

D^0 mezonok differenciális hatáskeresztének mérése ultraperiférikus Pb+Pb ütközésekben

Kovács Balázs Csaba
ELTE Fizika BSc. III. évfolyam

Témavezető: dr. Veres Gábor
ELTE TTK, Atomfizikai Tanszék

2025. január 5.

Kivonat

Dolgozatomban bemutatom a D^0 mezon első ultraperiférikus Pb+Pb ütközésekben végzett differenciális hatáskeresztmetszet mérését, hangsúlyozva a saját hozzájáruláso-mat. Az ultraperiférikus ütközésekben az impakt paraméter meghaladja az atommag-sugár kétszeresét (klasszikus értelemben az ionok nem érintkeznek), így csak nagyon kis számú részecske keletkezik. Ezek az események mégis lehetőséget adnak az atommag vizsgálataira egy újszerű módszerrel. Az analízishez a CMS Együttműködésben 2023 őszén rögzített $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV (nukleonpáronkénti) tömegközépponti energiájú Pb+Pb ütközéseket használtunk fel. Olyan ütközéseket válogattunk ki, amelyekben az egyik atommag sértetlen maradt, míg a másik szétesett, amit a Nullaszögű Kaloriméter (Zero Degree Calorimeter, ZDC) detektorokban leadott energiák alapján tudtunk megtenni, amellyel a nyaláb irányába továbbhaladó neutronok számát lehet becsülni. A D^0 mezonokat a $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ bomlási csatornában rekonstruáltuk, ahol a vizsgált kinematikai tartomány $2 \text{ GeV} < D^0 p_T < 12 \text{ GeV}$, $-2 < D^0 y < 2$ volt.

Saját munkám az online eseményválogatás (triggerek) hatásfokának becslésére és az offline eseményválogatás (rapiditás rés feltétel) optimalizálására összpontosult. A rapiditás rés feltétel azt jelentette, hogy a detektor azon oldalán, amerre az egyben maradt atommag haladt, nem érzékelünk nagyenergiás részecskéket egy adott pszeudorapiditás tartományban. Ezen feltétel jelentősen növelte az adathalmaz tisztaságát, lehetővé téve a hadronikus (tehát nem ultraperiférikus) események hatékony kiszűrését. A mérés eredményeit összehasonlítottuk a legújabb perturbatív QCD modellek (Fixed Order + Next-to-Leading Log, FONLL) jóslataival, amelyek jó egyezést mutattak a mért értékekkel. Eredményeink új kísérleti információkkal szolgálnak a gluonok atommagon belüli viselkedésére az impulzusuk (x) és az impulzus-átadásuk (Q^2) széles tartományában, ezzel hozzájárulva az atommagban lejátszódó folyamatok mélyebb megértéséhez.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	4
1.1. Elméleti motiváció	4
1.2. Ultraperiférikus nehézion ütközések	4
1.3. D^0 mezonok keletkezése UPC Pb+Pb eseményekben	5
1.4. A CMS detektor	6
1.5. A Nullaszögű Kaloriméter (ZDC)	6
2. Saját eredmények	8
3. Felhasznált események kiválasztása	9
3.1. Mért és szimulált adathalmazok	9
3.2. Triggerek bemutatása	9
3.3. Offline eseményválogatás	9
3.4. Rapiditás rés optimalizálása	10
3.4.1. A HF kaloriméterek elektronikus zajának becslése	11
3.4.2. A HF detektorok viselkedése szimulációban	12
3.4.3. Ideális HF $E^{\max}$ küszöbenergia kiválasztása	13
3.5. D^0 mezonok rekonstrukciója és kiválasztása	17
4. A D^0 tömegspektrum illesztése	19
5. Triggerek hatásfoka	20
5.1. Jet trigger hatásfokának kiszámítása	21
6. Offline szelekció hatásfoka	22
6.1. ZDC X_n0_n szelekció hatásfoka	23
7. Differenciális hatáskeresztmetszet kiszámítása	25
8. Szisztematikus bizonytalanságok	26
8.1. Luminozítás és részecskepálya rekonstrukció	26
8.2. Elágazási arány hibája	26
8.3. Trigger hatásfokának bizonytalansága	26
8.3.1. Jet trigger hatásfokának bizonytalansága	26
8.3.2. Triggerhatásfok zártsági tesztje	27
8.4. Offline szelekció hatásfokának bizonytalansága	28
8.5. A D^0 tömegspektrumok illesztésének bizonytalansága	29
8.6. Rapiditás rés energiaküszöbe miatti bizonytalanság	30
9. Eredmények	30
10. Elméleti eredményekkel való összehasonlítás	32
11. Összegzés	33

A. Rövidítések és idegen nyelvű kifejezések jelentése**37**

1. Bevezetés

1.1. Elméleti motiváció

Az atommagok és protonok belső felépítésének vizsgálata új fizikai folyamatok megismerésére nyújt lehetőséget. A kvantum-színdinamika (QCD) faktorizációs határesetében a belső szerkezet leírására a kvarkok és gluonok parton eloszlásfüggvényeit (PDF, Parton Distribution Function) használhatjuk. A PDF-eket általában a parton és a teljes proton vagy atommag momentumarányának (Bjorken- x) és a folyamat virtualitásának (Q^2) függvényében adjuk meg. A PDF-ek kísérleti meghatározása a nem perturbatív természetük miatt csak indirekt, globális illesztések által lehetséges. Egy adott x_0 és Q_0^2 pontban kapott PDF értékek QCD evolúciós egyenletek segítségével átszámíthatók más (x, Q^2) pontokra, azonban az evolúciós egyenletek csak bizonyos tartományokban alkalmazhatók. A gluonok esetén közepes és nagy x és Q^2 értékeknél a PDF-ek evolúciója jól modellezhető lineáris egyenletekkel (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi, DGLAP [1, 2, 3]), azonban kis x értékeknél ezen egyenletek irreálisan nagy hatáskeresztmetszeteket jósolnak. A lineáris evolúciós egyenletekben a gluonok osztódása megengedett, azonban rekombinációja nem. A linearitás elvesztése a kis x -ek tartományában arra utalhat, hogy nagy gluonsűrűségeknél jelentőssé válhat a gluonok rekombinációja, mely a gluonok osztódását ellensúlyozva dinamikus egyensúlyra vezethet. Ezt a dinamikus egyensúlyt gluonszaturációnak [4] hívjuk. A gluonszaturáció Q_s karakterisztikus energiaskála alatt válik jelentőssé. Az elméleti jóslatok mind protonok, mind atommagok esetén jósolnak szaturációt, azonban a nehézion ütközésekben a szaturáció már nagyobb x értékeknél is jelentkezik geometriai skálázás miatt, és $Q_s > \Lambda_{\text{QCD}}$, így perturbatív QCD eljárások is alkalmazhatók. A gluonok atommagbeli viselkedésének jobb megértéséhez tehát az x és Q^2 tér széles tartományában kell méréseket végeznünk, a gluonszaturációt pedig a nagyon kis x értékeknél kell keresnünk. Dolgozatom eredményei felhasználhatóak a fentebb említett PDF-ek globális illesztéseinek javítására egy széles (x, Q^2) tartományon.

1.2. Ultraperiférikus nehézion ütközések

Az ultraperiférikus nehézion ütközésekben (Ultra-peripheral collision, UPC) az ütközés impakt paramétere nagyobb a kétszeres atommagsugárnál. Az általunk vizsgált eseményekben az egyik atommag elektromágneses teréből egy kvázi-valós foton kölcsönhat a másik atommag egy gluonjával és ebből a folyamatból egy nehéz kvark-antikvark pár keletkezik. A keletkezett kvarkok hadronizációja után jetek alakulnak ki, melyeket egy bizonyos energia felett már rekonstruálni tudunk. Ezekben az eseményekben átlagosan 5-20 töltött részecskenyomot tudunk rekonstruálni. Az ütközés után az atommag melyből a gluon származott szétesik, míg a másik mag egyben marad. Emellett az egyben maradt mag haladási irányában egy nagyenergiás részecskék nélküli rapiditás tartományra (ún. rapiditás résre) számítunk. Az ilyen UPC folyamatok előnye a centrális nehézion ütközésekkel szemben, hogy tisztább környezetet nyújtanak a „hideg”, de nagy sűrűségű maganyag vizsgálatára, mivel kevesebb részecske keletkezik átlagosan és minimális a kollektív effektusok hatása a végállapotra.

1.3. D^0 mezonok keletkezése UPC Pb+Pb eseményekben

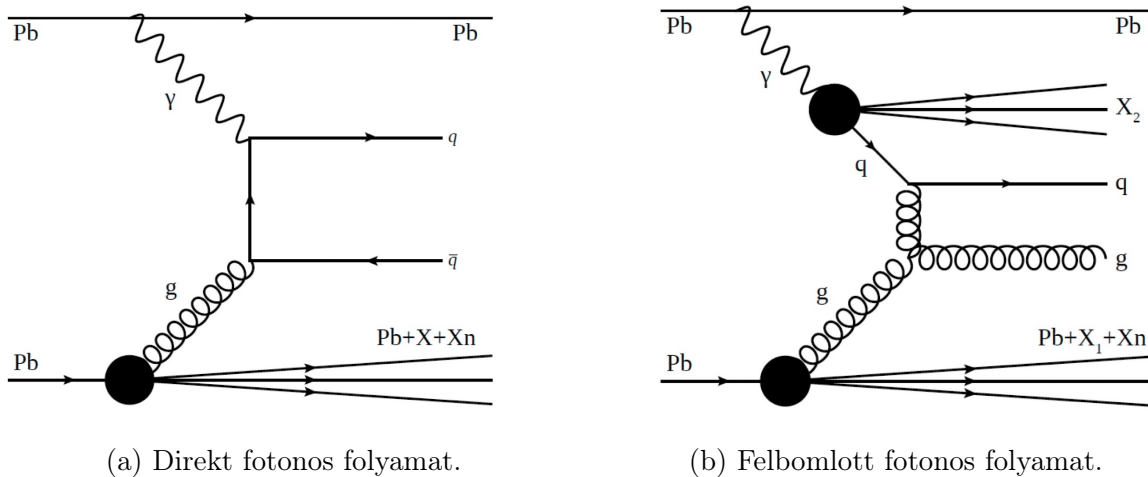
Az analízis során olyan UPC Pb+Pb eseményeket vizsgáltunk, amelyekben legalább egy D^0 mezon keletkezett. A D^0 mezonokat tartalmazó események vizsgálatának előnye, hogy a mezon nagy tömege miatt garantáltan azon tartományban mérünk, ahol perturbatív QCD számolások le tudják írni a hadronok keletkezését még $p_T = 0$ GeV/c esetén is [5]. Az ilyen eseményeket több szempont szerint is kategorizálhatjuk. Megkülönböztethetünk direkt és felbomlott (resolved) fotonokat tartalmazó eseményeket:

- **Direkt fotonos folyamatok:** Ezekben az eseményekben az egyik mag elektromos terének egy kvázi-valós fotonja kölcsönhat a másik mag egy gluonjával és így egy kvark-antikvark pár keletkezik. (lásd 1a. ábra)
- **Felbomlott fotonos folyamatok:** Ezen esetben a kvázi-valós foton először virtuális kvarkokká disszociál és az egyik ilyen kvark lép kölcsönhatásba a másik atommaggal. (lásd 1b. ábra)

Továbbá az ütközésből keletkező kvark-antikvark pár típusa szerint elkülöníthetők a következő kategóriák:

- **„Prompt” folyamatok:** Az ütközésben egy $c\bar{c}$ kvarkpár keletkezik, majd (legalább) az egyik kvark egy D^0 vagy $\bar{D}^0$ mezonná alakul.
- **„Non-prompt” folyamatok:** Az ütközésben egy $b\bar{b}$ kvarkpár keletkezik, melynek (legalább) egyik tagja először egy B^0 vagy $\bar{B}^0$ mezonná, majd a $B^0/\bar{B}^0$ egy $D^0/\bar{D}^0$ mezonná alakul.

Az események tulajdonságai és kiválasztási hatásfokai bizonyos mértékben függnék a fentebb említett két klasszifikációtól, azonban analízisünk eredménye magában foglalja az összes alosztályt és nem tett különbséget köztük. Ugyanakkor a szisztematikus bizonytalanságok becslésénél felhasználtuk az egyes eseménytípusokra számított hatásfokok eltéréseit.

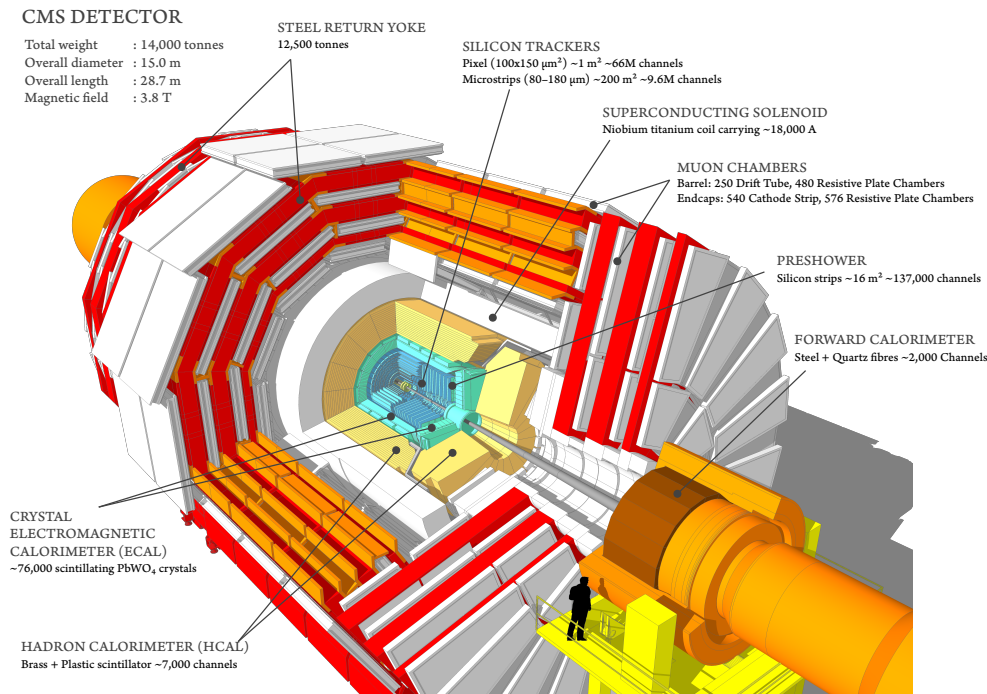


1. ábra. A direkt és felbomlott fotonos folyamatok Feynman-diagramjai.

1.4. A CMS detektor

A CMS detektor fő komponense egy 6 m belső átmérőjű szupravezető szolenoid, mely $B \approx 3.8$ T erősségű mágneses teret hoz létre belsejében. A szolenoidon belül találhatók szilícium alapú nyomkövető detektorok, elektromágneses (ECAL) és hadronikus (HCAL) kaloriméterek is. A detektor felépítése a 2. ábrán látható. A centrális detektorok pszeudorapiditás lefedettségét további ún. Forward kaloriméterek növelik. A kis szögben szórt semleges részecskéket (pl. neutronok) a Nullaszögű Kaloriméterekkel (Zero Degree Calorimeter, ZDC) érzékelhetjük. A ZDC detektorok az ütközési pont két átellenes oldalán, attól ≈ 140 méterre találhatók és az $|\eta| > 8.3$ tartományban képesek érzékelni semleges részecskéket (a töltött részecskéket a CMS detektorhoz közeli dipólmágnesek azelőtt eltérítik, hogy a ZDC-be jutnának).

Az ütközésekben keletkezett részecskéket a CMS particle-flow algoritmus [6] rekonstruálja több aldetektor jeleit kombinálva. A CMS detektor trigger rendszere két lépcsőből áll [7]. Az első lépésben (L1 trigger) dedikált hardver processzorok dolgozzák fel a gyors kaloriméterek és müonkamrák jeleit, ezzel jelentős adatmennyiség csökkenést elérve. A második lépésben az L1 triggeren továbbjutó eseményeken egyszerűsített rekonstrukciót hajt végre az ún. High-Level Trigger (HLT), itt már finomabb válogatásra is lehetőség van. A CMS detektor és a használt koordinátarendszer részletesebb bemutatása megtalálható az [8] forrásban.

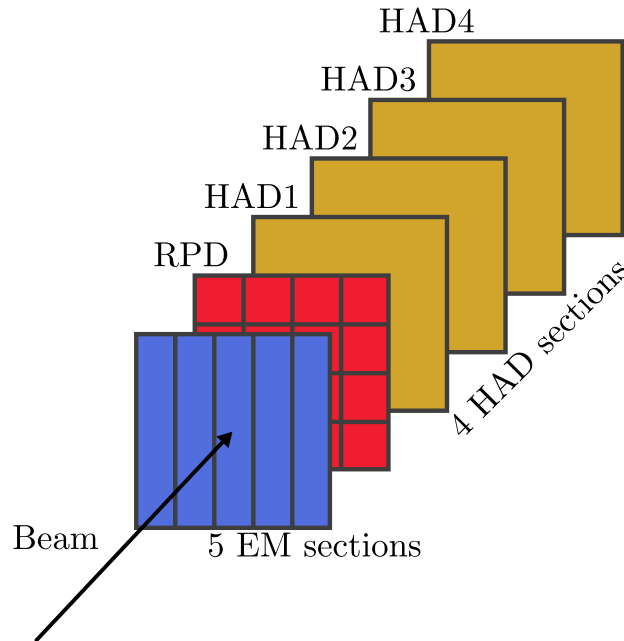


2. ábra. A CMS detektor felépítése és főbb komponensei. Forrás: [9]

1.5. A Nullaszögű Kaloriméter (ZDC)

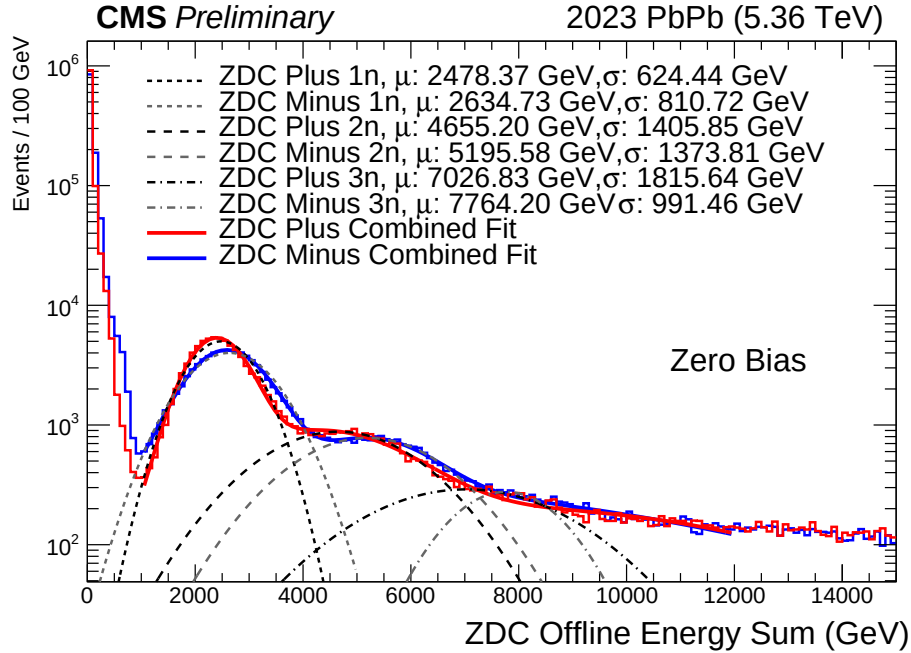
A Nullaszögű Kaloriméter (ZDC) az analízis egyik legfontosabb eleme, ezért működését részletesebben is bemutatom. A ZDC detektorok az ütközési pont két átellenes oldalán,

attól ≈ 140 méterre találhatók. Mindkét ZDC három részből áll: elektromágneses kaloriméterek (EM), reakciósík detektor (RPD) és hadronikus kaloriméterek (HAD) (lásd 3. ábra). Számunkra csak a ZDC-be jutó neutronok energiája számít, ezért csak az EM és HAD részeket kell használnunk. A beérkező részecskék először az öt csatornából álló, vízszintesen szegmált, elektromágneses kaloriméterrel (EM) találkoznak. A nehezebb hadronok viszonylag kis energialeadással áthaladnak az EM részen, míg a fotonok elnyelődnek benne. A hadronok energiájuk nagy részét a HAD részben hagyják részecskezápork formájában, melyek energiáját mérni tudjuk. A HAD kaloriméter 4 szekcióra van osztva, mellyel mérhető, hogy milyen mélyen történt az energialeadás a detektorban.



3. ábra. Egy ZDC detektor sematikus felépítése. Az elektromágneses kaloriméter csatornák kékkel, a reakciósík detektor pirossal és a hadronikus kaloriméter csatornák sárgával vannak jelölve.

A nehézion ütközések során a ZDC-ben hagyott energia nagyrészt az atommagokról leszáradt neutronoktól származik, így megfelelő energiafelbontás esetén a ZDC jele felhasználható az előreszórt neutronok számának mérésére. A ZDC-ben hagyott teljes energiát az EM és HAD szekciókban hagyott energia súlyozott összegeként kaphatjuk meg, melyet előzetesen kalibrálni kell a maximális energiafelbontás érdekében. A ZDC energiaeeloszlására egy példa a 4. ábrán látható. Az eloszlás nulla körüli csúcsa elektronikus zajhoz tartozik, míg az utána következő csúcsok (ezek az ábrán Gauss görbével vannak illesztve) az 1, 2 illetve 3 neutron észleléséhez tartozó energiák. Látszik hogy az energiaeeloszlás alapján jól eldönthető, hogy érkezett-e neutron a detektorba, ha egy vágást helyezünk a nulla körüli csúcs és az első Gauss-csúcs közti minimumhoz.



4. ábra. A ZDC detektorokban hagyott energia eloszlása és a rá illesztett 1, 2 illetve 3 neutronhoz tartozó csúcsok. (A piros görbe a $+z$ irányba eső, a kék görbe a $-z$ irányba eső ZDC detektorhoz tartozik.)

2. Saját eredmények

Munkám során az CMS Nehézion Fizikai Csoportjának projektjébe kapcsolódtam be, főleg a MIT Relativistic Heavy Ion Group tagjaival együttműködve. Az analízis több különböző szegmenséhez is hozzájárultam. A fő területek, melyekben részt vettem a következők voltak: triggerek hatásfokának kiszámítása, rapiditás rés energiaküszöbének megválasztása, szimuláció és mérés egyezésének vizsgálata, továbbá az előbb felsoroltakból származó szisztematikus hibák becslése.

Az analízis célja egy differenciális hatáskeresztmetszet meghatározása volt, melyhez ismernünk kell az adathalmazban keletkezett D^0 mezonok számát, ezért a végső eredményhez elengedhetetlen volt a triggerek hatásfokának ismerete. Az analízisben használt triggereknek két komponense volt, az egyik komponens a ZDC detektorok jelét használta, a másik pedig bizonyos energia feletti jeketet keresett az eseményekben. A triggerhatásfok miatti korrekció a jetek esetén volt a legjelentősebb és ennek megállapítása az én feladatom volt. A triggerkorrekcióról részletes leírás a 5. és 8.3.1. fejezetekben található.

A rapiditás rés az eseményválogatás egyik legfontosabb lépése, mely jelentősen csökkentette az adathalmaz hadronikus eseményekből származó szennyeződését. Munkám során részletesen megvizsgáltam a rés energiaküszöbének viselkedését és megállapítottam az optimális értékét. A rapiditás résről és munkámról részletes leírás a 3.4. és 8.6. fejezetekben olvasható.

3. Felhasznált események kiválasztása

3.1. Mért és szimulált adathalmazok

Az analízishez használt kísérleti adatokat 2023. szeptemberében és októberében rögzítette a CMS Együttműködés. Az ütközések nukleononkénti tömegközépponti energiája $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.36 \text{ TeV}$ volt, és az adathalmaz integrált luminozitása közelítőleg $\mathcal{L} = 1.38 \text{ nb}^{-1}$.

Az analízis során több korrekcióhoz is szimulációs eredményeket használtunk. A szimulált adatokat a *Pythia* 8 Monte Carlo (MC) szimulációs szoftverrel [10] generáltuk, felhasználva továbbá a *GEANT4* [11] és *EVTGEN* 2.0.0 [12] szoftvercsomagokat. A generált eseményeket súlyokkal láttuk el elméleti FONLL (Fixed Order + Next-to-Leading Log) számolások alapján egy realisztikusabb $D^0 p_T$ és y spektrum érdekében.

3.2. Triggerek bemutatása

A kísérleti adatok felvételéhez UPC ütközésekre kifejlesztett algoritmusokat alkalmaztunk. Az analízisben kétfajta trigger konfigurációt használtunk, attól függően, hogy az eseményben található D^0 mezon mekkora transzverz irányú momentummal ($D^0 p_T$) rendelkezett:

- **$2 \text{ GeV}/c < D^0 p_T < 5 \text{ GeV}/c$:** Az L1 trigger szintjén megköveteltük, hogy legalább az egyik oldali ZDC detektor jele legyen alacsonyabb, mint az 1 neutron által detektorban leadott energia (L1 ZDC OR). Ez olyan eseményeket engedett át, melyekben legalább az egyik atommag egyben maradt az ütközés után.
- **$5 \text{ GeV}/c < D^0 p_T < 12 \text{ GeV}/c$:** Az L1 trigger szintjén megköveteltük, hogy az egyik ZDC jele az 1 neutronnak megfelelő energia felett legyen, míg a másik ZDC jele az 1 neutronnak megfelelő energia alatt (L1 ZDC XOR). Egy konzervatívabb feltétel érdekében az alsó és felső energiaküszöbök nem voltak azonosak egymással. A ZDC XOR feltételen kívül egy legalább 8 GeV energiájú rekonstruált jet létezése is elvárás volt ebben az esetben (L1 Jet8). Tehát ez a trigger olyan ütközéseket választott ki, melyekben az egyik atommag egyben maradt, míg a másik legalább egy neutront kibocsátott, továbbá egy jet is észlelhető volt az eseményben.

A HLT szintjén csak a pixelcsoportok maximális számán alkalmaztunk egy vágást, melynek hatása az igazi UPC eseményeken elhanyagolható volt. A két különböző trigger használatának oka az volt, hogy a jetek rekonstrukciója alacsony p_T esetén nagyon kis hatásfokú, ezért itt nem alkalmazható a jetekre vonatkozó trigger feltétel. Ugyanakkor nagyobb p_T esetén érdemes használnunk a jet triggeret, mivel jelentősen növelik a számunkra érdekes, felvett események számát.

3.3. Offline eseményválogatás

A rögzített és már rekonstruált események közül további feltételek segítségével kell kiválasztanunk az általunk vizsgált folyamatokat. Ezeket a feltételeket úgy optimalizáltuk, hogy a háttérfolyamatok minél nagyobb hányadát kiszűrjék, ugyanakkor az igazi D^0 mezont létrehozó UPC ütközéseken a lehető legkisebb hatásuk legyen. A releváns háttérfolyamatok hadronikus

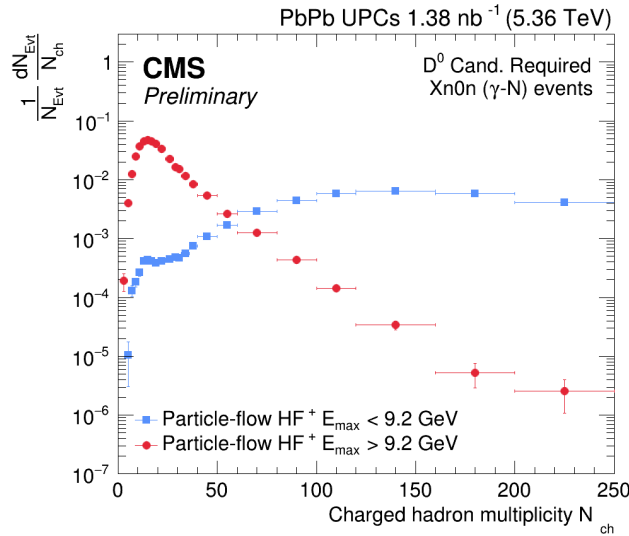
Pb-Pb ütközésekből, $\gamma\gamma$ folyamatokból, „beam gas” részecskékből és kozmikus sugárzásból származó események voltak. Az eseményszelekciónál használt feltételek a következők voltak:

- Legalább egy „jól” rekonstruált vertexnek (vertex jelentése: A. függelékben) lennie kellett az eseményben és az elsődleges vertex z koordinátája a nominális ütközési pont 15 cm-es környezetébe kellett esnie ($|v_x| < 15$ cm).
- Az eseményben maximum 3 rekonstruált vertex volt megengedett ($n_{Vtx} \leq 3$). Ez a feltétel kihasználja, hogy egy kis multiplicitású eseményekre optimalizált rekonstrukciót használtunk, amely miatt az UPC eseményekben általában 1-2 vertexet várunk, míg hadronikus ütközéseknél a rekonstrukció jóval több vertexbe csoportosítja a sok részecskepályát. UPC események esetén az elsődleges vertex (ütközési pont) mellett egy másodlagos vertex is sokszor rekonstruálható, amely a D^0 mezon bomlásához tartozik.
- A detektor miatti háttér („beam gas”, „beam halo”) kiszűrő feltétel a kaloriméterek energiamintázatai alapján. Ennek a feltételnek közel elhanyagolható volt a hatása az adathalmazra. (MET filter [13])
- **ZDC feltétel:** Az egyik oldali ZDC detektor jelének el kellett érnie az 1 neutron által detektorban leadott átlagos energia értékét (Xn oldal), míg a másik detektor jelének ezen energiaküszöb alatt kellett maradnia (0n oldal). Ez a triggerben használt ZDC feltételeknél szigorúbb feltétel volt.
- **Rapiditás rés:** Lásd 3.4. fejezetben.
- Az eseményekben legalább egy rekonstruált és kiválasztott D^0 mezonnak lennie kellett. A D^0 mezonok kiválasztásáról a 3.5. fejezetben található részletes leírás.

3.4. Rapiditás rés optimalizálása

Az egyik legfontosabb offline szelekciós feltétel egy rapiditás rés volt a 0n oldali ZDC irányában. A rapiditás rés azt jelentette, hogy nem észleltünk egyetlen részecskét sem egy bizonyos energia felett a Forward (HF) kaloriméterben ($3 < |\eta| < 5.2$) a detektor azon oldalán, amerre a ZDC jele az 1 neutronnak megfelelő küszöbérték alatti volt. Mostantól nevezzük az $3 < |\eta| < 5.2$ tartományban talált legnagyobb energiájú részecske energiáját $E^{\max}$ -nak.

A rapiditás rés feltétel jelentősen csökkentette a hadronikus események számát az adathalmazban, mivel azokban a rést szinte mindig betöltik nagyenergiás részecskék. Az 5. ábrán látható az események multiplicitása (töltött részecskék száma) két kategóriára bontva, a piros adatpontok olyan eseményeket jelölnek, ahol a rapiditás rés feltétele teljesült, míg a kék pontok esetén a rés be volt töltve. Leolvasható, hogy a rapiditás rést tartalmazó események multiplicitás eloszlása exponenciálisan csökken. Emellett a rapiditás rés nélküli események multiplicitás eloszlása jóval nagyobb értékekig kiterjed, ahogy azt a hadronikus eseményektől várnánk is.



5. ábra. Az eseményekben rekonstruált töltött részecskepályák számának (multiplicitásának) eloszlásai, ha megköveteljük a rapiditás rész feltételt (piros) és ha a feltétel ellentettjét vesszük (kék). A felhasznált események Xn0n geometriájúak voltak és tartalmaztak legalább egy rekonstruált D^0 mezont. A jelmagyarázatban a „particle-flow” kifejezés rekonstruált részecskékre utal.

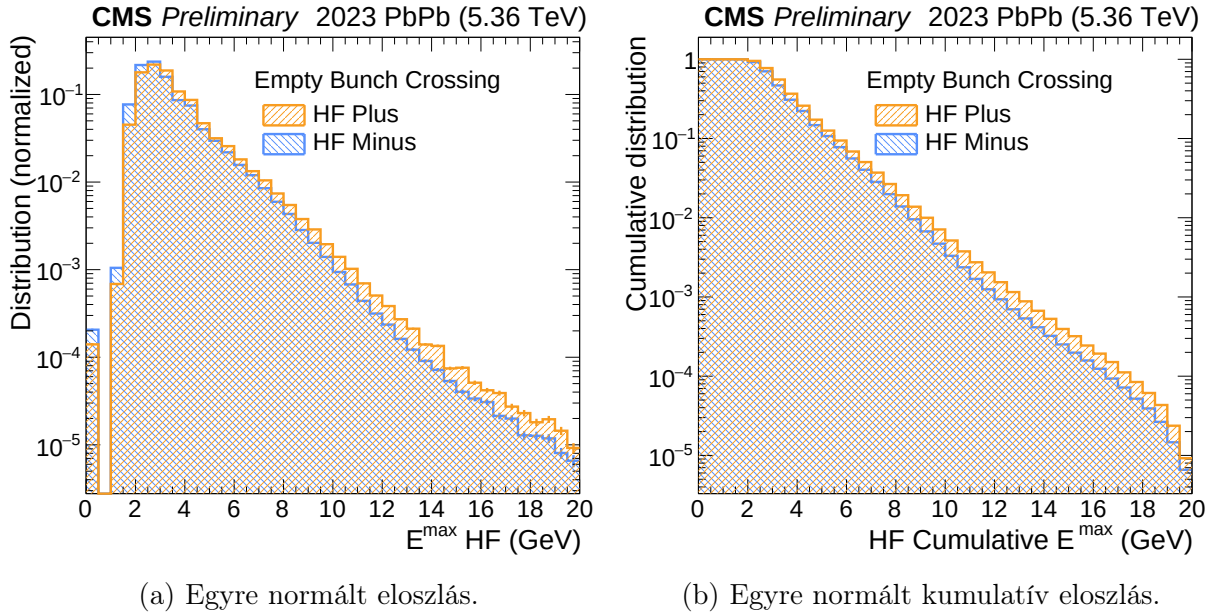
Az analízis során saját feladatomban volt a rapiditás rész energiaküszöbének kiválasztása és optimalizálása. Az energiaküszöb kiválasztásakor három fő szempontot kellett figyelembe vennem:

- Az energiaküszöbnek magasabb energiánál kellett lennie, mint a Forward kaloriméterek elektronikus zaja, mind a valós mérésben, mind a szimulációban.
- Maximalizálni szeretnénk volna a szelekció hatásfokát a tényleges D^0 mezont létrehozó UPC eseményekre.
- Minimalizálni kellett a hatásfokkülönbséget a direkt és a felbomlott fotonos folyamatok közt.
- Az energiaküszöb kellően alacsony kellett, hogy legyen a hadronikus események eltávolításához az adathalmazból.

3.4.1. A HF kaloriméterek elektronikus zajának becslése

A HF kaloriméterek elektronikus zajának kísérleti vizsgálatára olyan üres eseményeket használtam, ahol nem voltak részecskecsomagok a CMS detektorban, így ütközés sem történt. Az ilyen eseményekben a nem nulla kaloriméter energiát az elektronikus zaj okozza. Az $E^{\max}$ változó eloszlása üres eseményekben a HF+ (+z irányban található) és HF− (−z irányban található) detektorokban a 6. ábrán látható. A HF+ és HF− detektorok elektronikus zajának eloszlása közt nem tapasztaltam szignifikáns eltérést, a HF+ oldal esetén kicsivel nagyobb az átlagos zajszint. A jobb oldali ábrán látható, hogy az események nagyjából 1%-a rendelkezik $E^{\max} > 8$ GeV energiával a zaj miatt. A zaj eloszlását a HF detektor kisebb η

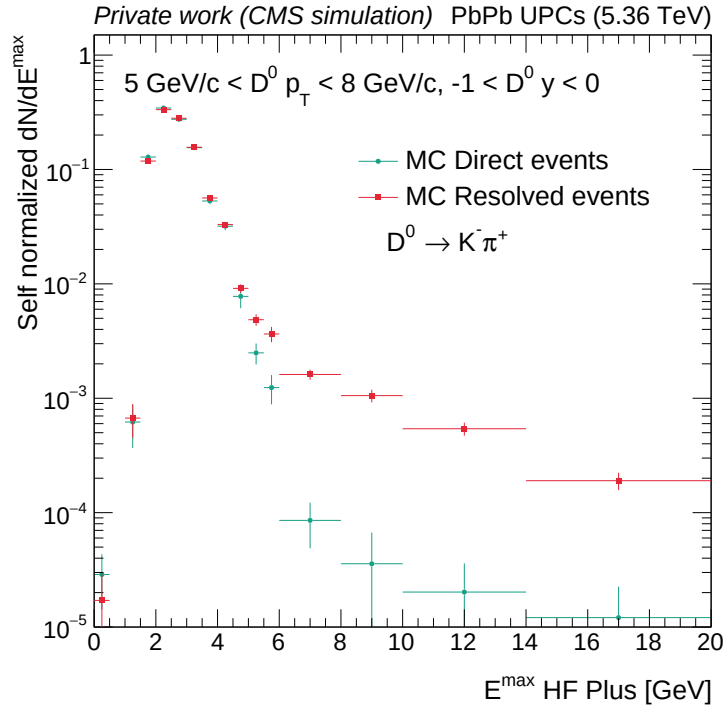
tartományaiban külön-külön is megvizsgáltam és nem tapasztaltam jelentős különbséget a különböző tartományok zajszintjei közt.



6. ábra. A HF+ és HF– detektorok $E^{\max}$ eloszlása üres eseményekben, ahol nem történt ütközés.

3.4.2. A HF detektorok viselkedése szimulációban

Az események kiválasztásának hatásfokát a szimulációból kapjuk az analízis során, ezért fontos megvizsgálni az $E^{\max}$ energiaeioszlást a szimulációban is. A szimuláció nem tartalmazott háttér folyamatokat. A szimulált eseményeket szétválasztottam direkt és felbomlott fotonos folyamatokra, és a HF detektor $E^{\max}$ eloszlását azon az oldalon vizsgáltam, ahol a rapiditás rést várnánk (ehhez a rapiditás rés feltételét kikapcsoltam). Az eloszlásokra egy példa a 7. ábrán látható. Az ábráról leolvasható, hogy a felbomlott fotonos folyamatok jóval nagyobb energiát hagyhatnak a HF detektorban, mint a direkt fotonos folyamatok. Ennek oka, hogy a foton disszociációjakor létrejött részecskék a 0n oldali HF detektorba juthatnak, míg a disszociáció hiányában ez nagyon valószínűtlen. Ezáltal tehát a direkt fotonos folyamatokhoz tartozó $E^{\max}$ eloszlásból megkapjuk a szimulációban a HF detektor elektronikus zajjának eloszlását. Ha összehasonlítjuk a szimulációban és a mérésben az elektronikus zaj eloszlását, akkor látható, hogy a szimuláció erősen alulbecsüli az elektronikus zajszintet. A szimulációban a zaj nem terjed $E^{\max} \approx 5\text{-}6$ GeV fölé, míg a valóságban $E^{\max} \approx 8\text{-}9$ GeV-ig is kiterjed a zaj eloszlása.



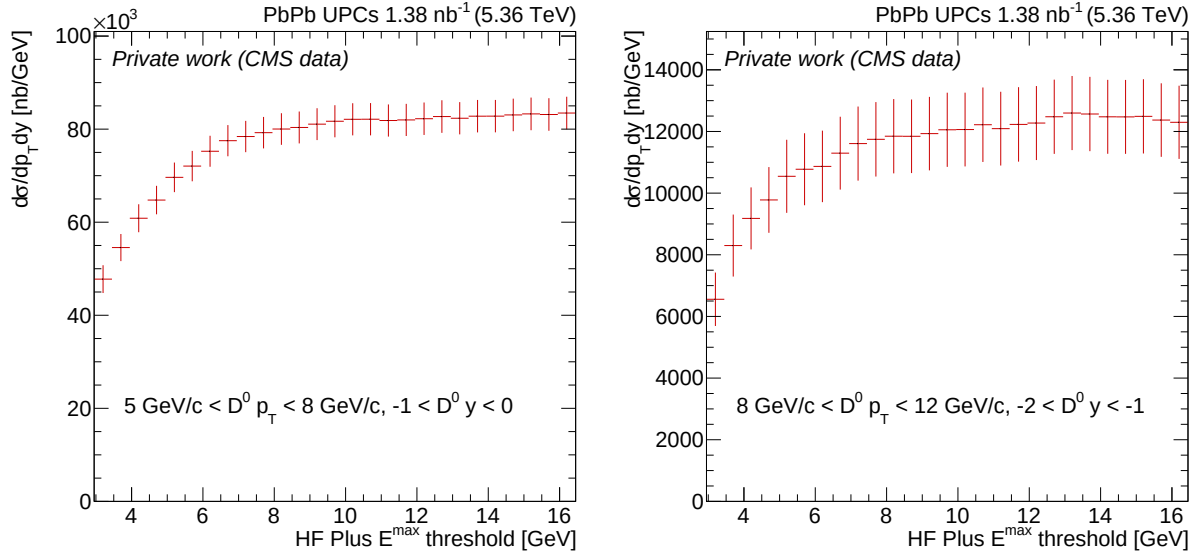
7. ábra. A HF+ detektor $E^{\max}$ eloszlása szimulált Xn0n eseményekben egy adott ($D^0 p_T$, $D^0 y$) binben ábrázolva. A zöld pontok direkt fotonos, a piros pontok felbomlott fotonos folyamatokból készültek.

3.4.3. Ideális HF $E^{\max}$ küszöbenergia kiválasztása

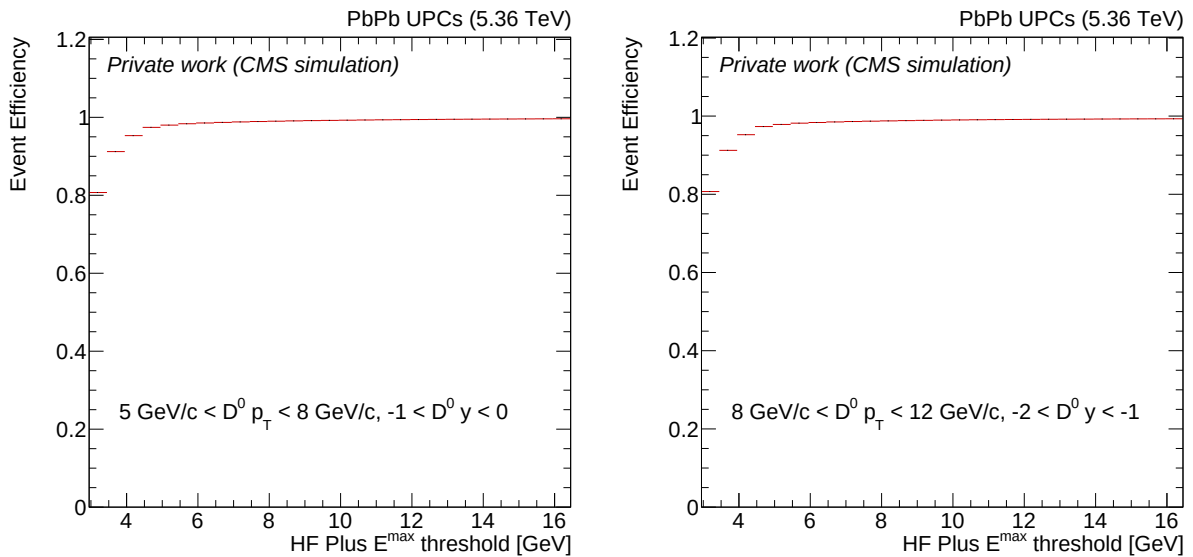
Az optimális energiaküszöb kiválasztásához megvizsgáltam, hogy hogyan függ a differenciális hatáskeresztmetszet értéke és az offline szelekció hatásfoka az energiaküszöbtől. A számolást minden ($D^0 p_T$, $D^0 y$) binben elvégeztem, két példa a kapott hatáskeresztmetszet és hatásfok görbékre a 8. és 9. ábrákon láthatóak. Ha a szimuláció tökéletesen korrigálná a rapiditás rész feltétel hatásfokát, akkor konstans differenciális hatáskeresztmetszetet várnánk az ábrákon, ehhez képest két jól elkülöníthető szakaszt látunk a differenciális hatáskeresztmetszetek ábráin:

- Az első szakaszon, nagyjából $E^{\max} < 8$ GeV-nél, a differenciális hatáskeresztmetszet nő az energiaküszöb növelésével. Ennek oka az, hogy a szimuláció alulbecsüli, hogy hány eseményt veszünk az elektronikus zaj miatt a valóságban, mivel a szimulációs zajszint alacsonyabb, mint a valós zajszint, ahogy azt már korábban láttuk. Ez a zajszintbeli eltérés a hatásfok felülbecsléséhez vezet és így kisebb korrigált hatáskeresztmetszeteket kapunk. Továbbá látszik, hogy a szelekció hatásfoka a hatáskeresztmetszetenél hamarabb ellaposodik $E^{\max} \approx 5$ GeV-nél, ami konzisztens a szimuláció zajeloszlásának végével.
- A differenciális hatáskeresztmetszetek $E^{\max} \approx 8-9$ GeV után ellaposodnak, mivel az elektronikus zaj miatti veszteség elhanyagolhatóvá válik. Itt a hatásfok értékek is konstanssá válnak. A közel konstans hatáskeresztmetszetek azt is jelentik, hogy a vizsgált $E^{\max} < 16$ GeV tartományon a hadronikus események miatti háttér nagyon kis mértékű és nem túl érzékeny az energiaküszöb változására, hiszen az ilyen háttér folyamatok

a hatáskeresztmetszet további gyors növekedéséhez vezetnének. A kevés hadronikus háttér főleg annak köszönhető, hogy a vizsgálat során megköveteltük az $Xn0n$ ZDC feltételt és a D^0 mezon rekonstrukcióját és kiválasztását, amik jelentősen lecsökkentik a háttér folyamatok miatti szennyeződést.



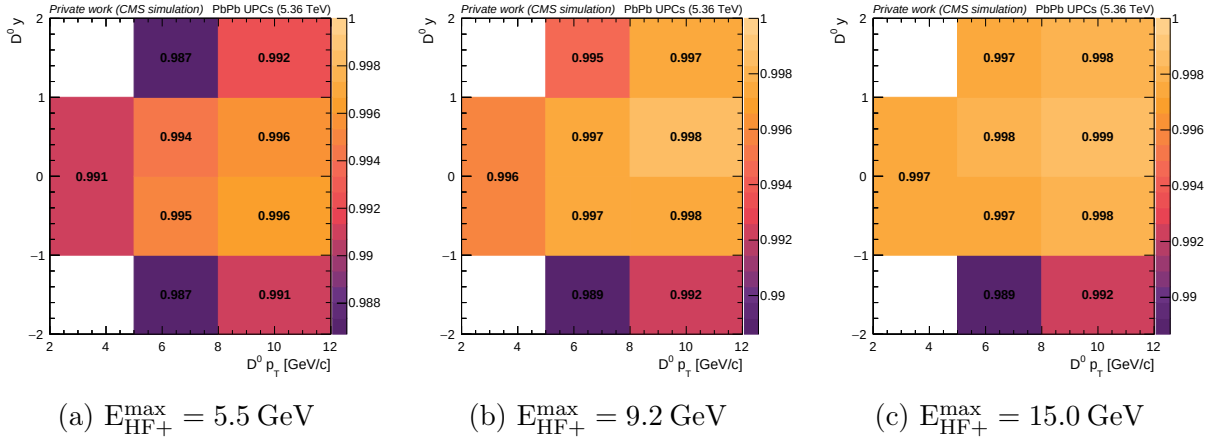
8. ábra. A differenciális hatáskeresztmetszet függése két binben a rapiditás rész energiaküszöbének függvényében. Az ábrákhoz csak $Xn0n$ geometriájú eseményeket használtam.



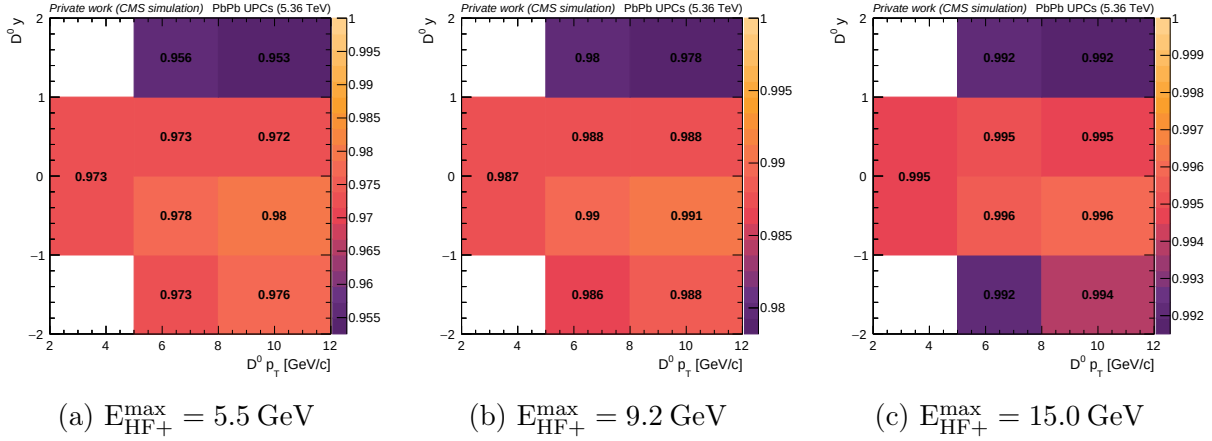
9. ábra. Az offline szelekció D^0 feltételek nélküli hatásfokának függése két binben a rapiditás rész energiaküszöbének függvényében. Az ábrákhoz csak $Xn0n$ geometriájú eseményeket használtam.

Az eredmények alapján a HF+ detektor esetén $E_{\text{HF}+}^{\text{max}} = 9.2 \text{ GeV}$ -et, a HF– detektor esetén $E_{\text{HF}-}^{\text{max}} = 8.6 \text{ GeV}$ -et választottam a rapiditás rés energiaküszöbének. Ezek a küszöbértékek más, azonos adathalmazon folyó analízisekkel összhangban vannak és biztosítják, hogy az elektronikus zaj miatti hatásfokveszteség 1% alatti. Az energiaküszöb választásához tartozó szisztematikus hibáról a 8.6. fejezetben található leírás.

A választott energiaküszöb esetén összehasonlítottam a direkt és felbomlott fotonos folyamatok offline szelekciós hatásfokait. Erre azért van szükség, mivel a felbomlott fotonos folyamatokban E^{max} nagyobb értékei is lehetségesek (lásd 7.), így a szelekciós hatásfok alacsonyabb lehet ezen eseményekre. A kétféle folyamat offline hatásfokai (a D^0 szelekció hatásfokait leválasztva) a 10. és 11. ábrákon láthatók. Leolvasható, hogy a felbomlott fotonos folyamatokra vett hatásfok tényleg alacsonyabb, azonban a választott $E_{\text{HF}+}^{\text{max}} = 9.2 \text{ GeV}$ -es határnál a legnagyobb eltérés is 1.5% körüli, míg a hatásfokok 98% felettiek, tehát minimális a kétféle folyamat adathalmazbeli arányára gyakorolt hatás.

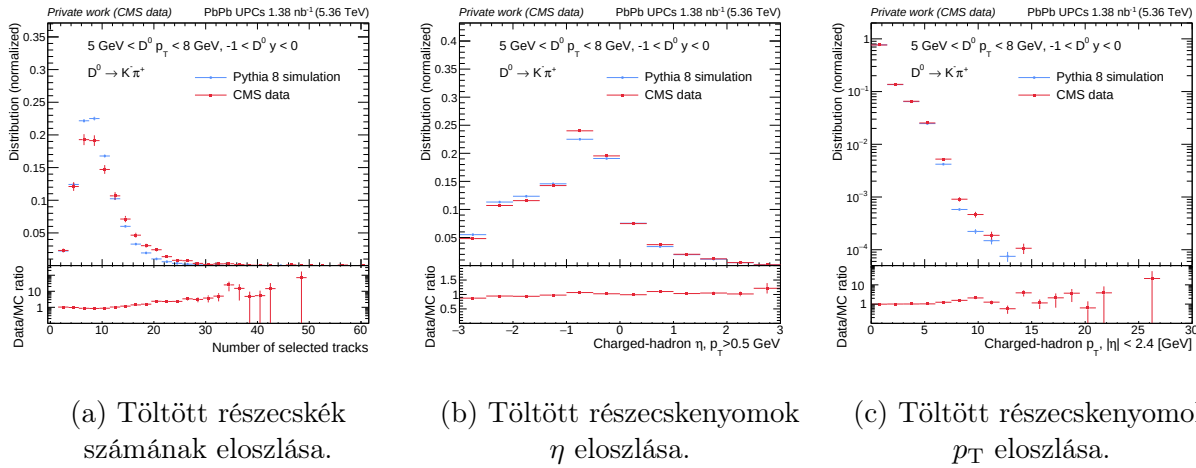


10. ábra. A direkt fotonos folyamatok offline szelekciós hatásfokai (a D^0 feltétel hatásfokát leválasztva) különböző rapiditás rés energiaküszöbök esetén. A hatásfokok Xn0n geometriájú eseményekre értendők.

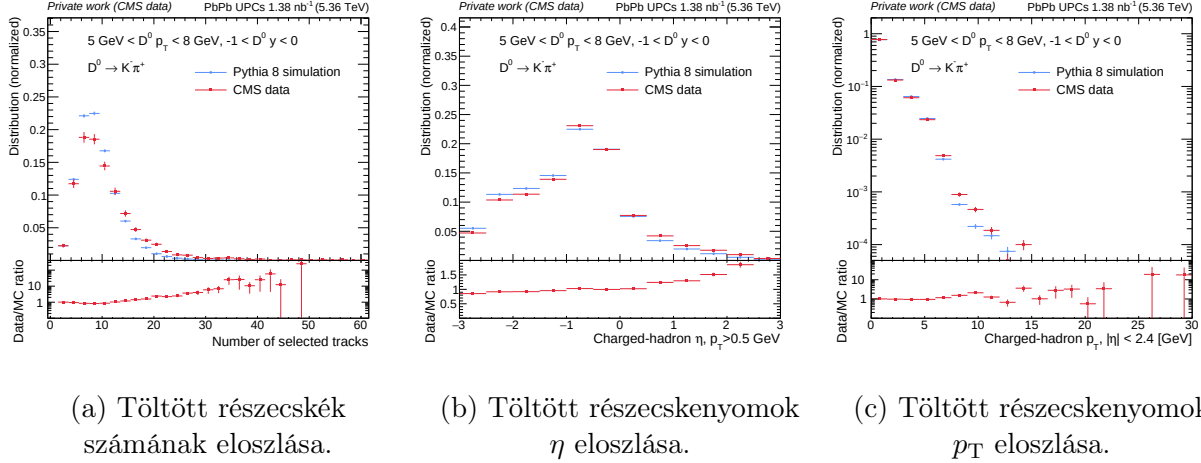


11. ábra. A felbomlott fotonos folyamatok offline szelekciós hatásfokai (a D^0 feltétel hatásfokát leválasztva) különböző rapiditás rés energiaküszöbök esetén. A hatásfokok $Xn0n$ geometriájú eseményekre értendők.

A hadronikus események számunkra háttérrel jelentenek, ennek a háttérnek az ellenőrzésére megvizsgáltam az erre érzékeny változók eloszlásait a mérésben és a szimulációban az energiaküszöb növelése esetén. Erre példák a 12. és 13. ábrákon láthatók (a szimuláció nem tartalmazott hadronikus háttérrel). Az eloszlások minimális változást mutatnak az energiaküszöb 15 GeV-re való növelése esetén is, ami alapján még ilyen magas energiaküszöbnél is kicsi a hadronikus háttér, tehát az általunk használt küszöbérték kellően alacsony a hadronikus események kiszűrésére.



12. ábra. $E_{\text{HF}+}^{\text{max}} = 9.2 \text{ GeV}$ -es rapiditás rés energiaküszöb esetén kapott eloszlások. A kék pontok szimulált adatok, a piros pontok mért adatok. Az eloszlás elkészítéséhez csak $Xn0n$ geometriájú eseményeket használtam az analízis egy $(D^0 p_T, D^0 y)$ binjéből.

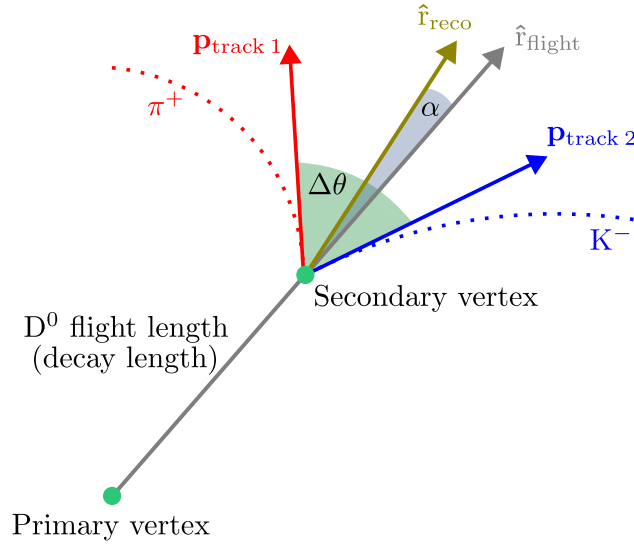


13. ábra. $E_{\text{HF}+}^{\text{max}} = 15.0$ GeV-es rapiditás rés energiaküszöb esetén kapott eloszlások. A kék pontok szimulált adatok, a piros pontok mért adatok. Az eloszlás elkészítéséhez csak Xn0n geometriájú eseményeket használtam az analízis egy $(D^0 p_T, D^0 y)$ binjéből.

3.5. D^0 mezonok rekonstrukciója és kiválasztása

Az eseményekben keletkező D^0 mezonokat csak bomlástermékeik alapján tudjuk rekonstruálni. A mezonok kiválasztása a [14] forráshoz hasonlóan történt. Az ütközésben létrejött c vagy $\bar{c}$ kvark az ütközési ponthoz (elsődleges/„primary” vertex) nagyon közel D^0 mezonná bomlik, viszont ez a mezon csak jóval később bomlik el (másodlagos/„secondary” vertex), ezért mérhető távolság van a két bomlás helye közt („decay length”).

A D^0 mezonok rekonstrukciójához olyan ellentétes töltésű részecskepálya párokat vizsgálunk, melyek közel metszik egymást és négyesimpulzusukat kombinálva invariáns tömegükre igaz, hogy $|m - m_{D^0, \text{PDG}}| < 0.2 \text{ GeV}/c^2$ ($m_{D^0, \text{PDG}}$ a PDG [15] adatbázisban szereplő D^0 mezon tömeg). A rekonstrukció során sajnos nem ismerjük kezdetről fogva, hogy a részecskenyomok milyen típusú részecskéhez tartoztak, így a részecskék tömegét sem, ami viszont szükséges a négyesimpulzusok meghatározásához. A tömegekre hipotézist tehetünk az analízisben vizsgált bomlási csatornák alapján ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ és $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$), ahonnan két lehetőséget is ki kell próbálnunk, aszerint, hogy melyik pálya tartozott a pionhoz és melyik a kaonhoz. A rekonstrukció sematikus rajza a 14. ábrán látható.



14. ábra. A D^0 mezonok rekonstrukcióját szemléltető sematikus rajz.

Egy eseményben kettőnél jóval több részecskenyomot látunk, így az eddig leírt eljárás jelentős mennyiségű hamis D^0 mezon jelöltet is eseményez (például valójában csak két véletlen találkozó pálya miatt), ezért további feltételeket kell kiszabnunk a rekonstruált D^0 mezonokra. Ezen feltételek optimalizálásának érdekében egyaránt felhasználtuk korábbi analízisek eredményeit és egy gépi tanuláson alapuló módszert. A hamis részecskenyomok kiszűrése miatt elvártuk, hogy a két felhasznált pályára $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ és egy minőségi feltétel („high-purity” [16]) teljesüljön. Továbbá az 1. táblázatban található szűrési feltételeket is megköveteltük, melyek függtek a vizsgált D^0 kinematikai tulajdonságaitól. A használt változók definíciója a következő volt (szemléletes jelentésüket lásd a 14. ábrán):

- $\Delta\theta$: A D^0 mezon rekonstrukciójához használt két részecskenyom momentumvektorai által bezárt szög.
- α : A D^0 mezon rekonstrukciójához használt két részecskenyom összmomentum vektora és az elsődleges és másodlagos bomlási vertexek pozícióit összekötő vektor által bezárt szög.
- $d_0/\sigma(d_0)$: Az elsődleges ($c \rightarrow D^0$) és másodlagos ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$) bomlások pozíciói közti távolság elosztva a saját bizonytalanságával.
- „Vertex probability”: A másodlagos vertex rekonstrukciójakor a vertexhez rendelt χ^2 érték, mely arra utal, hogy milyen minőségben tudtuk rekonstruálni ezt a vertexet.

A felsorolt változók eloszlásait szimulációban is vizsgáltuk, hogy jobban megértsük a hamis és valós D^0 jelöltek közti különbséget. A valódi D^0 mezonok esetében általában nagyobb volt a távolság az elsődleges és másodlagos vertexek közt. Ugyanakkor vigyáznunk kellett rá, hogy egy túl erős szelekció ezen a távolságon torzíthatta volna a prompt és non-prompt folyamatok arányát az adathalmazban, mivel a non-prompt eseményekben alapvetően nagyobb a két vertex közti táv. A Vertex Probability változó eloszlása valódi D^0 jelöltekre közel konstans volt, míg hamis jelöltek esetén jelentős csúcsa volt 0 környékén.

$D^0 y $	$D^0 p_T [\text{GeV}/c]$	$\alpha [\text{rad}]$	$d_0/\sigma(d_0)$	Vertex Probability	$\Delta\theta [\text{rad}]$
0–1	2–5	< 0.4	> 2.5	> 0.1	< 0.5
	5–8	< 0.35	> 3.5	> 0.1	< 0.3
	8–12	< 0.4	> 3.5	> 0.1	< 0.3
1–2	2–5	< 0.2	> 2.5	> 0.1	< 0.3
	5–8	< 0.25	> 3.5	> 0.1	< 0.3
	8–12	< 0.25	> 3.5	> 0.1	< 0.3

1. táblázat. A D^0 mezonok kiválasztásának feltételei a különböző kinematikai tartományokban.

4. A D^0 tömegspektrum illesztése

A D^0 mezonok differenciális hatáskeresztmetszetének meghatározásához szükségünk van az adathalmazban keletkezett mezonok számára. Ennek megállapítása a D^0 tömegspektrumon végzett illesztés segítségével történt.

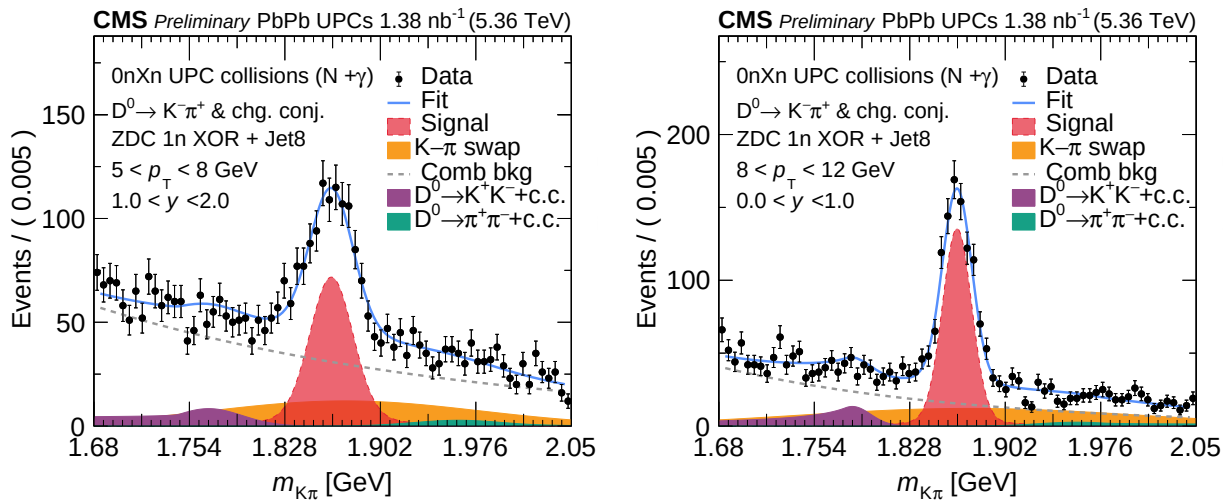
Az események kiválogatása után minden rekonstruált és kiválasztott D^0 mezont felhasználva létrehoztunk tömegspektrumokat. Ha egyetlen eseményben több rekonstruált és kiválasztott mezon is volt, akkor mindet felhasználtuk a tömegspektrumokban. Az analízis minden ($D^0 p_T$, $D^0 y$) binjében külön vettük fel a D^0 tömegspektrumot (eseménysúlyozás nélkül), továbbá külön kezeltük az $Xn0n$ és $0nXn$ geometriájú ütközéseket.

Az elkészített spektrumokon ezután egy többkomponensű unbinned maximum likelihood illesztést végeztünk az $1.68 < m_{K\pi} < 2.05 \text{ GeV}/c^2$ intervallumon. Az illesztés komponensei a következők voltak:

- **Fő $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ csúcs:** Két különböző szórású, de azonos átlagértékű Gauss-görbe összege. Tapasztalatok alapján ez jobban modellezi a csúcsot, mint egyetlen Gauss-görbe vagy egy Breit-Wigner függvény. Ezen csúcs területe lesz a keletkezett D^0 és $\bar{D}^0$ mezonok száma. A két Gauss-görbe szélessége és a relatív területeik rögzítettek a szimulációban kapott értékekre.
- **Felcserélt tömeghipotézis miatti háttér:** Egy széles Gauss-görbe, melynek szélessége a szimulációból kapott spektrum alapján rögzített. Ez a háttér onnan adódik, hogy rekonstrukciókor nem ismerjük, hogy melyik részecskenyom a pion és melyik a kaon, így mindkét lehetőséggel felveszünk egy D^0 jelöltet. Ez a két jelölt az 1. táblázat topológiai szelekciója alapján vagy egyszerre el lesz utasítva, vagy egyszerre ki lesz választva és továbbengedve (a döntés a két jelöltre egyezni fog), így minden rekonstruált és kiválasztott D^0 mezonhoz tartozik egy „hamis” mezon is. A $|m - m_{D^0, \text{PDG}}| < 0.2 \text{ GeV}/c^2$ feltétel miatt valójában a „hamis” jelöltek száma valamivel kevesebb, mint az igaziaké. Ez a „hamis” és igazi D^0 jelöltek száma közti arány a szimuláció alapján rögzíti a felcserélt tömeghipotézis csúcsának és a fő D^0 csúcsnak a területarányát.
- **Kombinatorikus háttér:** Egy exponenciális függvény, mely az olyan háttérrel modellezi, amikor valójában nem egy D^0 mezonhoz tartozó két nyomból rekonstruáljuk a D^0 mezont, hanem csak véletlenszerűen két független részecskenyom éppen kielégíti a feltételeinket rekonstrukciókor.

- **$D^0 \rightarrow K^+ K^-$ bomlási csatorna miatti háttér:** A $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ bomlások miatti háttér egy Crystal Ball függvénnyel modellezve, ezen bomlások nem adnak Gauss csúcsot a spektrumon, mivel az egyik kaon tömegét helytelenül a pion tömegnek veszi a rekonstrukció. A Crystal Ball függvény alakja és a fő csúcshoz mért relatív területe rögzített a szimuláció alapján. Ezek a területarányok nem egyeznek a bomlási csatornák elágazási arányainak hányadosával, mivel a különböző folyamatokhoz más hatásfokok tartoznak rekonstrukciókor.
- **$D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ bomlási csatorna miatti háttér:** Az illesztési eljárás azonos a $D^0 \rightarrow K^+ K^-$ csatorna esetén alkalmazottal.

Az illesztéskor egy általános skálafaktor is megengedett a fő csúcs és a felcserélt tömeghipotézishez tartozó háttér szélességében, ennek oka, hogy a szimuláció és a mérés detektorfelbontása eltérhet egymástól. Az illesztésre két példa a 15. ábrán látható.



15. ábra. A D^0 tömegspektrumon végzett illesztések két különböző binben, 0nXn geometriájú ütközésekben. A fő csúcs pirossal, a felcserélt tömeghipotézis háttére narancssárgával, a kombinatorikus háttér szürke szagatott vonallal és a Crystal Ball függvények lilával, ill. zölddel vannak jelölve. A mért adatokat fekete pontokkal vannak feltüntetve.

5. Triggerek hatásfoka

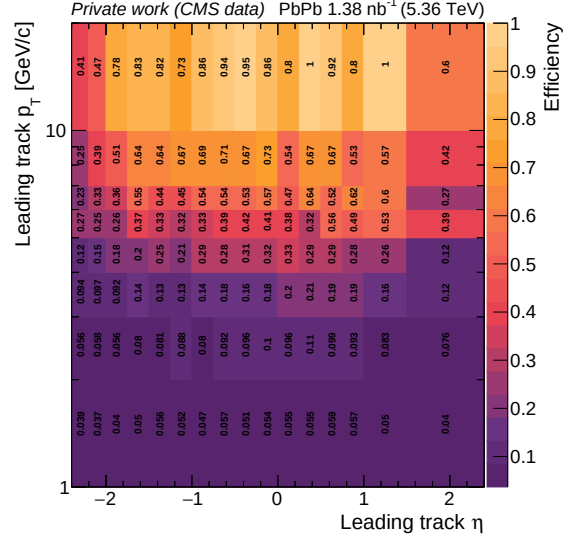
Az analízishez használt triggereknek két komponense volt. Az egyik a ZDC detektorokban hagyott energia, a másik az eseményben rekonstruált jetek energiája alapján működött. A ZDC detektorok jelen alkalmazott triggerfeltételnél szigorúbb feltételt szabtuk ki az offline eseményválogatás során, ezért a ZDC triggerhez nem rendeltünk külön hatásfokot, hanem az offline ZDC szelekció hatásfokát becsültük meg. A jet triggernek nem volt megfeleltethető feltétel az offline szelekcióban és ez a trigger a vizsgált kinematikai tartományon jóval a teljes hatásfoka alatt működött, így hatásfokának pontos kiszámítása elengedhetetlen volt.

5.1. Jet trigger hatásfokának kiszámítása

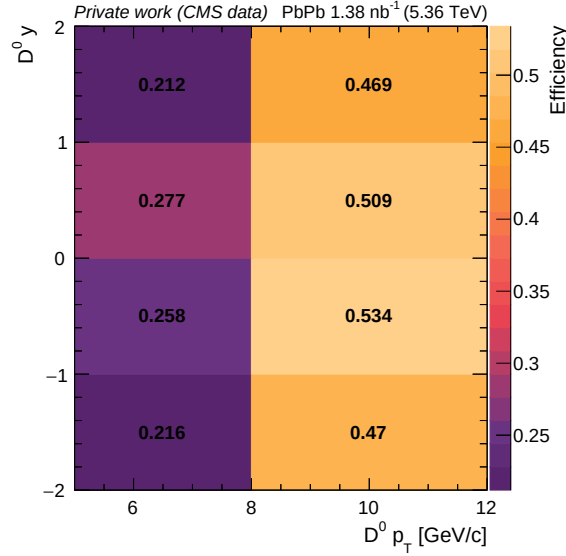
Az analízis ezen része saját munkám eredménye. A használt jet trigger egy legalább 8 GeV energiájú rekonstruált jetet követelt meg az eseményben. Ezen trigger hatásfokát a D^0 mezonok p_T és rapiditásának függvényében szeretnénk megkapni, mivel a differenciális hatáske resztmetszetet is ezen változók függvényében keressük. A jet trigger hatásfokának kiszámítása két lépésben történt:

- Az **első lépésben** az L1 ZDC OR feltétellel rögzített események halmazát használtam fel, ahol nem volt semmilyen jet követelmény. A használt eseményeknek minden offline szelekciót ki kellett elégíteni, kivéve a rekonstruált D^0 létezését. Továbbá a triggerhatásfok η függésének helyes kezelése végett csak olyan eseményeket vettem figyelembe, ahol az egyben maradt atommag a pozitív z irányban hagyta el a CMS detektort ($Xn0n$ események). Ezen eseményeken kiszámítottam a jet trigger hatásfokának értékét az esemény legnagyobb p_T -vel rendelkező részecskenyomának („leading track”) p_T és η változói függvényében, amihez két 2 dimenziós hisztogram hányadosát vettem. Az eseményekben megnéztem egy utólagos emuláció segítségével, hogy a jet trigger milyen döntést hozott volna és a számláló hisztogramjához csak akkor adtam hozzá az eseményt, ha a jet trigger átengedte volna azt. A nevező hisztogramjában minden esemény szerepelt. A hisztogramok binméretei úgy lettek megválasztva, hogy ne legyenek üres binek és kellő számú esemény essen minden binbe. A kapott hatásfoktérkép a 16. ábrán látható. A binek keskenyebbek $\eta < 0$ irányban, mivel itt több $Xn0n$ esemény állt rendelkezésünkre.
- A **második lépésben** a jet triggerrel felvett L1 ZDC XOR+Jet8 adathalmaz minden eseményéhez egy súlyt rendeltem, mely a triggerhatásfok reciproka volt. A megfelelő hatásfok értéket az első lépés hatásfoktérképének megfelelő binjéből kaptam, az esemény legnagyobb p_T -vel rendelkező részecskenyomának (p_T, η) változói alapján. Ezután minden eseményt felvettem egy-egy D^0 (p_T, y) szerinti hisztogramba. Két ilyen hisztogramot csináltam, annyi különbséggel, hogy az egyiket triggersúlyozás nélkül, a másikat azzal együtt készítettem el. Végül a súlyozatlan hisztogramot elosztva a súlyozottal megkaptam a jet trigger hatásfokát D^0 (p_T, y) függvényében. A végső hatásfokok a 17. ábrán láthatók.

Az $Xn0n$ geometriájú eseményekből számolt trigger hatásfokok D^0 y szerinti tükrözésével adódtak a $0nXn$ eseményekre vett hatásfokok. A leírt eljárás azért volt szükséges, mivel a L1 ZDC OR adathalmazában nem volt elegendő számú rekonstruált és kiválasztott D^0 -val rendelkező esemény, hogy megfelelően kis statisztikus hibával kiszámítható legyen a hatásfok a D^0 (p_T, y) változók függvényében. A legnagyobb p_T -vel rendelkező nyomok használata azért volt előnyös, mivel a rájuk számított hatásfoktérkép elkészíthető rekonstruált D^0 mezonok nélkül is, továbbá a D^0 mezonok p_T -je erősen korrelál a használt részecskepálya p_T -jével (mivel a D^0 általában nagy p_T -jú nyomok kombinálásával rekonstruálható). A triggerhatásfok rapiditás függésének okai az események aszimmetrikus természete (egyik oldalon jóval nagyobb aktivitás) és a „barrel” és „endcap” detektorok eltérő hatásfokai lehettek.



16. ábra. A jet trigger hatásfokai az esemény legnagyobb p_T -vel rendelkező részecskenyomának p_T és η változói függvényében Xn0n geometria esetén.



17. ábra. A jet trigger hatásfokai a D^0 mezon p_T és y változóinak függvényében, Xn0n geometria esetén.

6. Offline szelekció hatásfoka

Az események offline kiválasztási feltételeinek hatásfokát két komponensre bontva becsültük meg. Az egyik komponens a D^0 jelöltek rekonstrukciójának és kiválasztásának hatásfoka volt, a másik komponens pedig a többi feltételt (elsődleges vertex, ZDC, rapiditás rés, stb.) foglalta magába a D^0 szelekció nélkül.

A hatásfokok becslésére a Monte Carlo szimulációt használtuk (ez nem tartalmazott háttér folyamatokat), melyben hozzáfértünk az események ténylegesen generált és a rekonstruált változóihoz is. Ezáltal kiszámolhattuk, hogy a generált folyamatok hány százalékát engedi át az eseményválogatás. A hatásfokokat a generált $D^0(p_T, y)$ változók függvényében kezeltük, a differenciális hatáskeresztmetszettel egyező bin beosztással. A szimuláció egyaránt tartalmazott direkt és felbomlott fotonos folyamatokat, illetve prompt és non-prompt folyamatokat.

A D^0 szelekciót nem tartalmazó hatásfokok szinte minden tartományon 98% felettinek adódtak, az 1-2%-os hatásfokcsökkenés legnagyobb részét a rapiditás rés és a vertexek maximális számán alkalmazott megkötés okozta.

A valós D^0 jelöltek rekonstrukciójának és kiválasztásának hatásfokát szintén a szimuláció alapján számítottuk ki. Ez a hatásfok jelentősen függött a D^0 mezon kinematikai paramétereitől, a három $D^0 p_T$ tartományon a következő nagyságrendbe estek:

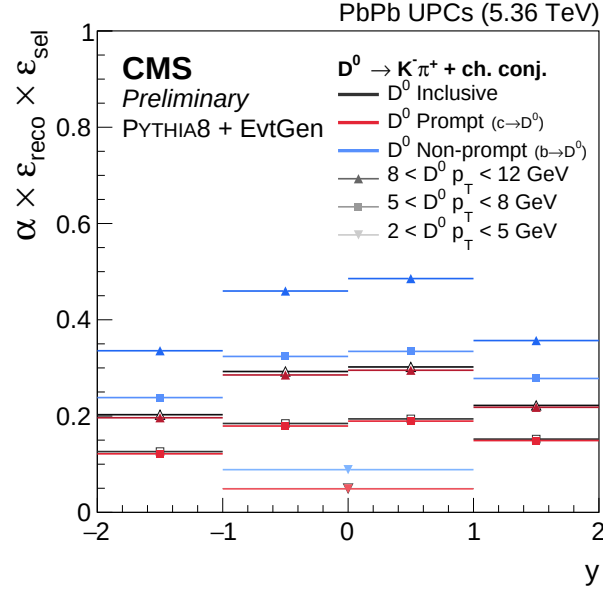
- $\approx 5\%$ ($2 \text{ GeV}/c < D^0 p_T < 5 \text{ GeV}/c$)
- $\approx 13\text{-}20\%$ ($5 \text{ GeV}/c < D^0 p_T < 8 \text{ GeV}/c$)
- $\approx 20\text{-}30\%$ ($8 \text{ GeV}/c < D^0 p_T < 12 \text{ GeV}/c$)

Továbbá a hatásfokok jelentősen függtek attól, hogy prompt vagy non-prompt folyamatot vizsgáltunk. A non-prompt eseményekre számított hatásfokok jóval nagyobbak voltak a prompt eseményekre számítottaknál, aminek fő okai a részecskenyomok átlagosan nagyobb p_T -je és a nagyobb távolság az elsődleges és másodlagos vertexek közt lehettek. A D^0 rekonstrukció és szelekció hatásfoka a különböző kinematikai tartományokon a 18. ábrán látható. A direkt és felbomlott fotonos események D^0 rekonstrukciós és kiválasztási hatásfokai közt minimális különbség volt tapasztalható.

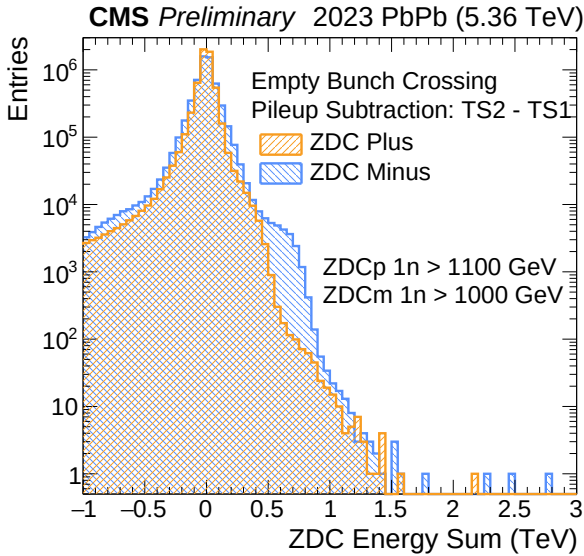
6.1. ZDC Xn0n szelekció hatásfoka

A ZDC Xn0n feltétel hatásfokát a többi offline feltételtől eltérő módon vizsgáltuk. Ennek oka az volt, hogy a szimuláció nem tartalmazta a ZDC detektort, így a szimuláció nem volt használható ezen detektor hatásfokának becslésére. Az Xn0n feltétel két komponensét (0n és Xn) külön kezeltük a hatásfokbecslés során.

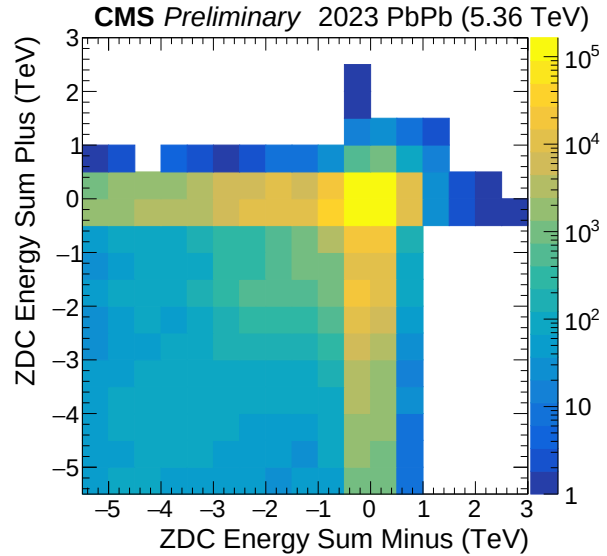
A 0n kikötés azt jelentette, hogy a detektorban hagyott energia az 1 neutronnak megfelelő energiaküszöb (ZDC+ esetén 1100 GeV, ZDC– esetén 1000 GeV) alatt kellett maradjon. Amennyiben az ebbe az irányba haladó atommag egyben maradt, akkor a ZDC jelét az elektronikus zaj dominálta. Az elektronikus zaj elemzésére olyan eseményeket használtunk, ahol nem voltak részecskecsomagok a CMS detektorban, így ütközés sem történt, tehát a ZDC jele tisztán elektronikus zajból származott. A ZDC detektorok energia eloszlása ütközés nélküli eseményekben a 19a. ábrán látható, az eloszlás negatív energia tartományba eső része annak a következménye, hogy egy erős alapjel kivonást alkalmazunk a ZDC jelének energiává alakításakor. A két ZDC energiája közötti korreláció pedig a 19b. ábrán található. A két ZDC jele közt nem tapasztalunk korrelációt, ahogy azt el is várjuk elektronikus zaj esetén.



18. ábra. A D^0 rekonstrukció és szelekció hatásfoka a D^0 mezon p_T és rapiditás változóinak függvényében. A kék pontok non-prompt folyamatokhoz, a piros pontok prompt folyamatokhoz és a fekete pontok mindkettő figyelembevételéhez tartoznak.



(a) A két ZDC detektor energiaeloszlása ütközés nélküli eseményekben.



(b) A két ZDC detektor energiája közti korreláció ütközés nélküli eseményekben.

19. ábra. A ZDC detektorok elektronikus zaj okozta energiaeloszlásai.

A $-z$ irányban található ZDC zajszintje valamivel magasabbnak adódott, mint a másik ZDC detektoré. Az eloszlások alapján annak az esélye, hogy az elektronikus zaj miatt egy üres eseményben átlépje a ZDC energiája az 1 neutronnak megfelelő küszöbértéket, kevesebb mint 10^{-6} . Más hatásfokokhoz mérten ez a korrekció elhanyagolható, ezért a 0n feltétel hatásfokát

100%-nak vettük.

Az Xn ZDC feltétel megkövetelte, hogy a ZDC energiája az 1 neutronos küszöbérték feletti legyen. Ennek a feltételnek a hatásfokát a ZDC Zero Bias eseményekben mért energiaszórása alapján becsültük meg. Az eloszlásra illesztettünk három Gauss-görbét az 1, 2 és 3 neutronhoz tartozó energiacsúcsok kiválasztására (lásd 4. ábra). Az Xn feltétel hatásfokvesztése végül kiszámítható volt az 1, 2 és 3 neutronos energiacsúcsok 1 neutronnak megfelelő energiaküszöb alá eső részének integráljából, elosztva azt a teljes csúcsterületekkel. Ez a hatásfokvesztés nagyjából 1%-nak adódott.

További hatásfokvesztést okozhatott, ha több ütközés is történt egy eseményben („electromagnetic pileup” [17]), ami miatt egy Xn0n esemény XnXn-ként érzékelhető. Az ehhez tartozó hatásfok az ütközések átlagos száma alapján $f_{\text{EMD,PU}} \approx (96 \pm 4)\%$ volt.

7. Differenciális hatáskeresztmetszet kiszámítása

Az analízis célja a D^0 mezonok differenciális hatáskeresztmetszetének meghatározása volt a D^0 mezon p_T és y változóinak függvényében. Az ehhez használt formula a következő volt:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T dy}(D^0 p_T, D^0 y) = \frac{1}{2} \frac{1}{\mathcal{L} \mathcal{B}} \frac{N_{D^0}^{\text{raw}}}{\Delta p_T \Delta y} \frac{1}{\epsilon_{\text{evt}} \epsilon_{\text{trigger}} P_{\text{prescale}} (\alpha \epsilon_{D^0}) f_{\text{EMD,PU}}}. \quad (1)$$

Ahol $\mathcal{L}$ a felvett adathalmaz integrált luminozitása, $\mathcal{B}$ a $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ bomlási csatorna elágazási aránya ($\mathcal{B} = (3.947 \pm 0.030)\%$ [15]), Δp_T a vizsgált p_T intervallum szélessége és Δy a vizsgált y intervallum szélessége. $N_{D^0}^{\text{raw}}$ a D^0 és $\bar{D}^0$ mezonok mért száma az intervallumban, ezt a D^0 tömegspektrumra való illesztéssel kaptuk meg, melynek részletes bemutatása a 4. fejezetben olvasható. Az egyenlet elején található 1/2-es faktor azért szükséges, mert $N_{D^0}^{\text{raw}}$ a D^0 és $\bar{D}^0$ mezonokat egyaránt magában foglalja, azonban mi a D^0 mezonok számát szeretnénk használni és feltételezhető, hogy a keletkező $\bar{D}^0$ mezonok száma egyezik a D^0 mezonokéval. $\epsilon_{\text{trigger}}$ a trigger hatások, ϵ_{evt} az offline szelekció hatásfoka a D^0 válogatás nélkül és $(\alpha \epsilon_{D^0})$ a D^0 mezonok rekonstrukciójának és kiválasztásának hatásfoka, ezt a három faktort $(D^0 p_T, D^0 y)$ változók függvényében állapítottuk meg. Az $f_{\text{EMD,PU}}$ faktor a ZDC feltétel olyan ütközések miatti hatásfokvesztését korrigálja, ahol az eseményben egynél több elektromágneses Pb-Pb kölcsönhatás történt („electromagnetic pileup” [17]).

Az egyenletben szereplő P_{prescale} az ún. prescale faktor, ez azért szükséges, mivel a használt trigger több adatot vennének fel, mint amennyit fel tudunk dolgozni adott idő alatt, ezért valójában csak minden n . eseményt tartjuk meg. Ez értelemsszerűen csökkenti a felvett adatmennyiséget, ami miatt korrigálnunk kell a luminozítás értékét. A prescale faktorról súlyozott integrált luminozítás az L1 ZDC OR trigger esetén 0.0078 nb^{-1} , az L1 ZDC XOR + Jet8 trigger esetén 1.24 nb^{-1} volt.

A differenciális hatáskeresztmetszetet három $D^0 p_T$ tartományon határoztuk meg, melyek 2-5 GeV/c, 5-8 GeV/c és 8-12 GeV/c voltak. A 2-5 GeV/c bin esetén csak egyetlen $D^0 y$ tartományt használtunk -1 és 1 közt, míg a magasabb p_T -hez tartozó tartományokat négy binre osztottuk rapiditás szerint, melyek a következők voltak: $-2 - -1$, $-1 - 0$, $0 - 1$ és $1 - 2$.

A differenciális hatáskeresztmetszetet külön mértük 0nXn és Xn0n geometriák esetén, a két eredmény, az egyiket y szerint tükrözve, kompatibilis volt egymással hibahatárokon belül.

8. Szisztematikus bizonytalanságok

A differenciális hatáskeresztmetszet számos forrásból rendelkezik szisztematikus bizonytalansággal. Ebben a fejezetben ezen forrásokat mutatom be röviden. A hatáskeresztmetszet szisztematikus bizonytalanságát a különböző forrásokból származó bizonytalanságok kvadratikus összegeként kaptuk meg és minden hibát szimmetrikusnak tekintettünk.

8.1. Luminozítás és részecskepálya rekonstrukció

Az adathalmaz luminozításának bizonytalansága 5% volt, mely ugyanekkora bizonytalanságot okozott a hatáskeresztmetszetben. A részecskepályák rekonstrukciója miatt minden pályához 2.3% bizonytalanságot rendeltünk. Mivel a D^0 mezonok rekonstruálásakor két pályát használtunk fel egy mezonhoz, így a hatáskeresztmetszetben ez a járulék $2 \cdot 2.3\% = 4.6\%$ bizonytalanságot adott.

8.2. Elágazási arány hibája

A vizsgált $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ bomlási csatorna elágazási aránya $\mathcal{B} = (3.947 \pm 0.030)\%$ [15], melynek relatív hibája 0.76% szisztematikus hibával jár a hatáskeresztmetszetben.

8.3. Trigger hatásfokának bizonytalansága

Ezen bizonytalanság kiszámítása saját munkám része. A cél a 5. fejezetben tárgyalt jet triggerhatásfok bizonytalanságának kiszámítása volt.

8.3.1. Jet trigger hatásfokának bizonytalansága

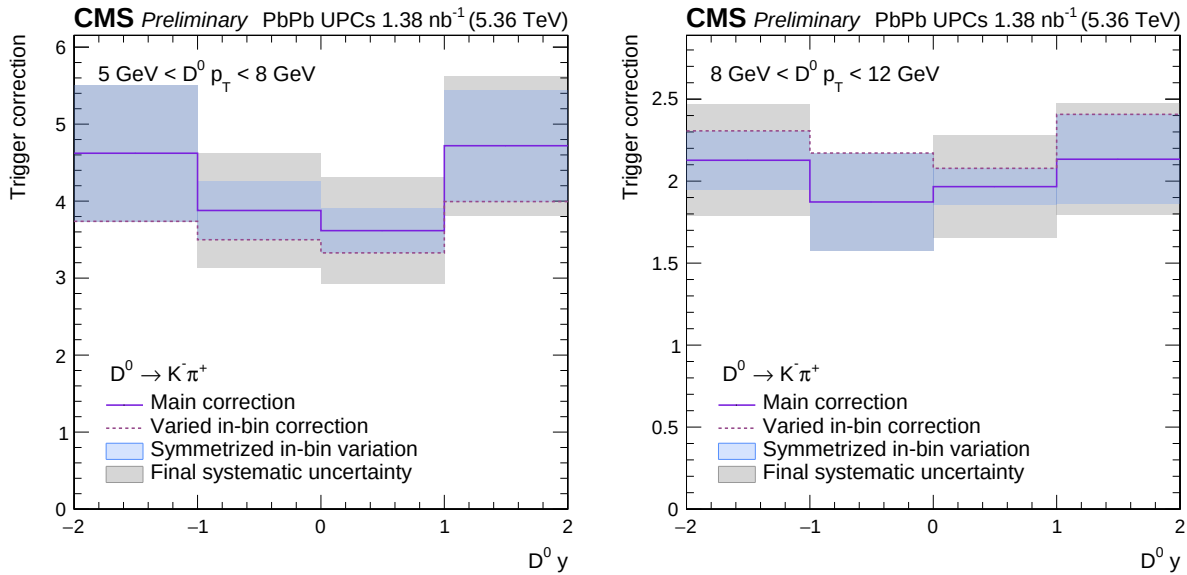
A jet trigger hatásfokának bizonytalanságát úgy becsültem meg, hogy az 5. fejezetben leírt hatásfokszámolási eljárást többször elvégeztem, de az első számolási lépés hatásfoktérképét más változók függvényében határoztam meg az L1 ZDC OR adathalmazon. A hatásfokot a következő alternatív módszerekkel is meghatároztam:

- **Kevert módszer:** A legnagyobb p_T -vel rendelkező részecskenyom (p_T, η) változóinak függvénye helyett az esemény legnagyobb p_T -vel rendelkező rekonstruált jet-jének (jet p_T , jet η) változóinak függvényében határoztam meg a hatásfokokat az L1 ZDC OR adathalmazon. Ezután az L1 ZDC XOR+Jet8 adathalmaz eseményeihez úgy rendeltem hatásfokot, hogy ha volt rekonstruált jet az eseményben, akkor a legnagyobb p_T -jű jet (jet p_T , jet η) változói alapján a jet hatásfoktérkép megfelelő binjét használtam, viszont ha nem volt jet az eseményben akkor az 5. fejezet eljárásához hasonlóan a legnagyobb p_T -vel rendelkező nyom (p_T, η) változóit és az ezekre elkészített hatásfoktérképet használtam.
- **„Tiszta” jet módszer:** A hatásfoktérképet a legnagyobb p_T -vel rendelkező rekonstruált jet (jet p_T , jet η) változói függvényében készítettem el, viszont csak olyan jeteket vettem figyelembe, melyek kielégítenek egy bizonyos „tisztasági” feltételt. Ez a feltétel a hamisan rekonstruált jetek kiszűrésére szolgált. Az eseménysúlyok kiszámolása szintén

ezen (jet p_T , jet η) változók segítségével történt azokban az eseményekben, ahol volt legalább egy „tisztá” jet. Ha nem volt ilyen jet az eseményben, akkor a „tisztá” jetek hatásfoktérképéből a lehető legkisebb p_T -hez és a legnagyobb p_T -vel rendelkező nyom pszeudorapiditásához tartozó bint választottam.

- **„Tiszta” kevert módszer:** Ugyanaz az eljárás, mint a kevert módszerben, viszont csak „tisztá” jeteket vettem figyelembe.

Mindhárom alternatív eljárás segítségével kiszámítottam a triggerkorrekciós faktorokat ($1/\epsilon_{\text{trigger}}$) a differenciális hatáskeresztmetszetre nézve ($D^0 p_T$, $D^0 y$) függvényeként. Ezután minden ($D^0 p_T$, $D^0 y$) binben megkerestem, azt az alternatív módszert, ami a legnagyobb százalékos eltérést adta a nominális értéktől és ezen eltérést vettem a bin korrekciós faktórának bizonytalanságaként. Végül minden $D^0 p_T$ tartományon meghatároztam a legnagyobb szisztematikus hibával rendelkező $D^0 y$ bint és ennek bizonytalanságát alkalmaztam az összes $D^0 y$ binre abban a $D^0 p_T$ tartományban (ennek célja egy konzervatív hibabecslés volt). A triggerkorrekciós faktorok a 20. ábrán láthatók. A jet triggerrekorrekciójának bizonytalansága az $5 \text{ GeV}/c < D^0 p_T < 8 \text{ GeV}/c$ tartományon 19.14%-nak és a $8 \text{ GeV}/c < D^0 p_T < 12 \text{ GeV}/c$ tartományon 15.93%-nak adódott.

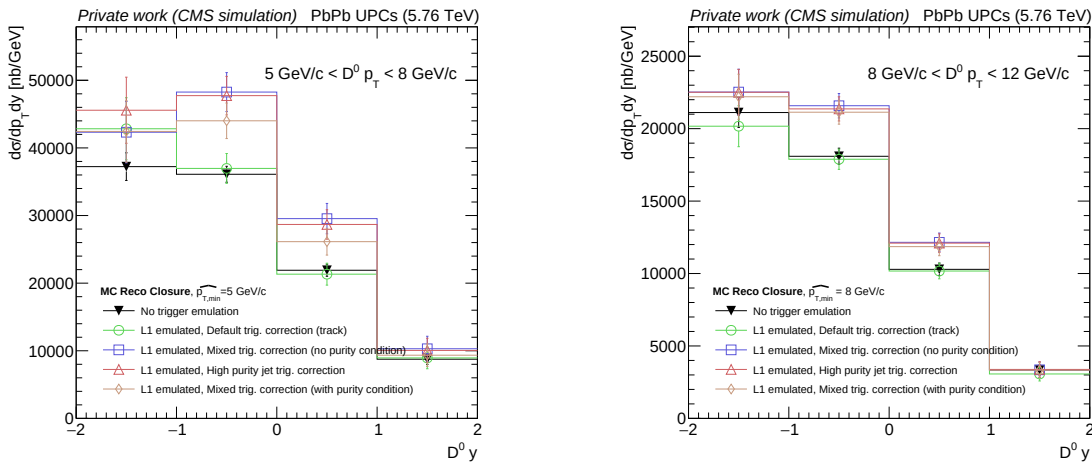


20. ábra. A triggerkorrekciós faktorok és szisztematikus hibájuk az analízis két $D^0 p_T$ tartományában, $D^0 y$ függvényében ábrázolva. Az ábrák Xn0n geometriájú eseményekre érvényesek. A nominális korrekciós érték lila folytonos vonallal, az adott ($D^0 p_T$, $D^0 y$) binben tapasztalt legnagyobb eltérésnek megfelelő hiba kék színezéssel és a végleges szisztematikus hiba szürke színezéssel van jelölve az ábrákon.

8.3.2. Triggerhatásfok zártsági tesztje

A jet trigger hatásfokszámolási módszereinek tesztelése végett egy zártsági tesztet is elvégeztem. Ehhez egy olyan szimulációs adathalmazt használtam, amely tartalmazta, hogy

a jet trigger milyen döntést hozott volna az eseményeken (trigger emuláció). Az adathalmazokon többféleképp is kiszámoltam, hogy mennyi D^0 mezon keletkezett bennük. Az egyik módszer esetén nem alkalmaztam semmilyen trigger feltételt, míg a többi esetben csak azokat a szimulált eseményeket használtam fel, amelyeket a jet trigger kiválasztott volna. Az utóbbi esetekben trigger korrekciót is alkalmaztam, melynek módja az adatokon végzett korrekcióval egyezett. A számolást a nominális és a alternatív korrekciós eljárásokkal is elvégeztem. A számolás során az L1 ZDC OR adathalmaznak megfeleltethető volt a szimulált adathalmaz triggerfeltétel nélkül, míg az L1 ZDC XOR+Jet8 adathalmaznak a triggerfeltétel után maradt szimulált adatok feleltek meg. A különböző eljárásokkal kapott D^0 mezon számok a 21. ábrán láthatók. A nominális, legnagyobb p_T -vel rendelkező részecskenyomokat használó korrekciós módszer minden esetben szisztematikus és statisztikus hibán belül képes visszaadni a trigger használata előtti eredményt, tehát jól működik a szimulált adatokon a korrekciós eljárás.



21. ábra. Xn0n geometriájú szimulált eseményeken végzett zártsági tesztek eredményei. Az ábrák a rekonstruált D^0 mezonok korrigált számát mutatják ($D^0 p_T$, $D^0 y$) binekben. A fekete görbe a trigger nélküli, a zöld görbe a trigger utáni és nominális módszerrel korrigált eredményt jelzi, a többi szín pedig az alternatív módszerekből kapott eredményeket jelöli.

8.4. Offline szelekció hatásfokának bizonytalansága

Az offline eseménykiválasztási feltételek hatásfokát a szimuláció alapján becsültük meg, ezért ez érzékeny lehet a szimulált és mért adatok közötti eltérésekre. A következő tényezőket vettük figyelembe a szisztematikus bizonytalanságok kiszámításánál:

- Az Xn0n feltétel a több ütközést tartalmazó események miatt 96%-os hatásfokkal rendelkezett, melynek bizonytalansága 4% volt.
- A direkt és felbomlott fotonos események aránya a szimulációban és a mérésben eltérhetett, azonban ezt az arányt csak a szimulációban ismerjük. A kétfajta folyamat

kiválasztási hatások elterjedtek egymástól, főleg a különböző részecskenyom multiplicitások miatt, így az ismeretlen arányuk a mért adathalmazban bizonytalanságot okozott a hatásokokban. Ennek becslésére minden ($D^0 p_T$, $D^0 y$) binben vettük a tisztán direkt vagy tisztán felbomlott eseményekre számolt és a nominális hatások értékek arányát és a nagyobb százalékos eltérést használtuk abban a binben szisztematikus hibaként. Az így kapott bizonytalanságok 5% alattiak minden binben.

- Az előző ponthoz hasonlóan a prompt és non-prompt események is különböző kiválasztási hatásokkal rendelkezhetnek. Ezen folyamatok arányára azonban a mért adatokban is adhatunk becslést, mivel a non-prompt események esetén más lesz az elsődleges és másodlagos vertexek közti távolság eloszlása (non-prompt eseményekre ez átlagosan nagyobb). Ezen változó eloszlására sablonokat illesztve megkapható a két folyamat aránya az adathalmazban. A szisztematikus bizonytalanság becslésére tehát kiszámoltuk az arányt szimulációban és a mért adatokon is és vettük a két arány alapján kapott hatások relatív különbségét. Az ehhez az effektushoz tartozó szisztematikus hibát végül minden binben 5%-nak vettük.
- A D^0 mezonok topologikus változói, melyeket felhasználunk a rekonstruált mezonjelöltek szelektálásakor, enyhén eltérő eloszlással rendelkezhetnek a mérésben és a szimulációban. Az ilyen jellegű eltérések miatt megvizsgáltuk a végső hatáskeresztmetszet érzékenységét a D^0 mezon szelekciós feltételeire. Négy különböző alternatív feltételt is kipróbáltunk egyenként és szisztematikus hibának a hatáskeresztmetszet változását vettük az egyes esetekben, majd ezen hibák négyzetösszegét vettük binenként:
 - Az első esetben a elsődleges és másodlagos vertexek minimális távolságát csökkentettük.
 - A második esetben a rekonstrukcióhoz használt részecskenyomok minimális p_T -jét csökkentettük.
 - A harmadik esetben a $D^0 \alpha$ és $\Delta\theta$ változók vágásait lazítottuk.
 - A negyedik esetben a „Vertex probability” változó minimális értékét csökkentettük.
- A szimulált eseményeket többféle szempont szerint is súlyoztuk a hatásokszámításakor. Az egyes változók eloszlásainak változása súlyozáskor bizonytalanságot okoz a hatásokokban is. Alternatív súlyozási eljárások által becsülve ez a bizonytalanság nagyjából 5% relatív szisztematikus hibával járt az egyes binekben.

8.5. A D^0 tömegspektrumok illesztésének bizonytalansága

A tömegspektrumok illesztésének szisztematikus bizonytalanságát az illesztési eljárás részleteinek variálásával becsültük meg. A következő variációkat vettük figyelembe:

- A fő csúcs átlagértékét a szimulációban kapott átlaghoz rögzítettük a mért adatokra való illesztéskor.
- A kombinatorikus háttér jellemzésére exponenciális függvény helyett másodrendű Csebisev-polinomot használtunk.

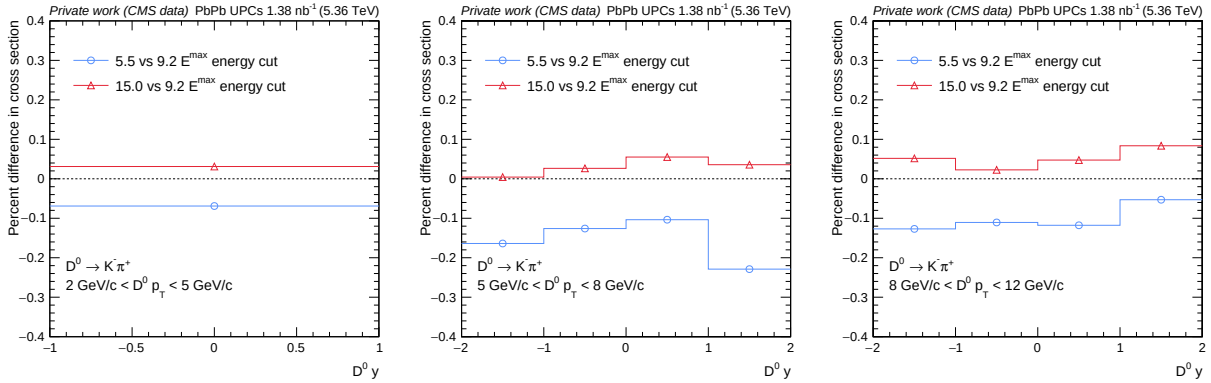
- A $D^0 \rightarrow K^- K^+$ és $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ komponensek sablonfüggvényeit enyhén megváltoztattuk.

A legnagyobb bizonytalanság a $D^0 \rightarrow K^- K^+$ és $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$ komponensek variálásából adódott és ezt minden binben 13%-nak becsültük.

8.6. Rapiditás rés energiaküszöbe miatti bizonytalanság

Ezen komponens meghatározása saját munkám része volt. Az energiaküszöb megválasztása miatti bizonytalansághoz kiszámítottam a differenciális hatáskeresztmetszetet egy alacsonyabb és egy magasabb küszöbenergia esetén is. Az eljárást Xn0n geometriájú eseményekre végeztem el és D^0 y szerinti tükrözéssel kaptam a 0nXn geometria esetén várt eredményeket. Az Xn0n eseményekben csak a HF+ küszöbenergiája fontos, amely nominálisan $E^{\max} = 9.2$ GeV volt.

Az alacsonyabb energiaküszöböt $E^{\max} = 5.5$ GeV-nek vettem, mivel itt végződik a szimulációban az elektronikus zaj miatti energiaeloszlás. A magasabb küszöbenergiának pedig $E^{\max} = 15$ GeV-et választottam, mivel ez jóval nagyobb volt a nominális határnál, viszont továbbra is elhanyagolható mennyiségű hadronikus szennyezéssel járt az adathalmazban. A két alternatív küszöbértékkel kapott differenciális hatáskeresztmetszetek nominális értéktől való százalékos eltérése a 22. ábrán látható. Szisztematikus hibának a két eltérés közül mindig a nagyobbát választottam, ami az alacsonyabb küszöbértékhez tartozott minden binben (ez a 8. ábra alapján várható is volt).



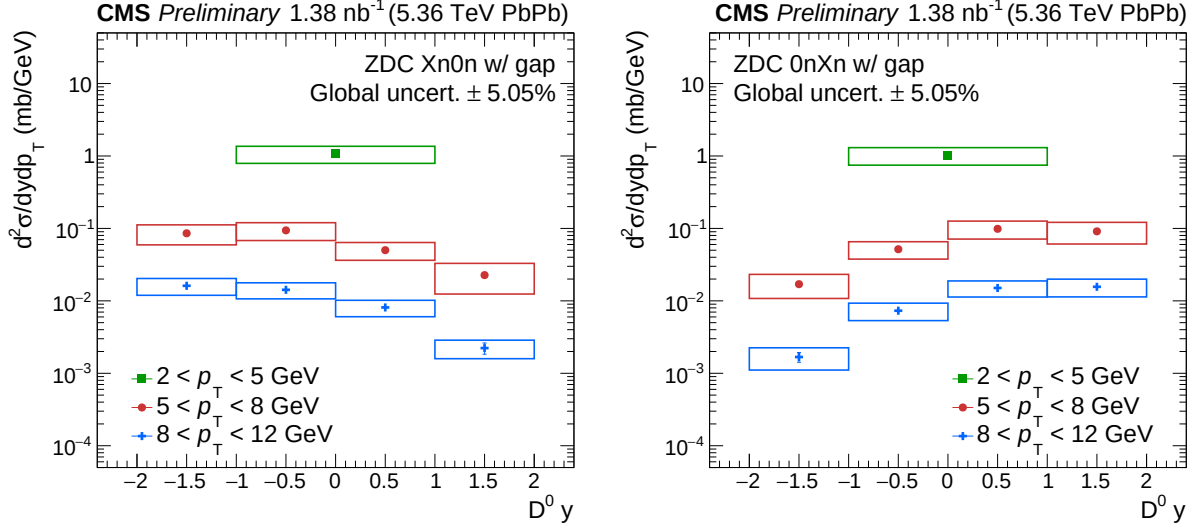
22. ábra. A rapiditás rés energiaküszöbének variálása miatti relatív változás a differenciális hatáskeresztmetszetben Xn0n geometriájú események esetén. A kék görbe $E^{\max} = 5.5$ GeV-es, a piros görbe $E^{\max} = 15$ GeV-es energiaküszöbhez tartozik. A relatív szisztematikus bizonytalanságot a kék görbe abszolútértéke adta.

9. Eredmények

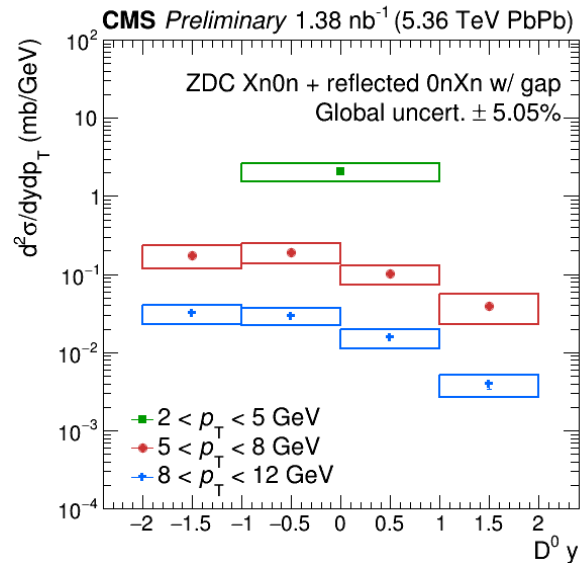
A mért differenciális hatáskeresztmetszeteket a 23. ábrán láthatjuk, ezeket fontos, hogy a ZDC geometria szerint külön kezeljük. A differenciális hatáskeresztmetszet egyértelműen csökken rapiditás szerint a 0n feltételnek megfelelő oldal irányában és maximummal rendelkezik az Xn feltételnek megfelelő oldal felé. Továbbá a $D^0 p_T$ növekedésével jelentősen csökken

a keletkező D^0 mezonok száma. Az $Xn0n$ és $0nXn$ esetén kapott eredményeket kombinálhatjuk, ha az egyik értékeit tükrözzük D^0 y szerint. A tükrözés után a két görbe minden pontja konzisztens egymással $1-2\sigma$ statisztikus hibán belül. A kombinált, végső differenciális hatáskeresztmetszet a 24. ábrán látható.

Az $Xn0n$ geometriában a pozitív rapiditású tartomány kis Bjorken- x -szel rendelkező gluonokhoz tartozik (a foton energiájához mérten), míg a negatív rapiditású tartomány nagy Bjorken- x -hez tartozó gluonokat vizsgál. Emellett a gluonok Bjorken- x változója kisebb az alacsonyabb D^0 p_T esetén.



23. ábra. A mért differenciális hatáskeresztmetszetek a D^0 mezonok transzverz momentumának és rapiditásának függvényeként, az $Xn0n$ és $0nXn$ geometriájú eseményeket külön ábrázolva. A szisztematikus bizonytalanságokat az adatpontok körüli téglalapok jelölik. Az 5.05%-os globális bizonytalanság a luminozítás és D^0 elágazási arány bizonytalanságból származik és ezt a téglalapokkal jelölt hibák nem tartalmazzák.



24. ábra. Az Xn0n és tükrözött 0nXn események kombinált differenciális hatáskeresztmetszete a D^0 mezonok transzverz momentumának és rapiditásának függvényeként. A szisztematikus bizonytalanságokat az adatpontok körüli téglalapok jelölik. Az 5.05%-os globális bizonytalanság a luminositás és D^0 elágazási arány bizonytalanságból származik és ezt a téglalapokkal jelölt hibák nem tartalmazzák.

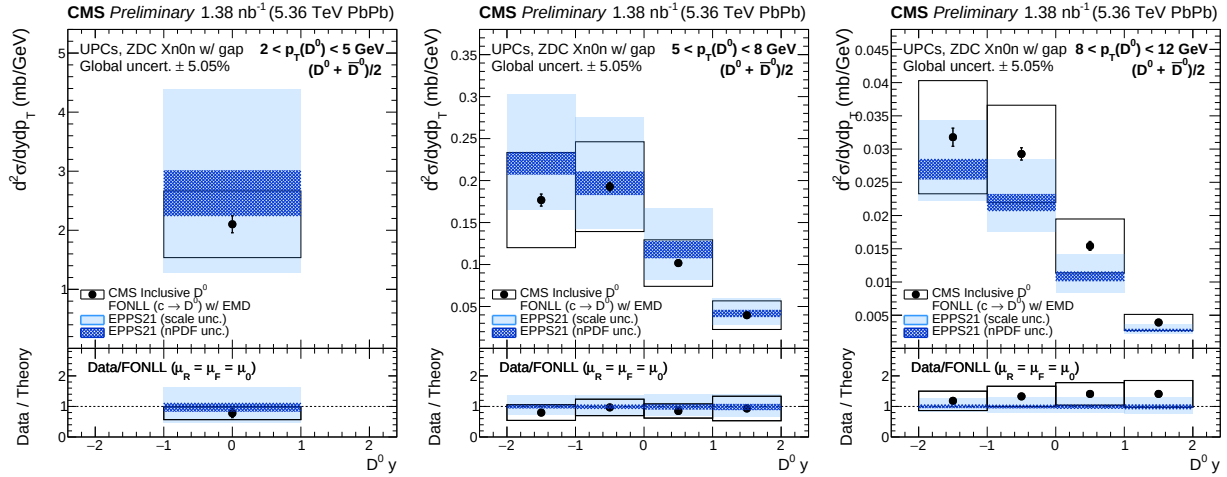
10. Elméleti eredményekkel való összehasonlítás

A mért eredményeinket elméleti modellek jóslataival is összevetettük. Az elméleti számításokhoz a FONLL (Fixed Order + Next-to-Leading Log [18]) módszert használtuk. A FONLL egy perturbatív QCD számolási módszer nehéz kvarkok keletkezésének modellezésére. Az ólommagok nukleáris PDF-jeinek leírásához az EPPS21 paraméterezést [19, 20] használtuk. A modell apró változtatásokra szorult UPC ütközések leírása esetén, ezért a használt számolásokat teszteltük korábbi HERA mérési adatokon, ahol az akkori elmélet eredményeit reprodukálni tudtuk.

Az elmélet eredményei még korrekcióra szorultak az elektromágneses disszociáció (EMD) miatt. Az EMD során az egyik atommagot gerjesztett állapotba hozhatja egy foton a másik mag elektromágneses teréből, melynek következtében ez a mag egy vagy több neutront bocsáthat ki. Az EMD folyamat lejátszódhat a minket érdeklő UPC ütközések mellett. Ha az UPC ütközésben az egyébként egyben tovább haladó mag mégis felbomlik EMD miatt, akkor a ZDC szelekció elutasítja az eseményt. Emiatt az elméleti számolások hatáskeresztmetszét meg kell szoroznunk egy egynél kisebb számmal, amely az EMD folyamat nélküli UPC ütközések esélye lesz. Ezt a faktort ($D^0 p_T$, $D^0 y$) binenként határoztuk meg, mivel függ az ütközések impakt paraméterétől. A EMD miatti korrekciós faktor 0.69 és 0.4 közt változott, értéke csökkent $D^0 p_T$ és $D^0 y$ növelésével.

A mért differenciális hatáskeresztmetszetek elmélettel való összehasonlítása a 25. ábrán látható. Az elméleti számolás az EPPS21 nPDF-et használta a mag gluonjainak parton eloszlására, ez az nPDF már eddigi LHC méréseken lett optimalizálva, így jó egyezést várunk

a mi eredményeinkkel kis Bjorken- x esetén is. Az elméleti eredmények tényleg jó egyezésben állnak a kísérlettel.



25. ábra. A mért differenciális hatáskeresztmetszetek összehasonlítása az elméleti jóslatokkal (Xn0n + 0nXn tükrözött eseményekben). A fekete pontok a mért adatokat és statisztikus hibájukat, a fekete téglalapok a mérés szisztematikus bizonytalanságát jelölik. Az elméleti jóslatok skálafaktor bizonytalanságát a világoskék sáv, az EPPS21 nPDF miatti bizonytalanságát a sötétkék kockázott sáv mutatja. Az 5.05%-os globális bizonytalanság a luminozítás és D^0 elágazási arány bizonytalanságból származik és ezt a téglalapokkal jelölt hibák nem tartalmazzák.

11. Összegzés

Dolgozatomban bemutattam a D^0 mezon első Pb+Pb UPC ütközésekben végzett $D^0 p_T$ és $D^0 y$ szerinti differenciális hatáskeresztmetszetének mérését. Az analízishez a CMS Együttműködés által rögzített $\sqrt{s_{NN}} = 5.36$ TeV energiájú Pb+Pb ütközéseket használtunk fel az LHC-ből. A vizsgált eseményekben az egyik atommag darabjaira szakadt, míg a másik egyben maradt, amit a ZDC detektorok jelei által tudtunk biztosítani. Az UPC események kiválasztása érdekében megköveteltünk egy nagy, részecskéket nem tartalmazó, rapiditás tartományt az egyben maradt atommag haladási irányának oldalán. A mért differenciális hatáskeresztmetszeteket összehasonlítottuk elméleti FONLL számításokkal is, amelyek jó egyezést mutattak a mért értékekkel. Az eredmények új kísérleti megkötésekkel szolgálnak az atommag anyagának viselkedésére a gluonok Bjorken- x és Q^2 változóinak széles tartományában. Emellett ezen analízis megnyitja az utat egy új kísérleti program számára, melynek célja a rekonstruált nehéz kvarkok és jetek tulajdonságainak vizsgálata ultraperiférikus nehézion ütközésekben az LHC-ban.

Az analízisben saját munkám eredménye volt a jet trigger hatásfokának megállapítása és a rapiditás rés energiaküszöbének optimalizálása, továbbá az ezekhez tartozó bizonytalanságok becslése. A bemutatott eredmények jelentős bizonytalansággal rendelkeznek, melyek főleg a szisztematikus eredetűek, ezek a jövőben csökkenthetők az offline és online válogatás

hatásfokának pontosabb megállapításával. Az analízis eredményeit korábban poszter formájában bemutattam a Diffraction and Low-x konferencián [21] Trabiában, továbbá a CERN weboldalán egy rövid cikk és egy analízis összefoglaló is megjelent ezen analízisről [22, 23].

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

Hivatkozások

- [1] V. N. Gribov és L. N. Lipatov. “Deep inelastic $e p$ scattering in perturbation theory”. *Sov. J. Nucl. Phys.* 15 (1972), 438–450. old.
- [2] G. Altarelli és G. Parisi. “Asymptotic freedom in parton language”. *Nuclear Physics B* 126.2 (1977), 298–318. old. ISSN: 0550-3213. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(77\)90384-4](https://doi.org/10.1016/0550-3213(77)90384-4). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321377903844>.
- [3] Yuri L. Dokshitzer. “Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.” *Sov. Phys. JETP* 46 (1977), 641–653. old.
- [4] François Gelis. “Color glass condensate and glasma”. *International Journal of Modern Physics A* 28.01 (2013), 1330001. old. DOI: 10.1142/S0217751X13300019. URL: <https://doi.org/10.1142/S0217751X13300019>.
- [5] Spencer R. Klein, Joakim Nystrand és Ramona Vogt. “Heavy quark photoproduction in ultraperipheral heavy ion collisions”. *Phys. Rev. C* 66 (4 2002. okt.), 44906. old. DOI: 10.1103/PhysRevC.66.044906. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.66.044906>.
- [6] The CMS Collaboration. “Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector”. *Journal of Instrumentation* 12.10 (2017. okt.), P10003–P10003. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/12/10/p10003. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/12/10/P10003>.
- [7] The CMS Collaboration. “The CMS trigger system”. *Journal of Instrumentation* 12.01 (2017. jan.), P01020–P01020. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/12/01/p01020. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/12/01/P01020>.
- [8] The CMS Collaboration. “The CMS experiment at the CERN LHC”. *Journal of Instrumentation* 3.08 (2008. aug.), S08004. DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>.
- [9] Tai Sakuma és Thomas McCauley. “Detector and Event Visualization with SketchUp at the CMS Experiment”. *Journal of Physics: Conference Series* 513.2 (2014. jún.), 22032. old. DOI: 10.1088/1742-6596/513/2/022032. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/513/2/022032>.
- [10] Christian Bierlich és tsai. *A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3*. 2022. arXiv: 2203.11601 [hep-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/2203.11601>.
- [11] S. Agostinelli és tsai. “Geant4—a simulation toolkit”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), 250–303. old. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.

- [12] David J. Lange. “The EvtGen particle decay simulation package”. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 462.1 (2001). BEAUTY2000, Proceedings of the 7th Int. Conf. on B-Physics at Hadron Machines, 152–155. old. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00089-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00089-4). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201000894>.
- [13] The CMS Collaboration. “Performance of missing transverse momentum reconstruction in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the CMS detector”. *Journal of Instrumentation* 14.07 (2019. júl.), P07004–P07004. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/14/07/p07004. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/14/07/P07004>.
- [14] The CMS Collaboration. “Nuclear modification factor of D^0 mesons in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV”. *Physics Letters B* 782 (2018. júl.), 474–496. old. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/j.physletb.2018.05.074. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2018.05.074>.
- [15] Particle Data Group. *Properties of D^0 mesons (2023)*. URL: <https://pdg.lbl.gov/2023/listings/rpp2023-list-D-zero.pdf>.
- [16] The CMS Collaboration. “Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker”. *Journal of Instrumentation* 9.10 (2014. okt.), P10009–P10009. ISSN: 1748-0221. DOI: 10.1088/1748-0221/9/10/p10009. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/9/10/P10009>.
- [17] The ALICE Collaboration. “Measurement of the Cross Section for Electromagnetic Dissociation with Neutron Emission in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”. *Physical Review Letters* 109.25 (2012. dec.). ISSN: 1079-7114. DOI: 10.1103/physrevlett.109.252302. URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.252302>.
- [18] Matteo Cacciari, Mario Greco és Paolo Nason. “The p_T spectrum in heavy-flavour hadroproduction”. *Journal of High Energy Physics* 1998.05 (1998. máj.), 7–007. old. ISSN: 1029-8479. DOI: 10.1088/1126-6708/1998/05/007. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1126-6708/1998/05/007>.
- [19] Kari J. Eskola és tsai. “EPPS21: a global QCD analysis of nuclear PDFs”. *The European Physical Journal C* 82.5 (2022. máj.). ISSN: 1434-6052. DOI: 10.1140/epjc/s10052-022-10359-0. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10359-0>.
- [20] Kari J. Eskola és tsai. *Spatial resolution of dijet photoproduction in near-encounter ultraperipheral nuclear collisions*. 2024. arXiv: 2404.09731 [hep-ph]. URL: <https://arxiv.org/abs/2404.09731>.
- [21] “Online and Offline Event selections for UPC heavy-flavor and jet events with CMS”. *Diffraction and Low-x 2024* (2024). URL: <https://indico.cern.ch/event/1354173/contributions/6078723/>.
- [22] *CMS uses photons to probe the structure of nuclei*. 2024. okt. URL: <https://home.cern/news/news/physics/cms-uses-photons-probe-structure-nuclei>.
- [23] The CMS Collaboration. “Constraining nuclear parton dynamics with the first measurement of D^0 - photoproduction in ultraperipheral heavy-ion collisions at the LHC”. (2024). URL: <https://cds.cern.ch/record/2910905>.

A. Rövidítések és idegen nyelvű kifejezések jelentése

- Jet: Kollimált részecskezapor, általában számos különböző részecskét tartalmaz. Kísérleti részecskefizikában az egymáshoz közeli kaloriméterek energiáit csoportosítva és a nyomkövető detektorok töltött részecskenyomainak segítségével jól mérhetők.
- Bjorken- x : A vizsgált gluon vagy kvark momentumának és a teljes proton/atommag momentumának hányadosa. Definiáló képlete:

$$x = \frac{Q^2}{2pq}$$

ahol $Q^2 = -q^2$, q a négyesmomentumcsere a vizsgált folyamatban és p a proton/atommag teljes impulzusa.

- Trigger: Egy feltétel, mely gyors döntést hoz arról, hogy az adott eseményt rögzítsük-e további analízishez vagy sem.
- p_T : A nyalábra merőleges irányú impulzuskomponens, $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$
- η : Pszeudorapiditás:

$$\eta = \operatorname{arctanh} \left(\frac{p_L}{|\mathbf{p}|} \right) = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)$$

ahol $\mathbf{p}$ a részecske hármas momentuma, p_L a nyaláb irányú momentum komponens és θ a z tengelytől mért polárszög.

- Vertex: Több érzékelt részecskepálya közeli találkozása (metszéspontja) alapján rekonstruálhatók a nyomkövető detektorok jeleiből. Általában bomlás vagy ütközés helye, de a rekonstrukció hibásan is létrehozhat vertexeket, ha helytelenül csoportosítja a részecskepályákat.