl-ex]].



- 
- [48] L. Gyulai, „Heavy-flavour production in proton–proton collisions with the ALICE experiment,” [arXiv:2011.12686 [hep-ex]], , to appear in the Proceedings of ICPPA2020.
- [49] A. Misák, „Háttéreseemény vizsgálata nehéz kvarkokkal az ALICE kísérletben”, BSc szakdolgozat, BME TTK (2018/19/2), [https://wigner.hu/~vertesi/publ/19-Misak\\_BSc\\_thesis.pdf](https://wigner.hu/~vertesi/publ/19-Misak_BSc_thesis.pdf).
- [50] P. A. Zyla *et al.* [Particle Data Group], „Review of Particle Physics,” PTEP **2020**, no.8, 083C01 (2020)  
<https://pdg.lbl.gov/2019/reviews/rpp2019-rev-monte-carlo-numbering.pdf>.
- [51] ROOT Data Analysis Framework, <https://root.cern>.
- [52] L. Valencia Palomo, „The ALICE experiment upgrades for LHC Run 3 and beyond: contributions from mexican groups,” J. Phys. Conf. Ser. **912**, no.1, 012023 (2017).
- [53] R. Vértési [ALICE], „Heavy-Flavor Measurements with the ALICE Experiment at the LHC,” Universe **5**, no.5, 130 (2019) [arXiv:1904.06180 [nucl-ex]].
- [54] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen and P. Z. Skands, „An introduction to PYTHIA 8.2,” Comput. Phys. Commun. **191** (2015), 159-177 [arXiv:1410.3012 [hep-ph]].
- [55] C. Y. Wong and G. Wilk, „Tsallis fits to  $p_T$  spectra and multiple hard scattering in pp collisions at the LHC,” Phys. Rev. D **87** (2013) no.11, 114007 [arXiv:1305.2627 [hep-ph]].