dc_245_11

Új kiértékelési módszerek és alkalmazásuk az erős kölcsönhatás vizsgálatában

(Disszertáció az MTA Doktora cím elnyeréséhez)

Siklér Ferenc

MTA Wigner Fizikai Kutatóközpont,
Részecske- és Magfizikai Intézet, Budapest

2012. szeptember

dc_245_11

dc_245_11

Tartalomjegyzék

Bevezető **1**

I. A kezdetek SPS energián **3**

1. Javított nyomkövetés, részecskeazonosítás **5**

1.1. Az NA49 kísérlet 5

1.2. Töltött részecskék nyomkövetésének javítása 8

1.3. Töltött részecskék azonosítása 11

1.4. Összegzés 14

2. Alkalmazás: Töltött hadronok eloszlásai **17**

2.1. Hadronkeltés vizsgálata 17

2.2. A keltett részecskék arányainak skálázása 22

2.3. Összegzés 23

3. Fizika: Az eredmények értelmezése **25**

Közjáték: Hadron-mag ütközések vizsgálata **27**

3.1. Lassú részecskék, a polinom-modell 28

3.2. Mérések SPS energián – NA49 31

3.3. Jóslatok LHC energiára – ALICE 35

3.4. Összegzés 35

II. Kísérleti program LHC energiákon **39**

4. A CMS kísérlet **43**

4.1. A triggerelő rendszer 43

4.2. A nyomkövető rendszer 45

4.3. Kaloriméterek 47
4.4. Az adatok felvétele és feldolgozása 47

5. Kis impulzusú nyomkövetés 51
5.1. Bevezető 52
5.2. Határoló körök 52
5.3. Megengedett tartományok 56
5.4. Eredmények 58
5.5. Összegzés 61

6. Alacsony téveszt ésű nyomkövetés 65
6.1. Klaszteralak-szűrők 65
6.2. A „minimum bias” nyomkövetés felépítése 68
6.3. Eredmények 70
6.4. Összegzés 75

7. Kölcsönhatási pontok javított keresése 79
7.1. Bevezető 79
7.2. Szimuláció 81
7.3. A módszer hatékonyságának mérőszámai 81
7.4. Egy standard módszer 82
7.5. Hierarchikus csoportosítás 84
7.6. Csoportosítás felügyelet nélküli tanítással 85
7.7. Eredmények 87
7.8. Összegzés 92

8. Alkalmazás: Töltött hadronok eloszlásai 95
8.1. Bevezető 95
8.2. Kiértékelési módszerek 96
8.3. Kölcsönhatási pontok keresése 97
8.4. Töltött részecskék nyomkövetése 98
8.5. Szisztematikus hibák 100
8.6. Eredmények 101
8.7. Összegzés 106

9. Energiaveszteség-ráta becslése – lineáris kombináció 111

9.1. Bevezető 111

9.2. Szimuláció 112

9.3. A levágott átlag 113

9.4. Súlyozott átlagok 115

9.5. A súlyozott közép különböző úthosszak esetén 119

9.6. Eredmények 120

9.7. Összegzés 124

10. Részecskeazonosítás a pálya-illesztés χ^2/ndf értékével 127

10.1. Bevezető 127

10.2. A pálya-illesztés jósága 128

10.3. Fizikai effektusok 130

10.4. A χ mérőszám tulajdonságai 132

10.5. Szimuláció 133

10.6. Eredmények 136

10.7. Összegzés 138

11. Az analitikus energiaveszteség modell 141

11.1. Bevezető 141

11.2. Az energiaveszteség paraméterezése 142

11.3. A beütések helyének becslése 143

11.4. A beütések energiájának becslése 151

11.5. A részecskék energiaveszteség-rátájának becslése 154

11.6. A detektor elemeinek erősítéskalibrációja 158

11.7. Összegzés 160

12. Alkalmazás: Energiaveszteség-ráta becslése és használata 163

12.1. Bevezető 163

12.2. A detektorok erősítés-kalibrációja 164

12.3. A legvalószínűbb energiaveszteség-ráta becslése 166

12.4. A $\log \varepsilon$ eloszlások illesztése 167

12.5. Fontos összefüggések, felhasználható kényszerek 169

12.6. A hozamok meghatározása 171

12.7. Összegzés 174

13. Alkalmazás: Azonosított töltött hadronok eloszlásai **175**

13.1. Bevezető 175

13.2. Az adatok kiértékelése 177

13.3. Korrekciók 180

13.4. Eredmények 182

13.5. Összegzés 189

14. Fizika: Az eredmények értelmezése **195**

Összefoglalás **199**

„Nemcsak a cél fontos, hanem az út is, amely odavezet.”

Bevezető

A részecskefizika olyan kérdésekkel foglalkozik, melyek alapvető fontosságúak a természet és összefüggései megértése szempontjából. Miből áll a világ, melyek az anyag elemi építőkövei, milyenek a közöttük működő kölcsönhatások? A kísérletek az α, β és γ sugarak felfedezésével kezdődtek a múlt század elején, majd az első részecskék azonosítása (proton, elektron, neutron) következett, a kvantummechanika kidolgozásával párhuzamosan. Kezdetben a kozmikus sugárzás és a radioaktív anyagok, később a reaktorok, majd főképp a részecskegyorsítók váltak a kísérletek forrásaivá. Hatásukra egyszeriben megnőtt az ismert elemi részek száma. Rendszerezésükhöz, megértésükhöz az első támpontot a szimmetriák vizsgálata szolgáltatta. Ezen szimmetriákon alapuló mértékelméletek azután sikeresen leírták az elektromágneses, valamint gyenge kölcsönhatásokat, majd egyesítve az elektrogyenge erőt. Hasonló keretbe sikerült foglalni az erős kölcsönhatást (*quantum chromodynamics*, QCD), amely éppen erősen kölcsönható volta miatt megnehezíti elméleti megismerését: matematikai módszereink kevésbé pontos, csak közelítő megoldásokat adnak.

A fenti három kölcsönhatást pillanatnyi ismereteink szerint a Standard Modell írja le a legjobban. Eszerint az anyag alapvető részecskéi a feles spinű kvarkok és leptonok, melyeket egyenként három párba, generációkba oszthatunk. A neutrínók kivételével töltöttek, részt vesznek az elektrogyenge kölcsönhatásban. A kvarkokat a leptonoktól leginkább az különbözteti meg, hogy a (tört) elektromos töltésen kívül színtöltéssel is rendelkeznek, így erősen is kölcsönhatnak. Mindennapi világunkat főként az első generáció építi fel: az u és d kvark kötött állapotai az atommagban levő protonok és neutronok, körülöttük az atom egyes energiaszintjein pedig az elektronok ülnek. A részecskék között az erőket egész spinű részecskék közvetítik. Ezek az elektromágnesesség fotonja, az elektrogyenge elmélet nehéz $W^{\pm}$ és Z^0 bozonjai (innen a kis hatótávolság), valamint az erős kölcsönhatás gluonja, amely maga is töltéssel bír. A felvázolt kép a – leptonok tömegével is kapcsolatos – Higgs-részecske megtalálásával lett teljes, bár teljes bizonyossággal csak további mérések után nyilatkozhatunk. A részecskék szintjén leggyengébb kölcsönhatás, a gravitáció, ebbe a sémába egyelőre nem illik bele.

Az elektrogyenge elmélet már jól mutatta napjaink legerősebb irányzatát, amely az anyag alapvető kölcsönhatásainak (elektromágneses, gyenge, erős, gravitáció) egyesítésére törekszik. Ennek alapját a csatolási állandók energiafüggése adja, melyek extrapolációja

arra utal, hogy egy bizonyos igen magas energiánál ($\approx 10^{16}$ GeV) az első három kölcsönhatás erőssége megegyezik. Ekkora energiasűrűség legutoljára az Ősrobbanáskor jöhetett létre. Egyes elképzelések szerint kezdetben (10^{-40} s) a feltételezett szuperszimmetria részecskéi töltötték be a világot. Nehéz bozonok CP-sértő elbomlása után az antikvarkokkal szemben kis kvarktöbblet jött létre. Az univerzum tágulása és hűlése során az „őserő" szimmetriája spontán sérült, levált az erős, majd később szétvált az elektromos és a gyenge kölcsönhatás. A Nagy Bumm után 10^{-5} s-mal – amikor az átlaghőmérséklet 10^{13} K volt – a kvarkok és gluonok kötött állapotokat, hadronokat alkottak. Ez a kvarkbezárás pillanata, a hadronizáció. A kötési energiáknak megfelelő energiasűrűségen aztán létrejöttek az atommagok, atomok, molekulák.

A jelen disszertáció fizikáról, nagyenergiás részecskefizikáról szól, de hangsúlyosan szerepelnek benne a matematika elemei, változatos eszközei. A fizikai folyamatok részletes leírásán – újfajta modellezésén – keresztül bemutatom, hogy a detektorokból kapott adatok megfelelő felhasználásával miként érhetünk el jobb teljesítményt. Az ismertetett módszerek azonnal alkalmazást is nyernek az erős kölcsönhatás tanulmányozásában.

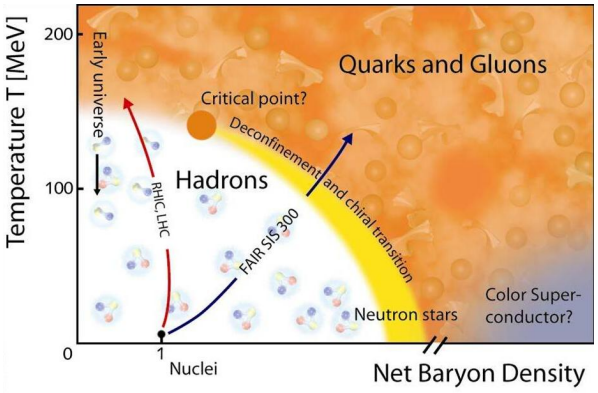
Bár több kísérleti együttműködésnek is tagja – és több, mint 300 cikk társszerzője – vagyok, a disszertációba csak azokat a munkákat foglaltam bele, melyek teljes mértékben saját kutatáson alapulnak, vagy a személyes hozzájárulásom jelentős és pontosan körülhatárolható.

A disszertáció hivatkozásai és kereszthivatkozásai (tartalomjegyzék, szakaszok, ábrák, táblázatok) a megadott kapcsolatokkal (linkekkel) bejárhatók. Az irodalomjegyzékben található cikkek webhelyei a böngészőben megtekinthetők.[1] Hasonló módon érzékenyek a szövegben hivatkozott konferenciaelőadások is. Az ábrákat az eredeti publikációkból vettem át, emiatt feliratai angol nyelvűek.

[1] A dokumentumok egy része belső használatra készült, de mindegyik letölthető a http://www.rmki.kfki.hu/ sikler/doktori címen, ‚mta' felhasználóként, ‚doktori' jelszóval.

I. A kezdetek SPS energián

Sok kísérlet célja a szabad kvarkokból és gluonokból álló plazma (*quark-gluon plasma*) létrehozása és vizsgálata. Mivel a gluon maga is (szín)töltött, két kölcsönható kvark távolításával a köztük levő erő egyre nő, lehetetlenné téve a kvarkpár szétvágását, a színes „húr” elszakítását. Ha az energiasűrűség egy bizonyos értéket meghalad, a húron egy kvark-antikvark pár keletkezik, ezért végeredményben csak újabb kvarkpárokat kapunk. Így a kölcsönhatás a kvarkokat bezárja a hadronokba, bár azok a hadronok belsejében – a kis méretek miatt – gyakorlatilag szabadon mozoghatnak.

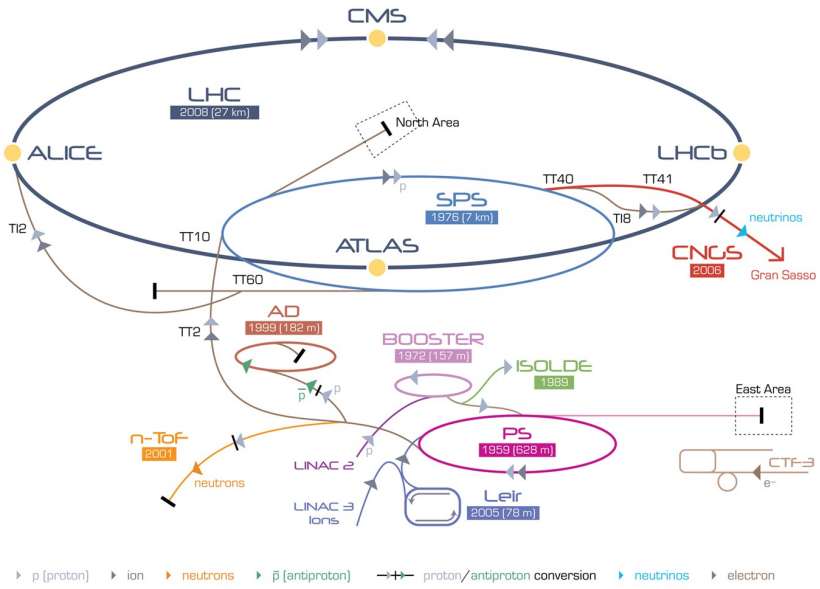


1. ábra. A kvarkanyag fázisdiagramja.

A QCD-ben jelen levő csatolási állandó nagysága miatt kis energián a perturbációszámítás módszerei nem vezetnek eredményre. Emiatt fenomenologikus modellekre, valamint téridő-rácsokon végzett számolásokra vagyunk utalva [1]. Véges hőmérsékletű számítások rácson egy új fázisú QCD anyag, szabad kvarkokból és gluonokból álló „leves” [2] létezését, fázisátmenetet jósoltak, 1-2 GeV/fm^3 kritikus energiasűrűséggel [3]. Az újfajta anyag előállítására legjobb lehetőségünk nagy energiájú nehézion-ütközésekben van: a nagy energiasűrűségű állapot a nehéz magok nagy térfogatában létrejöhet.

Az utóbbi évtizedekben jelentős eredményeket értek el a BNL AGS, a CERN SPS és a BNL RHIC gyorsítójánál elvégzett kísérletekkel. Mivel az új anyag létrejöttéről, tulajdonságairól csak közvetett információt szerezhetünk, olyan jeleket kell keresnünk, melyek segítségével egyértelműen választhatunk a kvark-gluon plazmát tartalmazó és más, alternatív (hadronikus) leírások, magyarázatok között. A CERN SPS esetén ezek a lehetséges jelek a közvetlen fotonok hozamának enyhe növekedése; a vektormezonok tömegspektrumának kiszélesedése, elkenődése; nehéz mezonok rendellenes elnyomása; a ritkaság erőteljes növekedése; a folyás (*flow*) megfigyelése voltak.

Célok ♦ Munkám célja az NA49 kísérlet nyomkövető- és kiértékelő-rendszerének javítása, új ötletek alkalmazása, valamint a részecskék energiaveszteségen alapuló azonosítá-



2. ábra. A CERN gyorsítói és nagyobb kísérletei.

sának kidolgozása, hozamuk megmérése volt (1. fejezet). A végső eloszlások, ábrák elkészítésével, és azok bemutatásával, fontos részem volt a kísérlet nagy visszhangot kiváltó első eredményeiben (2. fejezet). A kapott adatok a forró és sűrű anyag kutatásának máig fontos elemei (például [4, 5]).

Az itt, a gáztöltésű detektorokkal megszerzett tudás és tapasztalatok a későbbi – sokkal nagyobb léptékű – vállalkozásaim során (II. rész) alapvető fontosságúnak bizonyultak.

Irodalomjegyzék

[1] Z. Fodor and S. Katz, „Lattice determination of the critical point of QCD at finite T and mu," JHEP 03 (2002) 014, `arXiv:hep-lat/0106002 [hep-lat]`.

[2] H. Bohr and H. B. Nielsen, „Hadron Production from a Boiling Quark Soup," Nucl. Phys. B 128 (1977) 275.

[3] F. Karsch, „The Phase transition to the quark gluon plasma: Recent results from lattice calculations," Nucl. Phys. A 590 (1995) 367C–382C, `arXiv:hep-lat/9503010 [hep-lat]`.

[4] PHENIX Collaboration, „Centrality dependence of charged particle multiplicity in Au-Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV," Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3500–3505, `arXiv:nucl-ex/0012008 [nucl-ex]`.

[5] STAR Collaboration, „Identified particle distributions in p p and Au + Au collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV," Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 112301, `arXiv:nucl-ex/0310004`.

1. fejezet

Javított nyomkövetés, részecskeazonosítás

Az NA49 kísérlet nyomkövető algoritmusát alapvetően nagy nyomsűrűségű nehézion-ütközések kiértékelésére tervezték. A kapott pályák tisztasága érdekében a nyomkövetés hatásfoka nem volt optimális. Mivel p-p és p-A ütközésekben a részecskesűrűség sokkal kisebb, megvizsgáltam az eljárás minden lépését. A javított nyomkövetés az NA49, majd NA61/SHINE kísérletek nyomkövető algoritmusának szerves része, alkalmazásával több cikk is született (például [1, 2, 3]).

A mag-mag és hadron-nukleon ütközésekre kidolgoztam az energiaveszteség-spektrumok automatizált illesztését, majd meghatároztam az azonosított töltött hadronok hozamát a detektor teljes akceptanciájában [4]. A munka az NA49 kísérlet első, igen széles kört átfogó eredményeihez vezetett [1], a kidolgozott módszert, vagy annak változatait azóta is használják.

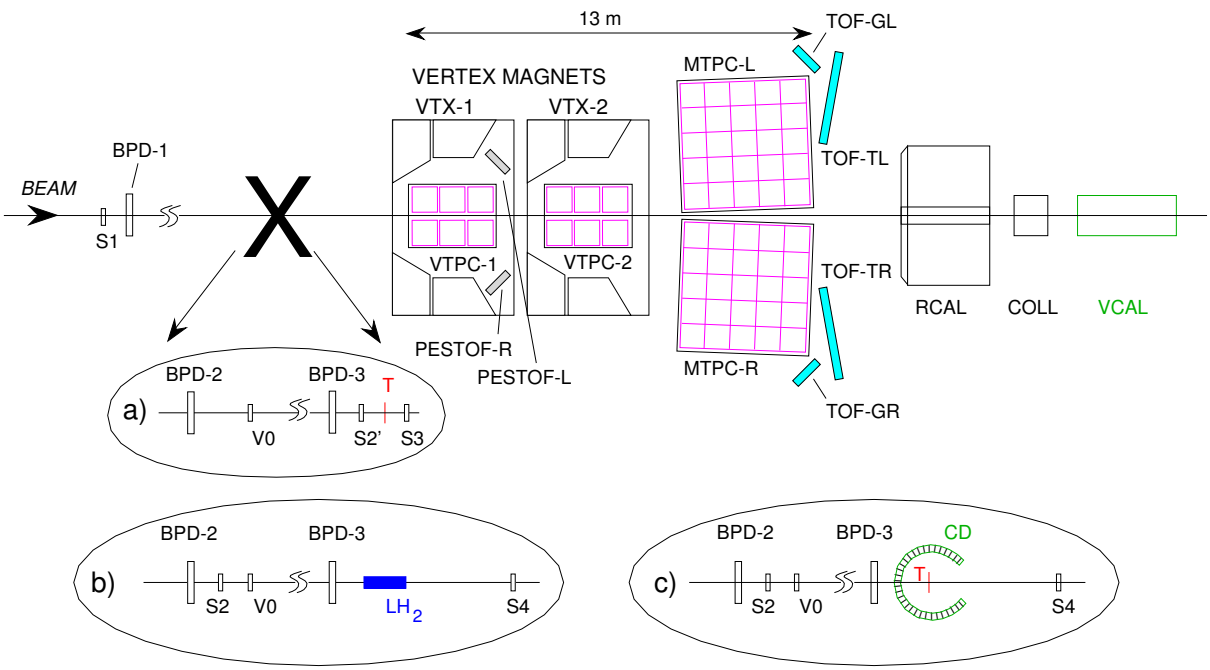
1.1. Az NA49 kísérlet

A CERN NA49 jelű kísérlete [5] egy rögzített céltárggyal dolgozó, nagy akceptanciájú hadronspektrométer-rendszer (1.1 ábra), mely képes töltött hadronok ($\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, $p/\overline{p}$), valamint ritka részecskék (K^0_S, $\Lambda/\overline{\Lambda}$, Ξ, Ω) detektálására és azonosítására.[1] A detektor az SPS (*Super Proton Synchrotron*)[2] északi kísérleti csarnokának H2 jelű nyalábjánál található. Az SPS 20 másodperces ciklusa alatt a kísérlet mintegy 4 másodpercig kap nyalábot,[3] a mérések ekkor zajlanak. A nyaláb céltárgyra való irányítása mágnesek és kollimátorok segítségével történik. A pontos beállításhoz nagy segítséget nyújtanak a céltárgy előtt 33 és 10,6 m távolságra elhelyezett nyalábpozicionáló detektorok (BPD1, BPD2), me-

[1] A detektorrendszer főbb elemei – kisebb kiegészítésekkel – most is működnek, az NA61/SHINE kísérlet keretében.

[2] http://public.web.cern.ch/public/en/research/SPS-en.html

[3] http://public.web.cern.ch/public/en/research/AccelComplex-en.html



1.1. ábra. Az NA49 detektor vázlata, a céltárgy környezetének többféle elrendezésével (a – Pb-Pb, b – p-p, c – p-Pb ütközésekre).

lyek $3{,}2 \times 3{,}2\,\mathrm{cm}^2$ érzékeny felületű sokszálas proporcionális kamrák. Használatukkal a nyalábrészecske céltárggyal való ütközésének helye 150 μm pontossággal meghatározható.

A bejövő részecske kiválasztását a céltárgy előtt elhelyezett három detektor (S1, S2, V0) végzi, a kölcsönhatás nélkül továbbhaladókat pedig a céltárgy mögött elhelyezett S3 jelű detektor érzékeli. Az S1 egy 200 μm vastagságú, $50\times30\,\mathrm{mm}^2$ felületű kvarc Cserenkov-számláló. Az S2 és S3 légköri nyomású héliumban detektálja a nyaláb és a fragmentumok által kibocsátott Cserenkov-fényt. A V0 vétó-számláló felülete $10\times10\,\mathrm{cm}^2$, egy 1 cm átmérőjű lyukkal a közepén. A céltárgyat rendszerint a VTX-1 mágnes bemenete elé helyezzük. A mérések során többféle céltárgyat alkalmazhatunk: hidrogén, szén, alumínium, ólom. Az ólom céltárgy egy vékony fólia, ezért a kölcsönhatás helye igen jól meghatározott. A 10 cm hosszú folyékony hidrogént tartalmazó csővezeték lehetőséget ad p-p ütközések megfigyelésére. Az egyik oldalon a gázállapotú hidrogén egy hűtőgépbe jut, lehűl, majd onnan a cső lejtőjén az alsó céltárgykamrába folyik. A kísérlet két szupravezető szolenoid mágnes alkalmaz (VTX-1, VTX-2), melyek tere „függőleges”, teljes részecske-elhajlító erejük 5000 A áram mellett 9 Tm, a mágnesek tere rendre 1,5 T és 1,1 T. Esetenként fordított irányú térre is szükség van, hogy a detektorrendszer szimmetriáját ellenőrizzük.

A részecskék hátrahagyott nyomainak rögzítését négy nagy térfogatú időprojekciós kamra (*Time Projection Chamber*, TPC) végzi. Közülük kettő a két mágnes közepében található (VTPC-1, VTPC-2, 1.2 ábra), míg a másik kettő (MTPC-L, MTPC-R) a kísérlet mágneses tértől mentes részében helyezkedik el. A TPC-k $70 \times 70\,\mathrm{cm}^2$ méretű modulokból állnak. A kamrák alján a drifteléshez szükséges elektromos teret előállító katód, a tetején pedig a kiolvasó sík található. Az áthaladó töltött részecskék útjuk mentén

CERN-EX-0003036 01

1.2. ábra. A VTPC-2 jelű TPC a szupravezető mágnes belsejében.

a gázt ionizálják. A kamra alsó és felső lapja közé feszültséget kapcsolva a szabad elektronok felfelé, az ionizált atomok pedig a másik irányba fognak driftelni. A kiolvasó lapon jól szegmentált elektronika foglal helyet, amely az adott időkapu alatt a felületére érkező töltés nagyságát méri. A jelentős töltéssel rendelkező lapocskákat az adatfeldolgozás során klaszterekké egyesítjük. Így a pálya két koordinátája rögzített, innen a projekció elnevezés. A hiányzó koordináta az ionizálás helyétől a lapig való driftelés idejéből határozható meg. A kiértékelés során a VTPC-kben az $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}$ effektus a sík felé haladó töltéseket elcsavarja, ez több cm-nyi eltérést is jelenthet, melyre korrigálnunk kell.

A TPC-k tervezésénél lényeges kérdés a megfelelő töltőgáz kiválasztása: kis rendszámmal kell rendelkeznie, hogy a kialakuló tértöltés és a kilökött δ-elektronok mennyisége alacsony maradjon. A kamrák gázkeverékkel töltöttek: a nagy részecskesűrűségű térrészben (VTPC) 91% Ne + 9% CO_2, kis sűrűség mellett (MTPC) pedig 91% Ar + 4,5% CH_4 + 4,5% CO_2. A részecskepályák helyreállításánál és az azonosításnál alapvető fontosságú driftsebesség és a gázerősítés érzékeny a gáz sűrűségére, ezért azt állandó hőmérsékleten kell tartanunk, a megengedhető eltérés 1 °C-nál kisebb. Emiatt a sok hőt termelő kiolvasó elektronika állandó vízhűtésre szorul. A TPC-k feladata a kirepülő részecskék pályájának rekonstruálása, majd impulzusuk és fajlagos energiaveszteségük meghatározása, a későbbi részecskeazonosítás érdekében. A VTPC-k klasztereiből, a részecskepálya térbeli pontjaiból számolt dE/dx energiaveszteség-ráta felbontása 7%, ez az érték az MTPC-re – a

dc_245_11

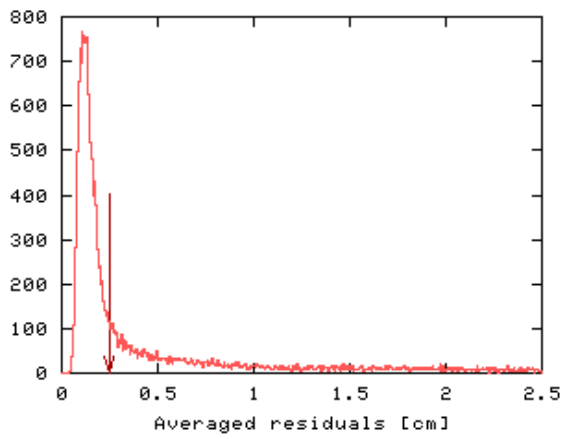
nagyobb maximális úthossznak (3,68 m) megfelelően – kisebb, 4-5% körül mozog.

A keletkező részecskék azonosításához bizonyos impulzustartományban elegendő a TPC-k által mért ionizációjuk is, amely segítségével fajlagos energiaveszteségükre következtethetünk. Azonban alacsony impulzusok esetén, tipikusan 10 GeV/c alatt, a fenti információ önmagában nem elegendő, mert a dE/dx értékek szórása miatt a különféle részecskék nem választhatók szét egyértelműen. Így szükségünk lehet még egy fizikai jellemző, a sebesség mérésére. A TPC-k kiértékelése után ismerjük a részecske pályáját és impulzusát. Ha megmérjük, hogy a céltárgytól kiindulva mennyi idő alatt teszi meg az utat, tömege kiszámítható (repülésiidő-detektorok).

Az adatok továbbítása speciális processzorok, kártyák alkalmazásával több szinten szervezett. Az adatokat VME vagy Fastbus kapcsolatokon keresztül célszámítógépekre továbbítjuk, ahol formázásuk, tömörítésük, majd tárolásuk történik.

1.2. Töltött részecskék nyomkövetésének javítása

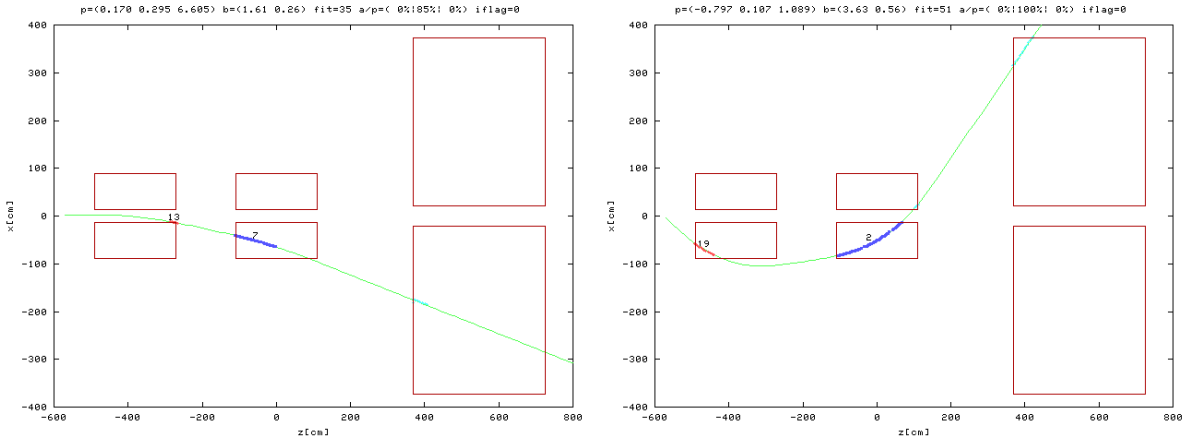
A kísérlet nyomkövető algoritmusát alapvetően nagy nyomsűrűségű nehézion-ütközések kiértékelésére tervezték és írták. A kapott pályák tisztasága érdekében az eljárásokban olyan feltételeket, vágásokat kellett alkalmazni, melyek a nyomkövetés hatásfokát valamint a pályák megtalált pontjainak számát is alacsonyan tartották. Mivel p-p és p-A ütközésekben a nyomsűrűség sokkal kisebb – a pályák egyesével, szabad szemmel láthatók – kézenfekvő volt a nyomkövető algoritmus részletes vizsgálata és javítása. A `reform` nevű programcsomag[4] az alább részletezett módon működik.



1.3. ábra. A kis impulzusú, rosszul illesztett pályák pontonkénti eltéréseinek átlaga. A számunkra még megfelelő minőségű pályaillesztéseket az ábrán függőleges nyíllal jelölt vágással (0,2 cm) választjuk ki.

A kölcsönhatási pontot fólia céltárgy esetén a BPD-k adataiból, a hosszú folyékony hidrogént tartalmazó tartály esetében pedig a pályák együttes illesztésével kapjuk. Első lépésként a pályákat a megtalált kölcsönhatási pont helyének kényszerével újraillesztjük. Egy kis impulzusú pálya javításával akkor foglalkozunk, ha több, mint 6 pontot tartalmaz és mágneses térben visszakövetve úgy tűnik, hogy áthaladna a kölcsönhatási pont (*vertex*) környezetén. A fenti vertexből kiindulva, egy kezdeti $\boldsymbol{p_0}$ impulzust feltételezve, a pályát az egyes mért pontok adott nyalábirányú z koordinátájáig követjük, majd a jósolt pálya és a mért pont közötti eltérés alapján egy χ^2 függvényt építünk, melynek tagjai a pont és a helyi – egyenessel közelíthető – pálya távolsá-

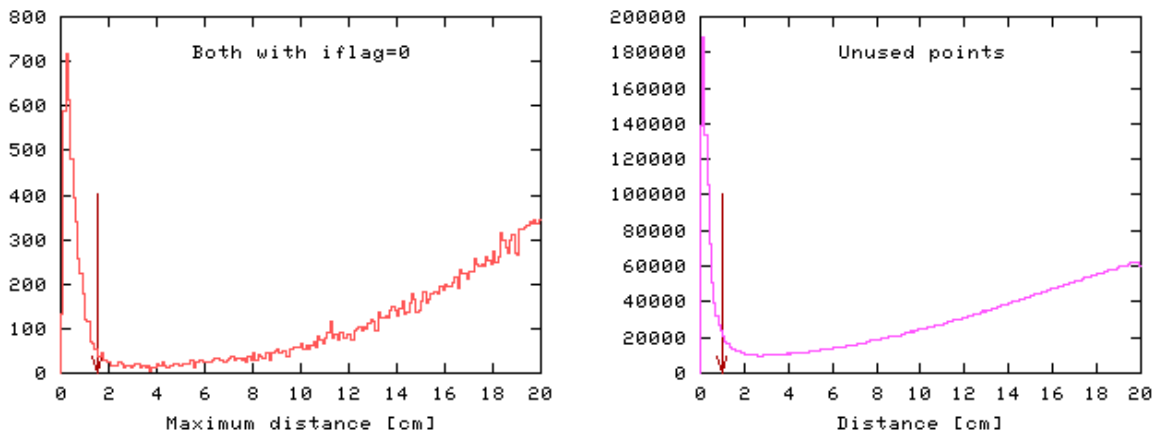
[4] A programcsomag a CERN hálózatán belül az `/afs/cern.ch/na49/library/pro/REFORM` könyvtárban érhető el, NA61-es változata a https://svnweb.cern.ch/trac/na61soft/browser/trunk/ Reconstruction/REFORM címen böngészhető.



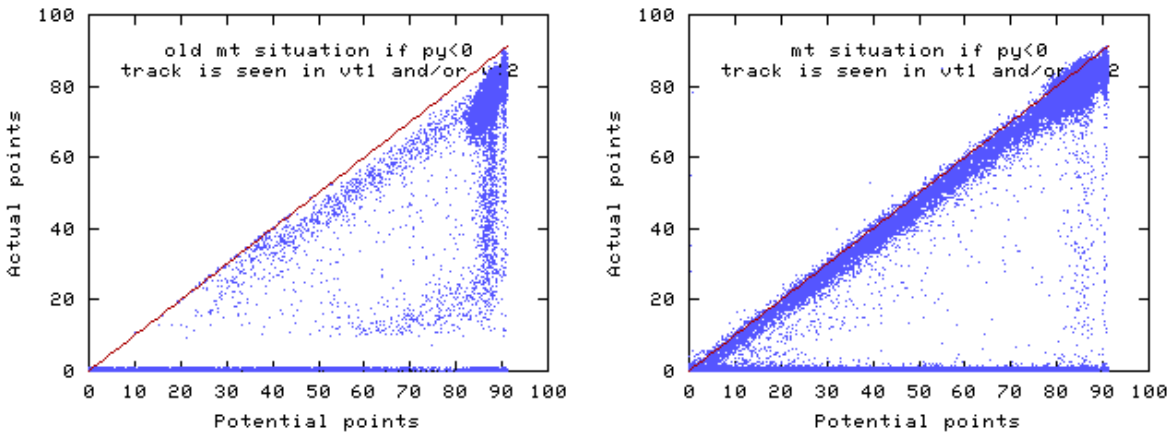
1.4. ábra. Balra: Egy kettévágott pálya 7 és 13 jelű töredékeinek egyesítése és újraillesztése. Jobbra: Egy kettévágott pálya 2 és 19 jelű töredékeinek egyesítése és újraillesztése. A javított nyomkövetéssel a pálya MTPC-ben hagyott, eddig nem megtalált pontjait (felül, világoskék) is a pályához csatoljuk.

gának négyzetei lesznek. A χ^2-et a $\boldsymbol{p_0}$ változtatásával minimalizáljuk. Egy pályát akkor fogadunk el, ha a pálya pontonkénti eltérésének átlaga 0,2 cm-nél kisebb (1.3 ábra). Az itt követett eljárás időigényes, de a gyors kiértékelés során elvesztett kis impulzusú részecskék nagy részét képes illeszteni, ily módon javítani a nyomkövetés hatásfokát.

A további lépések érdekében elkészítjük mindegyik megtalált pálya betöltöttségi képét, vagyis a TPC-k azon kiolvasó-sorainak listáját, melyeken az átmenő részecske nyomot, rekonstruált és a pályára felfűzött térbeli pontot hagyott. Az aktuális kezdeti impulzus értékkel a vertex ponttól indulva a pályát a megjelölt sorokig követjük, a sorok középpontjára számolt z értéknél a másik két jósolt koordinátát (x, y) feljegyezzük.



1.5. ábra. Balra: Pályarészletek távolságának eloszlása. A kettévágott, de a valóságban összetartozó pályarészleteket az ábrán függőleges nyíllal jelölt vágással választjuk ki. Jobbra: A fel nem használt, esetlegesen elvesztett pontok és a pályák távolságának eloszlása. A pályához csatolandó pontokat az ábrán függőleges nyíllal jelölt vágással választjuk ki.



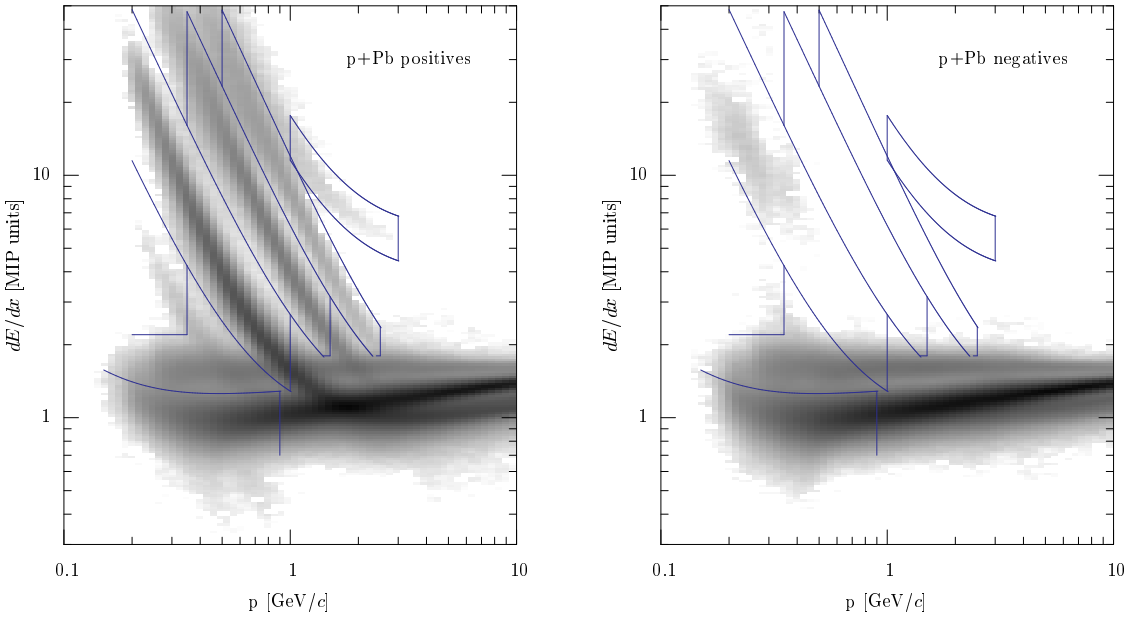
1.6. ábra. A TPC-k érzékeny térfogatának valósághű paraméterezése. A rekonstruált pályán található mért pontok és a részecskepálya lehetséges pontjai számának összehasonlítása, a VTPC-2 esetén. Az eredeti állapot a bal oldalon, a javított eloszlások a jobb oldalon láthatók.

Az eljárás egyik legfontosabb része az összetartozó, de a nyomkövetés során megosztott, kettévágott pályadarabok egyesítése (1.4 ábra). Az összes megtalált pályát, azok összes lehetséges párosítását megvizsgáljuk, valójában a pályák távolság-gráfját készítjük el. Csak olyan párokkal foglalkozunk, melyeknek nincs ugyanazon sorban levő pontjuk, vagyis a kiolvasó-soraik listája diszjunkt. Kiszámítjuk az egyik pálya jósolt és a másik pálya mért pontjai közötti távolságokat, minden egyes sorra, így megkapjuk a két pálya sorokra átlagolt távolságát (1.5-bal ábra). Ezután minden pályához elkészítjük a közeli pályák listáját. Ha ez csak egyelemű, a két pályarészletet egyesítjük. Több kompatibilis pályarészlet esetén csak akkor egyesítjük a pályákat, ha nincs közös betöltött soruk. Az egyesített pályákat újraillesztjük.

A részecskeazonosítás során fontos, hogy a pályának minél több, jó minőségű pontja legyen. A nyomkövetés egyes feltételei, vágásai miatt a pontok egy része nem kapcsolódik egy pályához sem. Megvizsgáljuk a fel nem használt, esetlegesen elvesztett pont és a megtalált pályák távolságát. Ha ez kisebb, mint egy adott érték (VTPC-1: 0,6 cm, VTPC-2: 0,9 cm, MTPC: 1,5 cm), a pontot a pályához csatoljuk (1.5-jobb ábra).

Ha két pálya egy kiolvasó sor felett egymáshoz közel halad el, klasztereik egymásba lóghatnak, így a részecskeazonosítás számára hamis, túlzottan nagy energiatartalmú pontokat kapunk. Ha a kapott távolság 1 cm-nél (VTPC), vagy 1,5 cm-nél (MTPC) kisebb, az ilyen keresztezéseknél a pontokat eltávolítjuk, valamint ezzel párhuzamosan csökkentjük a lehetséges pontok számát is.

A hamis pályák kiszűrésének egy fontos eszköze a detektorban hagyott és a lehetséges pontok számának összehasonlítása. Ennek kivitelezéséhez szükségünk volt egy, a TPC-k érzékeny térfogatát hűen leíró modellre, annak elemi függvényeket alkalmazó új paraméterezésére (1.6-bal és jobb ábrák). Egy pályát akkor tartunk meg, ha a mért pontjainak száma legfeljebb 20-szal kevesebb mint a lehetséges pontok száma, más szóval a



1.7. ábra. A 160 GeV nyalábenergiájú p-Pb ütközésben detektált töltött részecskék eloszlása a dE/dx – p síkon, pozitív (balra) és negatív részecskékre (jobbra). A részecskék azonosítását a bejelölt vonalak és görbék segíthetik, az egyes tartományok a kicsitől a nagyobb impulzusok felé: π, K, p, d, t, ^{3}He. Az elektronok az 1,7-nél látható vízszintes sávban találhatók.

nyomkövetés során legfeljebb csak 20 pontot veszthetünk el.

1.3. Töltött részecskék azonosítása

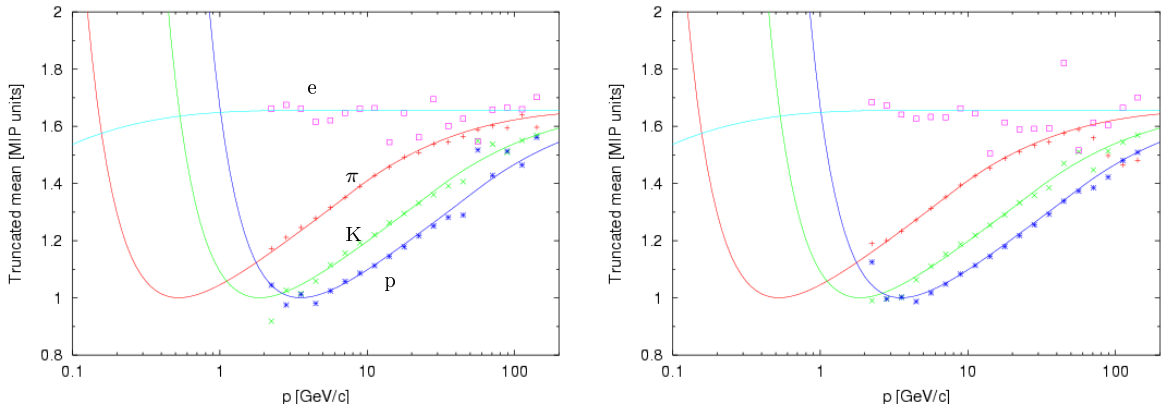
Egy töltött részecske átlagos $-\langle dE/dx\rangle$ energiaveszteség-rátája a részecske $\beta\gamma = p/m$ értékének függvénye. Bár az elméleti várakozások ismertek (Bethe-Bloch függvény), a lejátszódó fizikai folyamatok összetettsége miatt az egyes reakciókra kissé más paraméterértékeket kaphatunk. Az általánosan használt függvényalak [6]:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right], \tag{1.1}$$

ahol $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0{,}307\ 075$ MeV cm^2/mol; z a részecske töltése; Z, A ρ és I rendre az anyag rendszáma, tömegszáma, sűrűsége és ionizációs energiája; m_e az elektrontömeg, T_{max} az egy ütközésben átadható maximálist energia; δ pedig a sűrűségkorrekció:

$$\delta(\beta\gamma) = \begin{cases} 2(\ln 10) - \overline{C} & \text{ha } x \geq x_1 \\ 2(\ln 10) - \overline{C} + a(x_1 - x)^k & \text{ha } x_0 \leq x < x_1 \\ 0 & \text{ha } x < x_0, \end{cases} \tag{1.2}$$

ahol $x = \log_{10}(p/mc)$. Többféle lehetőségünk van egy töltött részecske energiaveszteség-rátájának becslésére. Itt a kiértékelés során a (0%,50%)-os levágott átlagolást használtuk



1.8. ábra. A dE/dx levágott átlagolással kapott becslésének illesztett középértékei (pontok) az impulzus függvényében pozitív (balra) és negatív részecskékre (jobbra). A görbék az elektronok, pionok, kaonok és protonok várható viselkedését (Bethe-Bloch görbék) mutatják a minimum ionizáló részecske egységeiben.

(vö. 9. fejezet). Ez a becslő elfogult (*biased*), de lecsökkenti az energiaveszteség-eloszlás hosszú farkában ülő nagy energialeadások hatását. Jelölje ΔE_i a leadott energiát, Δx_i pedig az úthosszat a részecske i-edik mért szakaszán. A méréseket sorba rendeztük: $dE_i/dx_i \leq dE_{i+1}/dx_{i+1}$. Ha a mért szakaszok száma n, a becslésünk

$$dE/dx = \frac{\sum_{i=1}^{n} w_i \cdot \Delta E_i/\Delta x_i}{\sum_{i=1}^{n} w_i} \tag{1.3}$$

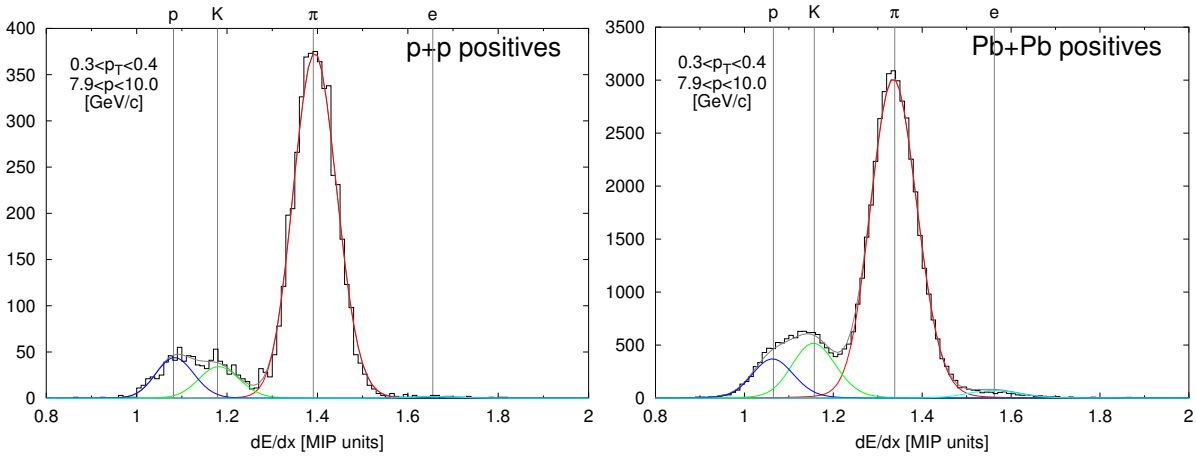
ahol a w_i számok súlyok. A differenciális energiaveszteségek alsó felét használjuk, vagyis a súlyaink következők:

$$w_i = \begin{cases} 0 & \text{ha } 2i > n+1 \\ 1/2 & \text{ha } 2i = n+1 \\ 1 & \text{ha } 2i < n+1. \end{cases} \tag{1.4}$$

A levágott átlagolással kapott dE/dx és a valós érték (1.1 egyenlet) közötti kapcsolatot jó közelítéssel egy másodfokú polinommal írhatjuk le. A 160 GeV nyalábenergiájú p-Pb ütközésben detektált részecskék eloszlását a $dE/dx - p$ síkon az 1.7 ábra mutatja.

A fázisteret (p, p_{T}) *bin*ekre osztjuk a $-0{,}8 < \log_{10} p < 2{,}2$ és $0 < p_{\mathrm{T}} < 2\,\mathrm{GeV}/c$ tartományokban, így egy 30×20 méretű rácsot kapunk. A p impulzusváltozó használata előnyös, hiszen az egyes részecsketípusok dE/dx középértéke főként az impulzustól függ. A logaritmikus impulzusskála a binenkénti hozamok kiegyenlítése érdekében fontos. Az azimutszögben csak egy ék alakú szögtartományt használunk ($|\phi| < 50°$), a TPC-ket felfelé vagy lefelé elhagyó rövid, kevés pontot tartalmazó vagy keresztirányú pályákat nem dolgozzuk fel.

Egy binben, adott pontszám esetén, a levágott átlagolással kapott dE/dx eloszlások jő közelítéssel gaussosak. A hozamok, az eloszlás m középértéke, valamint σ szélessége



1.9. ábra. A dE/dx hisztogramok illesztése p-p (balra) és központi Pb-Pb ütközésekben (jobbra). Mivel két esetben ugyanazt a (p, p_{T}) bint láthatjuk, a kaonok Pb-Pb-ben megnövekedett hozama a p-p adatokhoz képest szembetűnő.

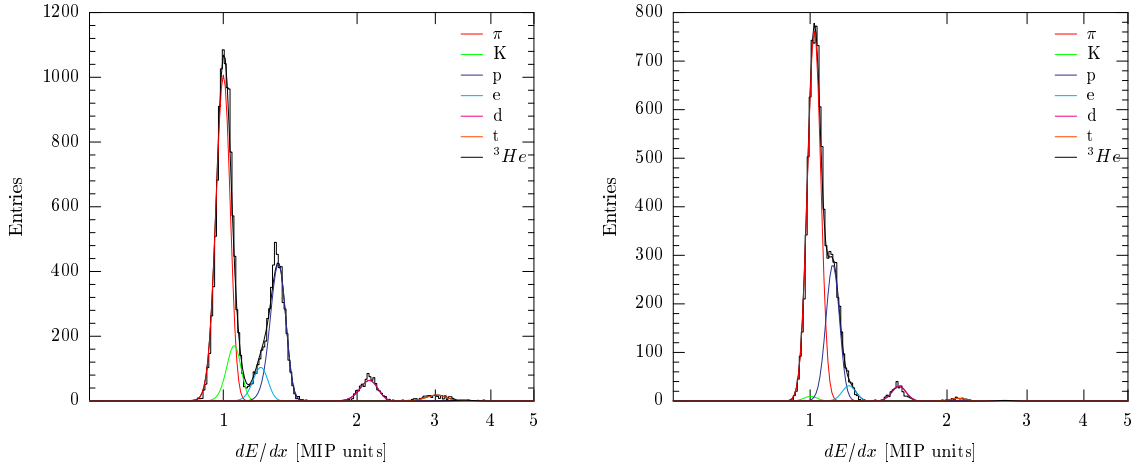
is szabad paraméter, de az egyes részecsketípusok jobb szétválaszthatósága érdekében – jól megalapozott – feltevéseket is tehetünk. Az eloszlás szélessége függ a pálya megtalált pontjainak N_p számától, valamint az eloszlás középértéktől:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{N_p^{\alpha}} m^{\beta}, \tag{1.5}$$

ahol $\alpha \approx 0{,}5$, $\beta \approx 0{,}6$. A σ_0 felbontási állandó p_{T}-től való függése elhanyagolható.

Bár a $\delta(\beta\gamma)$ sűrűségkorrekció hozzávetőleges paraméterei az egyes gázkeverékekre táblázatokból megkaphatók, a $\overline{C}$, x_0, x_1 és k legjobb értékeit a kísérleti adatainkból iteratív módon, rendszerint kettő vagy három lépésben határoztuk meg (1.8 ábra). A TPC erősítésének korrekciója egy multiplikatív folyamat, a megfelelő faktorok helyfüggők. Így helyileg, egy adott (p, p_{T}) binben a Bethe-Bloch függvényt értékeit egy skálafaktorral beszorozhatjuk, míg a különféle részecskék dE/dx értékeinek arányát rögzítetten tartjuk. Ha a választott Bethe-Bloch függvény nem megfelelő, a skálázást nem használhatjuk, ezért az egyes részecsketípusokra független eltolásokat is bevezethetünk. A Bethe-Bloch görbék keresztezésekben az illesztések szisztematikus bizonytalansága nagy: a problémás binekben a paraméterek folytonossága elvét felhasználva a fontosabb paramétereket rögzítjük, majd a dE/dx eloszlásokat újraillesztjük. Az illesztések során a 20 GeV/c feletti elektronok hozamát elhanyagoljuk.

Miután meghatároztuk az impulzusfüggő skálafaktorokat és az eloszlás szélességét jellemző σ_0-t, a következő lépés az elektronok, pionok, kaonok és protonok hozamainak meghatározása (p, p_{T}) binekben. A meglevő ismereteinkkel az eloszlások alakját felépíthetjük, így a *template*-ek (illesztési sablonok) rendelkezésre állnak (1.9 ábra). A probléma lineáris, az N hozamokat a mért M részecskeszámokból az A átfedési mátrix invertálásával határozhatjuk meg: $\boldsymbol{M} = A\boldsymbol{N}$, $\boldsymbol{N} = A^{-1}\boldsymbol{M}$. Az így kapott $d^3N/dpdp_{\mathrm{T}}d\phi$ differenciá-



1.10. ábra. A becsült energiaveszteség-ráta eloszlások illesztései pozitív részecskékre: $(0{,}80 < p < 0{,}85)$ GeV/c és $(0{,}10 < p_{\mathrm{T}} < 0{,}15)$ GeV/c (balra), valamint $(1{,}20 < p < 1{,}35)$ GeV/c és $(0{,}20 < p_{\mathrm{T}} < 0{,}25)$ GeV/c (jobbra).

lis hozamokat binenként az (y, p_{T}), (y, m_{T}) vagy $(x_{\mathrm{F}}, p_{\mathrm{T}})$ síkokra transzformálhatjuk a megfelelő Jacobi alkalmazásával:[5]

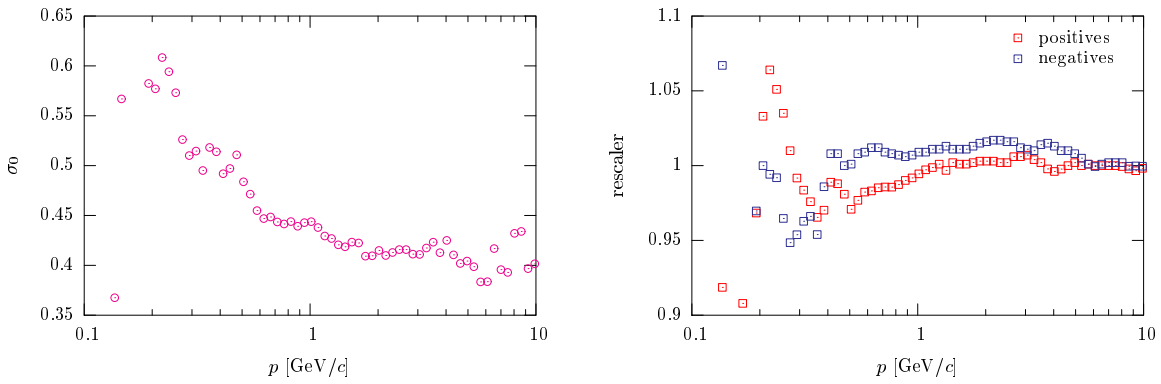
$$E\frac{d^3N}{dp^3} = \frac{1}{m_{\mathrm{T}}}\frac{d^3N}{d\phi dy dm_{\mathrm{T}}} = \frac{1}{p_{\mathrm{T}}}\frac{d^3N}{d\phi dy dp_{\mathrm{T}}} = \frac{E}{p_{\mathrm{T}}p_0}\frac{d^3N}{d\phi dx_{\mathrm{F}} dp_{\mathrm{T}}} = \frac{E}{p_{\mathrm{T}}}\frac{p_L}{p}\frac{d^3N}{d\phi dp dp_{\mathrm{T}}}. \tag{1.6}$$

Az illesztéseket még részletesebben, (p, p_{T}, N_p) binekben is elvégezhetjük. Az N_p-ben is differenciális illesztés a sok ponttal rendelkező pályát fontos információit emeli ki. A Bethe-Bloch függvény paramétereit a fenti iteratív eljárás helyett a skálafaktorokkal, szélesség paraméterekkel és a hozamokkal egyidejűleg is meghatározhatjuk. A rengeteg dE/dx eloszlás miatt ez a megközelítés óriási, akár 10^4 méretű Hesse-mátrix invertálását is igényli, de szerencsére a mátrix ritka, a paraméterek nagy része csak lazán csatolt. Néhány ilyen módon elvégzett illesztést láthatunk az 1.10 ábrán, az 1.11 ábra pedig a σ_0 felbontási állandó és a skálafaktor impulzusfüggését mutatja, mindkettő 160 GeV nyalábenergiájú p-Pb ütközésben.

1.4. Összegzés

Az NA49 kísérlet nehézion-ütközésekre optimalizált nyomkövető algoritmusa több ponton is javításra szorult: kis impulzusú pályák újraillesztése, kettétört pályák egyesítése, a nem hozzárendelt pontok pályához csatolása, átfedő klaszterek eltávolítása, a mért és a lehetséges pontok összehasonlításával a hamis pályák számának csökkentése. A Bethe-Bloch függvény tapasztalati paramétereinek optimalizálása, majd a energiaveszteség-

[5] y a rapiditás, $m_{\mathrm{T}} = \sqrt{m^2 + p_{\mathrm{T}}^2}$ a transzverzális tömeg, $x_{\mathrm{F}} = 2p_{\mathrm{L}}/\sqrt{s}$ pedig a Feynman-x változó.



1.11. ábra. A becsült energiaveszteség-ráta eloszlások illesztett paramétereinek impulzusfüggése a 0,10 $< p_{\mathrm{T}} <$ 0,15 GeV szeletben: a σ_0 felbontási állandó(balra) és a skálafaktor (jobbra), 160 GeV nyalábenergiájú p-Pb ütközésben.

spektrumok automatizált illesztése lehetővé tette az azonosított töltött hadronok hozamainak meghatározását a detektor teljes akceptanciájában.

Irodalomjegyzék

[1] F. Siklér *et al.*, „Hadron production in nuclear collisions from the NA49 experiment at 158 GeV/c/A," Nucl. Phys. A 661 (1999) 45–54.

[2] NA49 Collaboration, „Inclusive production of charged pions in p+p collisions at 158 GeV/c beam momentum," Eur. Phys. J. C 45 (2006) 343–381, `arXiv:hep-ex/0510009 [hep-ex]`.

[3] NA49 Collaboration, „Inclusive production of charged pions in p+C collisions at 158 GeV/c beam momentum," Eur. Phys. J. C 49 (2007) 897–917, `arXiv:hep-ex/0606028 [hep-ex]`.

[4] L. Betev, F. Eckhardt, H.-G. Fischer, and F. Siklér, „Comparison of pion, kaon and proton yields from dE/dx-only and dE/dx+TOF analysis,". NA49 note 186 (1999).

[5] NA49 Collaboration, „The NA49 large acceptance hadron detector," Nucl. Instrum. Meth. A 430 (1999) 210–244.

[6] Particle Data Group Collaboration, „Review of particle physics," J. Phys. G 37 (2010) 075021.

dc_245_11

2. fejezet

Alkalmazás: Töltött hadronok eloszlásai $\sqrt{s} = 17\,\mathrm{GeV}$-es p-p, p-Pb és Pb-Pb ütközésekben

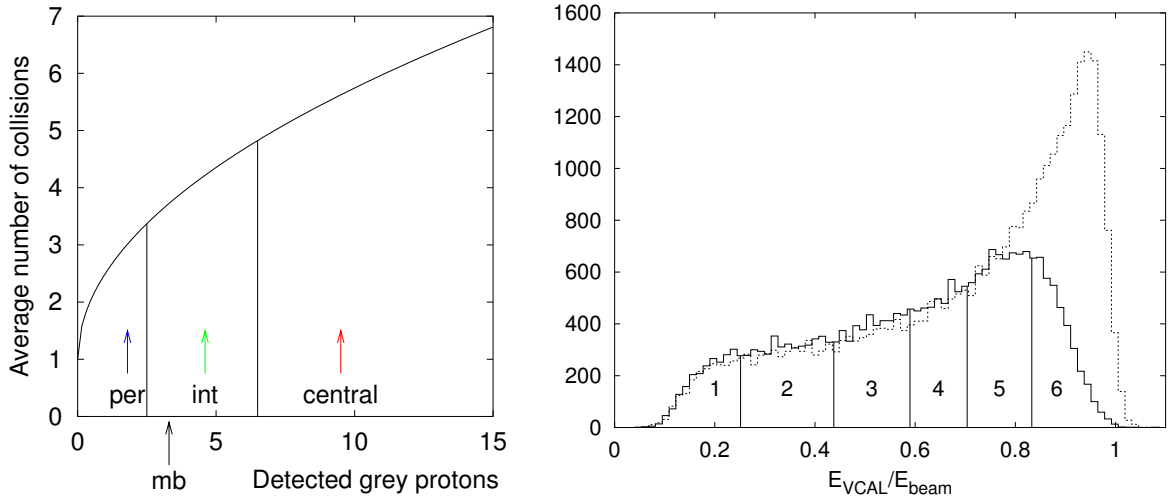
Az NA49 kísérlet ólom-ólom ütközésben mért adatai fontos következményekkel jártak a barionok megállása és ritka kvarkot tartalmazó részecskék részarányának növekedése területén. Az elvégzett munka eredményeit összefoglaló előadásom, valamint az utána megjelent cikk [1] a 2000-es CERN-i bejelentés (*New State of Matter* [2], az anyag új állapota) egyik fontos referenciája, a három említett NA49 eredmény egyike.

A kapott részecskearányok – a kölcsönhatási régió vastagságán alapuló – új, érdekes skálázását elsőként javasoltam és mutattam be [3, 4].

2.1. Hadronkeltés vizsgálata

Az NA49 kísérlet célja kezdetben a központi Pb-Pb ütközések vizsgálata, a feltételezett kvark-gluon plazma állapot különféle jeleinek megfigyelése volt. Ez a terület kiterjedt a mérhető mennyiségek impakt paraméter függésére, valamint az elemi p-p és p-A ütközések összehasonlító tanulmányozására is. Látjuk-e a jósolt effektusokat, találunk-e olyan ugrásokat, melyek alátámasztanák a hadronanyag fázisátmenetéről szóló elképzeléseket?

Az ütközés centralitása ♦ A hadronkeltés vizsgálatának egyik meghatározó paramétere az ütközés centralitása: meg tudjuk becsülni az ütközésben résztvevő nukleonok, valamint az általuk elszenvedett ütközések számát. A p-A reakcióban a centralitás kapcsolatban van a keltett szürke nukleonok (lassú protonok és deuteronok a $0{,}15 < p < 1\,\mathrm{GeV}/c$ impulzustartományban) számával, melyet a céltárgyat körbevevő ún. Centralitás Detektorral mértünk [5]. A TPC-k segítségével azonosított szürke részecskékkel együtt körülbelül ezen részecskék 50%-át detektáljuk. Számukat összekapcsolhatjuk az ütközésben



2.1. ábra. Balra: A nyalábrészecske átlagos ütközési száma és a detektált lassú részecskék közti kapcsolat p-Pb ütközésekben. Jobbra: A kisszögű kaloriméterben mért energialeadás (E_{VCAL}) és a nyalábenergia (E_{beam}) hányadosának eloszlása minimum bias Pb-Pb ütközésekben. Folytonos vonallal a kölcsönhatási trigger által kiválasztott, szaggatottal pedig a nem válogatott események hisztogramját jelöltük.

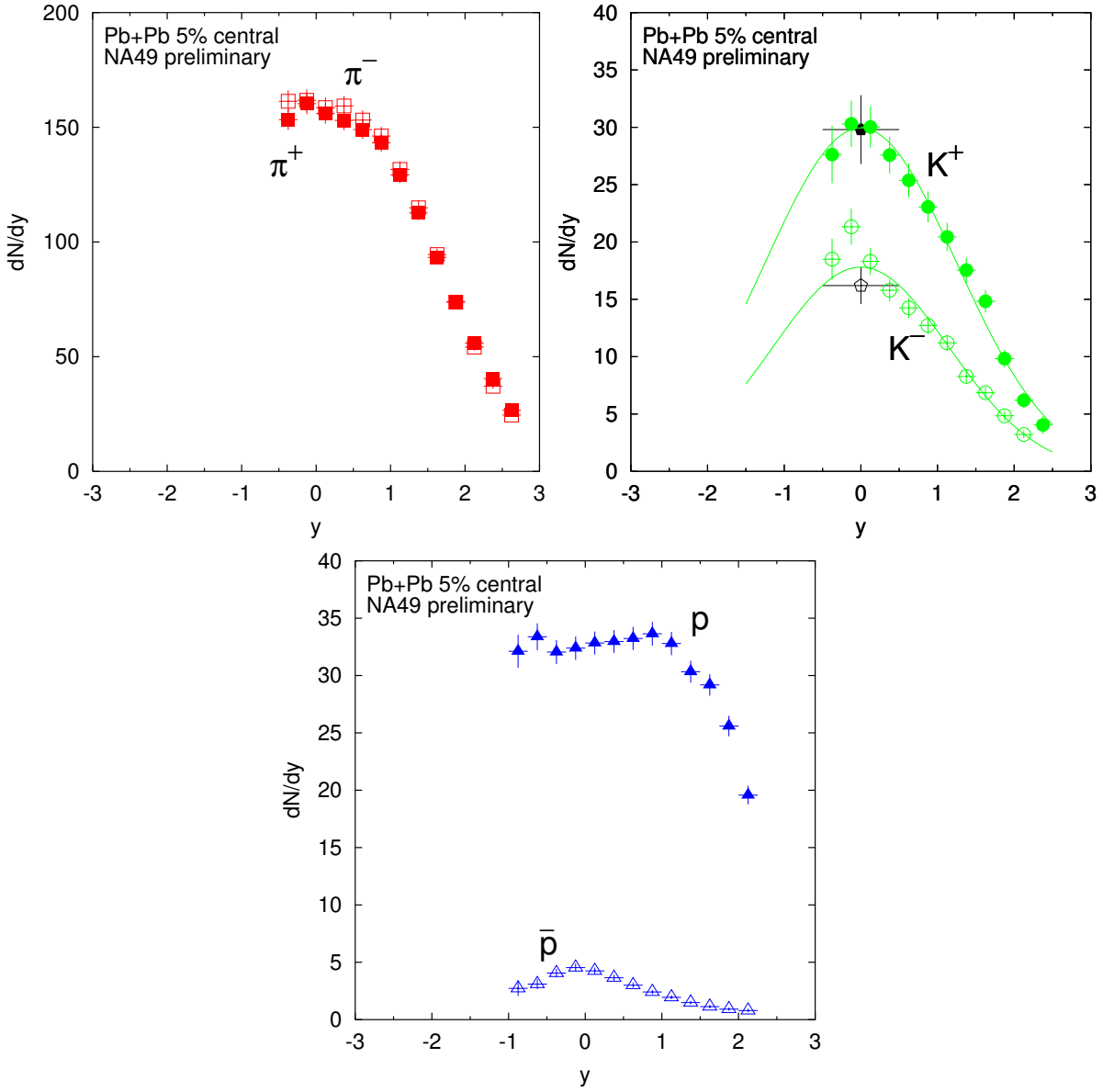
résztvevő nukleonok számával, megfelelő szimuláció alkalmazásával (2.1-bal ábra). Pb-Pb ütközésekben a kisszögű kaloriméterben (VCAL) leadott energia segítségével határozzuk meg az események centralitását. Az ütközésben résztvevő nukleonok N_{part} száma olyan nukleonokat jelöl, melyek kölcsönhatásba léptek. N_{part} értékét közvetlen mérésekkel, a proton és kaon spektrumok felhasználásával határoztuk meg.[1] Az eljárást a detektor teljes előremenő féltérre ($y > 0$) vonatkozó jó akceptanciája tette lehetővé. Az impakt paraméter eloszlását a trigger hatáskeresztmetszet felhasználásával, egy Glauber-számolással [6] kapjuk. A *minimum bias* eseményeket hat osztályba osztottuk, melyek a rugalmatlan hatáskeresztmetszet 5%, 9%, 9%, 9%, 15% és 52%-át tartalmazzák, központitól perifériküsig haladva (2.1-jobb ábra).

Részecskeazonosítás ♦ A keltett töltött részecskék impulzusát négy nagy térfogatú TPC-vel mértük, közülük kettő mágneses térben van. A részecskéket a kamrák gázában mért dE/dx energiaveszteség-rátával, valamint négy szcintillátor-fal repülésiidő-mérésével azonosítottuk. Az itt részletezett eredmények javarészt a dE/dx-en alapuló azonosításból származnak, de ellenőrzésképpen a két analízis összehasonlítását is bemutatjuk. A dE/dx

[1] A protonok a neutronokról, a kaonok pedig – a ritkaság megmaradásán keresztül – a ritka barionokról szolgának információval. A különböző részecskék longitudinális eloszlásait az ütköző részecskék kezdeti rapiditásáig extrapoláltuk és integráltuk.

2.1. táblázat. A szisztematikus hibák forrásai és becsült értékei.

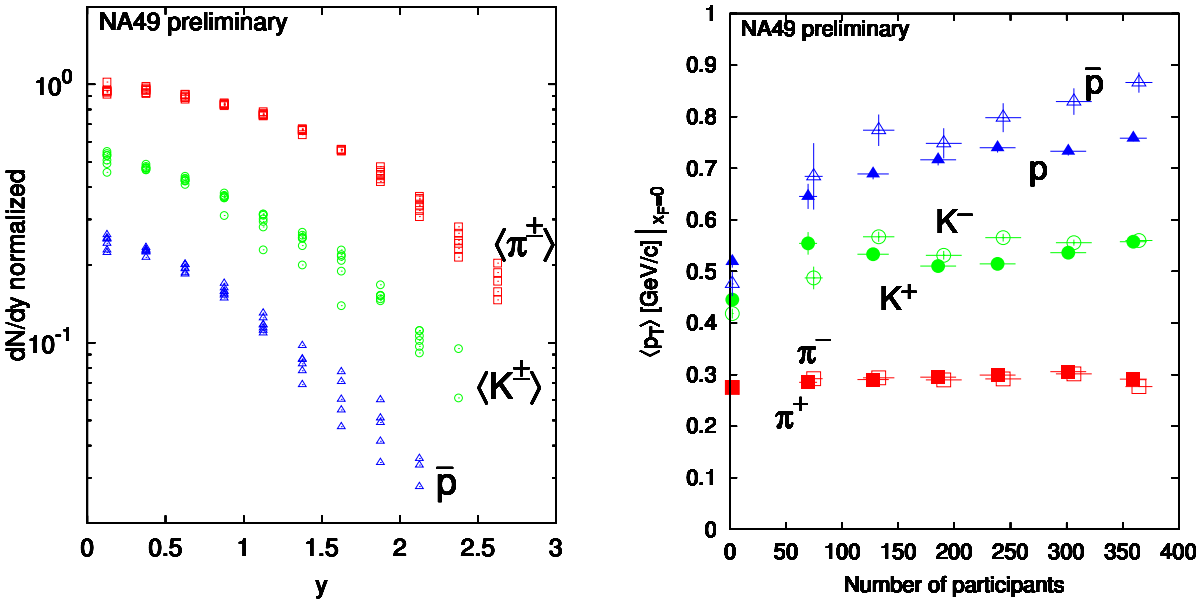
$\pi^{\pm}$ hozam	5%	p hozam	5%	$\Lambda \to$ p	3%	N_{part}	3-15%
$\mathrm{K}^{\pm}$ hozam	10%	$\overline{\mathrm{p}}$ hozam	10%	$\overline{\Lambda} \to \overline{\mathrm{p}}$	7%		



2.2. ábra. A pionok, kaonok és protonok rapiditás eloszlása központi Pb-Pb ütközésben. A betöltött szimbólumok a pozitív, az üresek pedig a negatív részecskéket jelölik.

becslés felbontása 4% körül alakult egy széles impulzustartományban. A (p, p_{T}) síkot egy 20×20 rácsra osztottuk, a négy stabil részecske (π, K, p és e) hozamát az energiaveszteségráta eloszlások illesztéseivel kaptuk. Olyan függvényeket használtunk, melyek a levágott átlagolással kapott értékek eloszlását és a detektor válaszát is részletesen leírták. A kapott hozamokat transzformáltuk és az (y, p_{T}), valamint az $(x_{\mathrm{F}}, p_{\mathrm{T}})$ síkokon interpoláltuk. Az energiaveszteség sávjainak keresztezése miatt a pionokat csak 2 GeV/c, a kaonokat és protonokat pedig 4 GeV/c felett tekintettük.

Korrekciók ♦ A mért hozamokat a detektor akceptanciájára és a nyomkövetés hatásfokára, a kaonok bomlására, valamint a gyengén bomló barionok legfontosabb bomlási csatornáira ($\Lambda \to \mathrm{p}\pi^-$, $\overline{\Lambda} \to \overline{\mathrm{p}}\pi^+$, $\Sigma^+ \to \mathrm{p}\pi^0$, $\overline{\Sigma}^- \to \overline{\mathrm{p}}\pi^0$) korrigáltuk. A $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}} \to \pi^+\pi^-$ csatorna hozzájárulása kicsi, hatását a pionspektrumokra elhanyagoltuk. A p-p ütközésekben

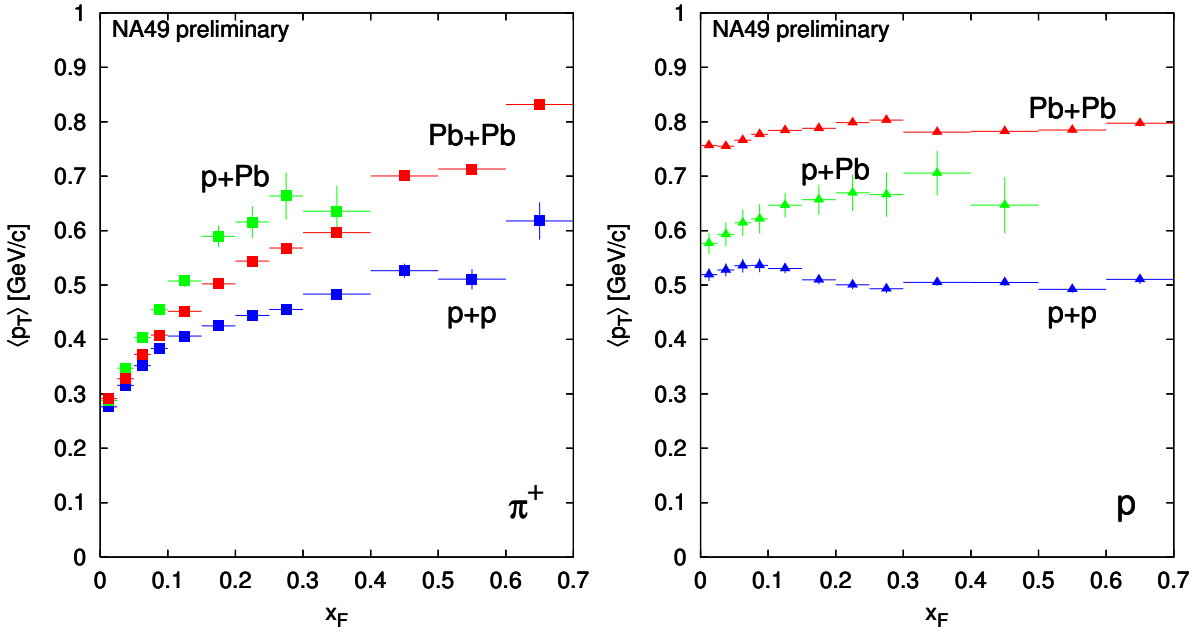


2.3. ábra. Balra: A töltött pionok és kaonok átlagolt, valamint az antiprotonok rapiditás eloszlása a Pb-Pb ütközések hat centralitás osztályában. Az egyes eloszlásokat a jobb összehasonlíthatóság kedvéért összenormáltuk. Jobbra: Az $x_F = 0$-nál mért átlagos transzverzális impulzus függése az ütközésben résztvevő nukleonok számától. A betöltött szimbólumok a pozitív, az üresek pedig a negatív részecskéket jelölik.

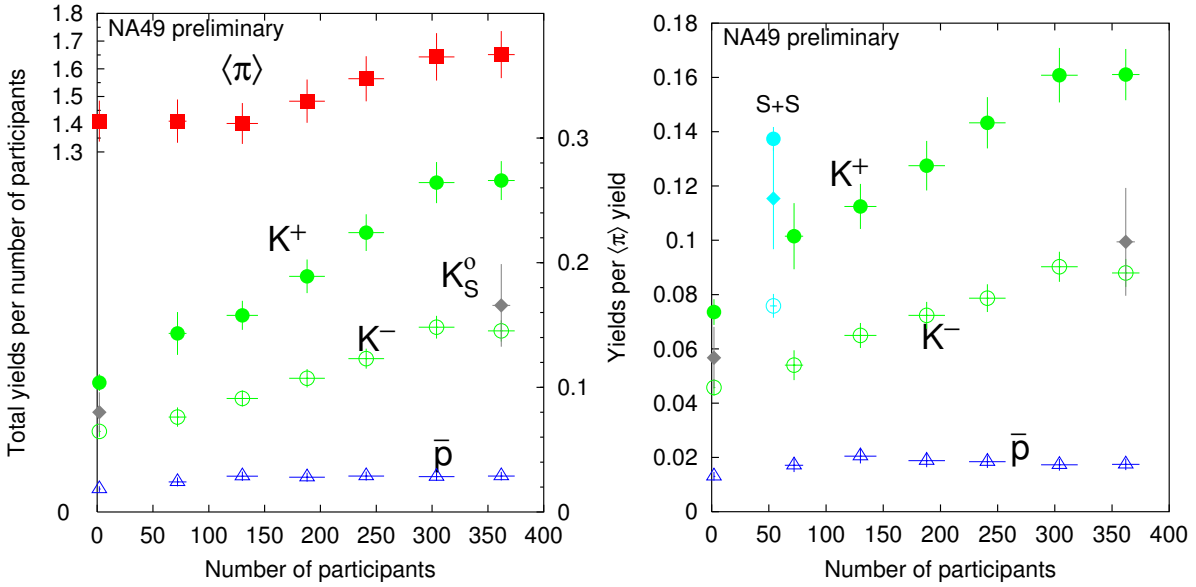
a kölcsönhatási pont gyengébb helyfelbontása miatt a használt vágásra is korrigálnunk kellett. A szisztematikus hibák becsült értékeit a 2.1 táblázatban foglaltuk össze.

Spektrumok ♦ Az azonosított részecskék p_T-re integrált rapiditás-sűrűség eloszlásai központi Pb-Pb ütközésekben a 2.2 ábrán láthatók. A kaon adatok a többféle analízis eredményeinek jó összhangját mutatják. A keltett részecskék rapiditás-eloszlásainak alakja nagyon hasonló a p-p ütközésektől kezdve a központi Pb-Pb ütközésekig (2.3-bal ábra), ugyanakkor protonokra jelentős változást tapasztalunk. Az ütközések transzverzális aktivitásának tanulmányozása érdekében a longitudinális és transzverzális irányok világos szétválasztására van szükség, erre a Feynman-x (x_F) változót használjuk. Amíg $x_F \approx 0$ esetén pionokra a $\langle p_T \rangle$ a résztvevő nukleonok számának függvényében lapos, a protonoknál folyamatos emelkedést látunk (2.3-jobb ábra).

Az x_F skála kinyitásával a pionokra a jól ismert „sirály” (*sea-gull*) alakot, vagyis növekvő x_F-fel emelkedő $\langle p_T \rangle$-t kapunk (2.4 ábra). Ugyanakkor a protonok mindegyik kölcsönhatásban kis x_F függést mutatnak. Ha a különféle reakciókat egy adott x_F-nél hasonlítjuk össze, egy világos hierarchiát figyelhetünk meg: a pionokra az átlagos transzverzális impulzus nő p-p-től a központi Pb-Pb ütközéseken át a legnagyobb értékeket létrehozó központi p-Pb ütközésekig. A protonoknál viszont a központi Pb-Pb ütközések szolgáltatják a legnagyobb $\langle p_T \rangle$-t. A megfigyelt változásoknak többféle oka is lehet: belső k_T, kezdeti állapoti szórás, rezonanciák szerepe, hidrodinamikai folyás.



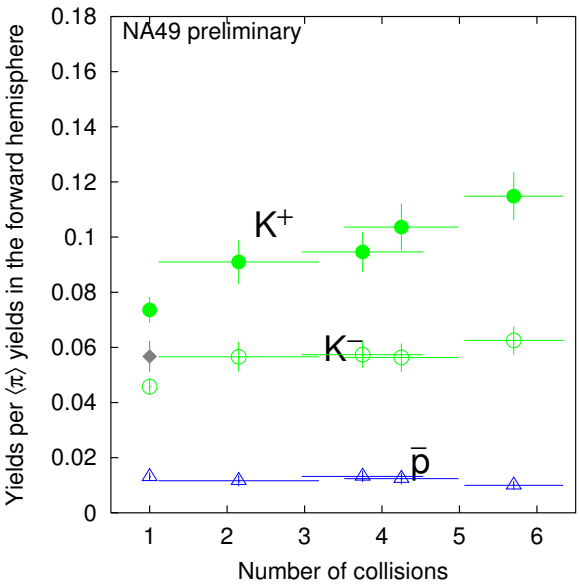
2.4. ábra. Az átlagos transzverzális impulzus Feynman-x függésének összehasonlítása pozitív töltésű pionokra (balra) és protonokra (jobbra), p-p, p-Pb és központi Pb-Pb ütközésben.



2.5. ábra. Balra: Az egy résztvevő nukleonra eső teljes részecskehozamok a p-p ütközésben, valamint a Pb-Pb ütközések hat centralitás osztályában, töltésátlagolt pionokra (bal oldali skála), pozitív és negatív töltésű kaonokra, valamint anti-protonokra (jobb oldali skála). Jobbra: A teljes hozamok arányai az ütközésben résztvevő nukleonok számának függvényében Pb-Pb ütközésben. Összehasonlításképpen a központi S-S ütközés értékeit is ábrázoltuk [7].

Hozamok ♦ A keltett részecskék longitudinális eloszlásainak feltűnő hasonlósága ismeretében a helyi rapiditás-sűrűségek vagy a teljes hozamok egyaránt jellemezhetik a különféle ütközéseket. A résztvevő nukleonok N_{part} számával normált teljes hozamok (2.5-bal ábra) a pionok és kaonok fokozatos emelkedését mutatják a p-p-től a perifériku Pb-Pb

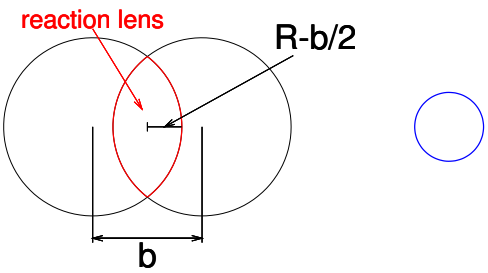
ütközéseken át a központi Pb-Pb ütközésekig. A kapcsolat közel lineáris kaonokra. Érdekes, hogy az antiprotonok nem követik ezt, még egy enyhe csökkenés is látható. Az itt mutatott eredmények nagyon hasonlók az AGS energián kapott viselkedéshez [8]. Az N_{part} becslésének bizonytalanságát kiküszöbölhetjük, ha a részecskék töltésátlagolt pionokhoz viszonyított arányát ábrázoljuk (2.5-jobb ábra).



2.6. ábra. Az $y > 0$ térrészben mért hozamok arányai a nyalábrészecske ütközései függvényében p-Pb ütközésben.

Ritkaság ♦ A ritkaság feldúsulásának okairól a p-A ütközések nyújthatnak felvilágosítást. A nyalábrészecske félterében dolgozva ($y > 0$) a több egymás utáni ütközésen keresztülment proton fragmentációjába nyerhetünk bepillantást. A féltérben mért $\langle \mathrm{K} \rangle / \langle \pi \rangle$ arányok esetében a szürke részecskék segítségével meghatározott ütközési szám függvényében egyenletes emelkedést látunk (2.6 ábra). Az effektus minőségileg a Pb-Pb kölcsönhatásban tapasztalt növekedéshez hasonló, de az ott megfigyeltnek csak a fele. Ugyanakkor az antiprotonok a pionokhoz képest alig változnak, a Pb-Pb-nél látottaknak megfelelően.

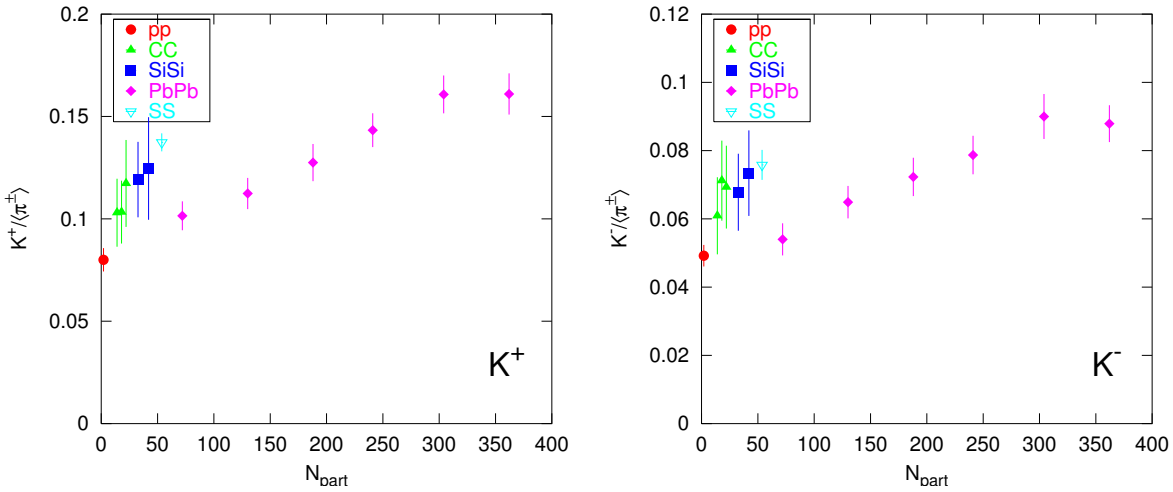
2.2. A keltett részecskék arányainak skálázása



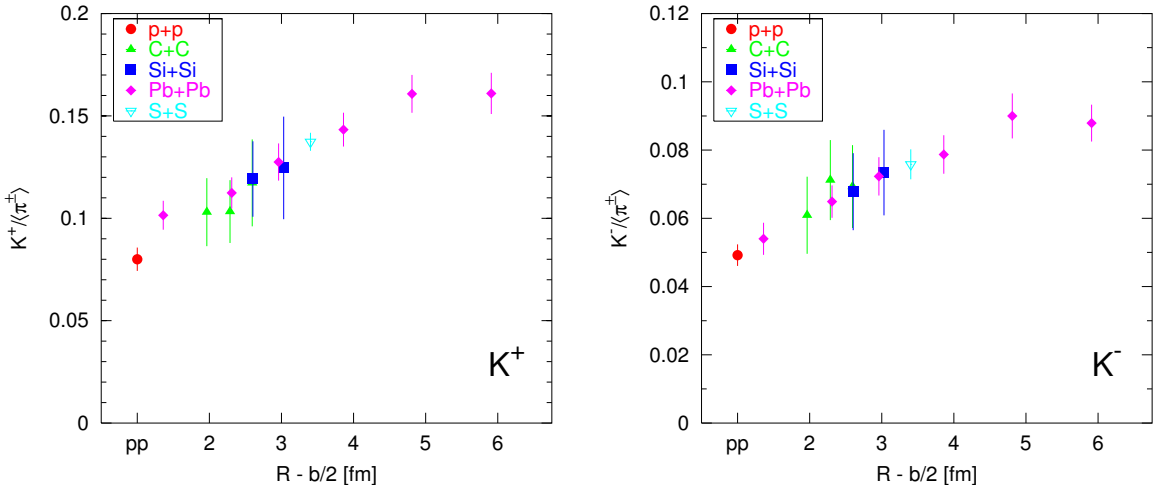
2.7. ábra. A reakció lencse alakú tartománya. A kis magok jobb oldalon feltüntetett központi ütközése közel annyi kaont bocsát ki, mint a bal oldalon ábrázol közepes impakt paraméterű nehéz magok ütközése. A nukleonok az ábra síkjára merőlegesen mozognak.

Mind AGS, mind SPS energián az láttuk, hogy a részecskearányok egyenletesen változnak a magmag ütközések centralitásával, vagyis a résztvevő nukleonok N_{part} számával. Ugyanakkor a különféle méretű magok ütközéseinek vizsgálata azt mutatja, hogy N_{part} nem a megfelelő változó, hiszen a részecskehozamok hányadosai ebben a mennyiségben nem skáláznak (2.8 ábra).

Egy új mérőszámot, a kölcsönhatási régió vastagságát érdemes közelebbről megvizsgálni. A kölcsönhatási zóna lencse alakú vetületének felszínét és kerületét felhasználva a tartomány térfogat/felület hányadosa jól becsülhető a $V/A \approx 2/3(R - b/2)$ kifejezéssel, ahol R a mag sugara, b pedig az ütközés impakt paramétere (2.7 ábra). Egy faktortól eltekintve $R - b/2$ jellemezheti a részecskék



2.8. ábra. A teljes hozamok $K^+/\langle\pi^\pm\rangle$ és $K^-/\langle\pi^\pm\rangle$ hányadosainak függése különféle ütközésekben, a résztvevő nukleonok számától.



2.9. ábra. A teljes hozamok $K^+/\langle\pi^\pm\rangle$ és $K^-/\langle\pi^\pm\rangle$ hányadosainak függése különféle ütközésekben, a kölcsönhatási zóna $R - b/2$ vastagságától.

átlagos kiszökési úthosszát. Az ütközések impakt paraméterét a kisszögű kaloriméterben leadott energia segítségével határozhatjuk meg. Ha a fenti hányadosokat $R - b/2$ függvényeként ábrázoljuk, mind a négy központi ütközés (C-C, Si-Si, S-S és Pb-Pb), sőt a centralitásra kiválogatott Pb-Pb ütközések is egy közös egyenesre esnek (2.9 ábra).

2.3. Összegzés

A vizsgált fizikai mennyiségek p-p-től a p-A ütközéseken át a perifériku és központi Pb-Pb ütközésekig lassú, egyenletes változást mutatnak: longitudinális eloszlások, transzverzális spektrumok alakjai, részecskehozamok, ritkaság feldúsulása, antiprotonok hoza-

ma. A kirajzolódó kép az AGS energiákon megfigyelthez hasonló. A különféle ütközési rendszerek összehasonlítása érdekes eltéréseket mutat mind a résztvevő nukleonok számán, mind az átlagos ütközési számon alapuló skálázási feltevésektől. A részecskearányok a kölcsönhatási régió vastagságán alapuló új, érdekes skálázását mutattuk be. A kis magok ütközéseivel elvégzett mérések segítenek betölteni az elemi p-p és a Pb-Pb ütközések közötti űrt. Már a félig központi C-C ütközések is a ritkaság növekedését mutatják.

Irodalomjegyzék

[1] F. Siklér *et al.*, „Hadron production in nuclear collisions from the NA49 experiment at 158 GeV/c/A," Nucl. Phys. A 661 (1999) 45–54.

[2] U. W. Heinz and M. Jacob, „Evidence for a new state of matter: An Assessment of the results from the CERN lead beam program," `arXiv:nucl-th/0002042 [nucl-th]`.

[3] F. Siklér [NA49 Collaboration], „Baryon stopping: A link between elementary p+p interactions and controlled-centrality p+A and A+A collisions,". Proceedings of the 30th International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 2000), 27 Jul - 2 Aug 2000: Osaka, Japan.

[4] F. Siklér [NA49 Collaboration], „Recent NA49 results on Pb+Pb collisions at CERN SPS," `arXiv:hep-ex/0102004 [hep-ex]`. Proceedings of the 30th International Symposium on Multiparticle Dynamics (ISMD 2000), 9-15 Oct 2000: Tihany, Hungary.

[5] NA49 Collaboration, „The NA49 large acceptance hadron detector," Nucl. Instrum. Meth. A 430 (1999) 210–244.

[6] R. Glauber and G. Matthiae, „High-energy scattering of protons by nuclei," Nucl. Phys. B 21 (1970) 135–157.

[7] NA35 Collaboration, „Charged particle production in proton, deuteron, oxygen and sulphur nucleus collisions at 200 GeV per nucleon," Eur. Phys. J. C 2 (1998) 643–659, `arXiv:hep-ex/9711001 [hep-ex]`.

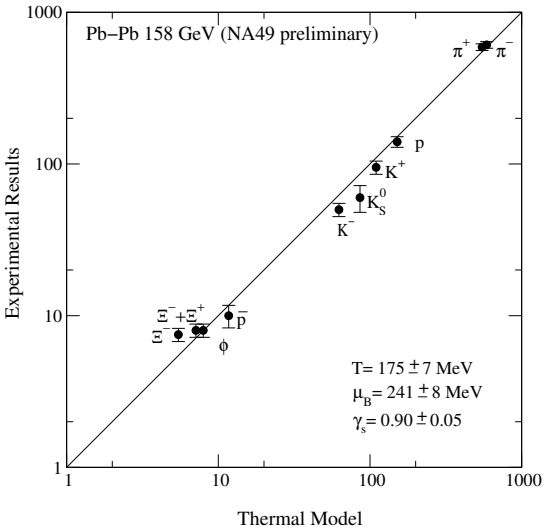
[8] E-802 Collaboration, „Simultaneous multiplicity and forward energy characterization of particle spectra in Au + Au collisions at 11.6 A GeV/c," Phys. Rev. C 59 (1999) 2173–2188.

3. fejezet

Fizika: Az eredmények értelmezése

A kapott eredmények három fontos vonatkozására szeretném felhívni a figyelmet.

Termalizáció és a ritkaság növekedése ♦ Részecskék nagyenergiás ütközéseiben (pp, $p\overline{p}$ és e^+e^-) keltett hadronok arányai és eloszlásaik nagyon jól leírhatók egy $T_h \approx 170$ MeV/c hőmérsékletű ideális rezonanciagázzal (3.1 ábra). Egyetlen kivételt a ritka kvarkot tartalmazó hadronok jelentik, hiszen számuk a vártnál kisebb, melyet rendszerint egy $\gamma \approx 1/2$ értékű, a ritkaság elnyomását jellemző faktorral szoktunk megmagyarázni.



3.1. ábra. A Pb-Pb ütközésben keltett hadronok száma (NA49 adatok), összehasonlítása az ideális rezonanciagáz-modell jóslataival [1].

Bár a termikus leírás sikeres, eredete nem egyértelmű. Mivel még a kevés hadront eredményező e^+e^- ütközésekre is működik, kialakulásáért nem a végállapoti kölcsönhatások felelősek. Leginkább arra gondolhatunk, hogy az ütközés során keletkező kvarkok és gluonok a később megfigyelt hadronokká „állnak össze”, és ezt a folyamatot, annak eredményét tudjuk később statisztikus eszközökkel leírni és modellezni. Emiatt látunk egy, a kezdeti tömegközépponti energiától javarészt független hadronizációs hőmérsékletet. A ritkaság elnyomásának egyik lehetséges oka a ritka kvark magas tömege, mert így egy $s\overline{s}$ pár keltése nehezebb, mint a könnyű u és d kvarkok esetében. Azt várjuk, hogy a ritkaság hátránya a rendelkezésre álló tömegközépponti energia növekedésével eltűnik.

Nagyenergiás atommag-atommag ütközésekben, ahol forró és sűrű anyag keletkezik, a ritka kvark nagyobb tömege kevésbé fontos, így a többi hadronnal megegyező mértékben kelthető ($\gamma \approx 1$). Ha a keletkezett anyag gyorsan hűl, a ritka kvarkok megnövekedett

részaránya a később detektált hadronokban is megőrződik. Pontosan ezt figyeltük meg méréseink során: az ütközés centralitásával a K/π arány növekszik.

Újraszórás ♦ A ritka hadronok részaránya a részecskék s-kvark tartalmával meredek növekedést mutat. Többek szerint az effektust a keltett hadronok másodlagos ütközésével, azok újraszórásával magyarázni próbáló modellek nem írhatják le jól: a többszörösen ritka barionok keltését a magas tömegküszöb hátráltatná. Így azt gondoljuk, hogy az intenzív újraszórás inkább az ütközés kezdetén, a hadronok formálása előtt, kvarkok és gluonok között játszódott le. Emiatt is fontos az a megfigyelésünk, hogy az elemi, a kisebb, valamint nagyobb atommagok ütközéseinek részecskearányai nagyon hasonló viselkedést mutatnak: a K/π arány a kölcsönhatási zóna vastagsága függvényében univerzális viselkedést mutat, méréseink egy egyenesre esnek.

Megmaradás ♦ A ritkaság elnyomásának, majd növekedésének másik lehetséges forrása a ritkaság magmaradása lehet. Ha az elemi ütközésekben kevés ritka részecske keletkezik, a megmaradás miatt hadron-antihadron párban kell keletkezniük, ennek eredményeképpen a keltés a szokásos $\exp(-m_{\mathrm{K}}/T_h)$ Boltzmann-faktor helyett egy $\exp(-2m_{\mathrm{K}}/T_h)$ faktorral lesz kisebb. Meggondolásunkból az következik, hogy a kis részecskeszámoknál látott elnyomás a nagy részecskeszámok esetében (nagy kanonikus limit, atommag ütközések) eltűnik.

Összefoglalva úgy tűnik, hogy a ritkaság feldúsulása nem köthető egyértelműen egy új, szabad színtöltésekkel rendelkező anyag kialakulásához. Az effektus részben már a növekvő energiás és nagy részecskeszámú elemibb kölcsönhatásokban, valamint a kis atommagok ütközésekben is megfigyelhető. Ahogy fent láttuk, a keltett kvarkok és gluonok rekombinációja, valamint a ritkaság megmaradása egyaránt egyszerű, hagyományos, más feltételezéseket nem feltétlenül igénylő magyarázatokkal szolgál.

Irodalomjegyzék

[1] F. Becattini, J. Cleymans, A. Keranen, E. Suhonen, and K. Redlich, „Features of particle multiplicities and strangeness production in central heavy ion collisions between 1.7 A GeV/c and 158 A GeV/c," Phys. Rev. C 64 (2001) 024901, `arXiv:hep-ph/0002267 [hep-ph]`.

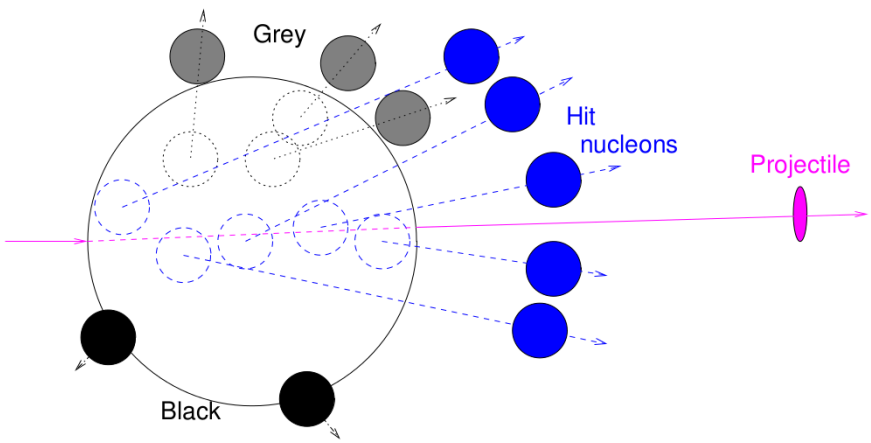
[2] H. Satz, „The Search for the QGP: A Critical appraisal," Nucl. Phys. Proc. Suppl. 94 (2001) 204–218, `arXiv:hep-ph/0009099 [hep-ph]`.

[3] U. W. Heinz and M. Jacob, „Evidence for a new state of matter: An Assessment of the results from the CERN lead beam program," `arXiv:nucl-th/0002042 [nucl-th]`.

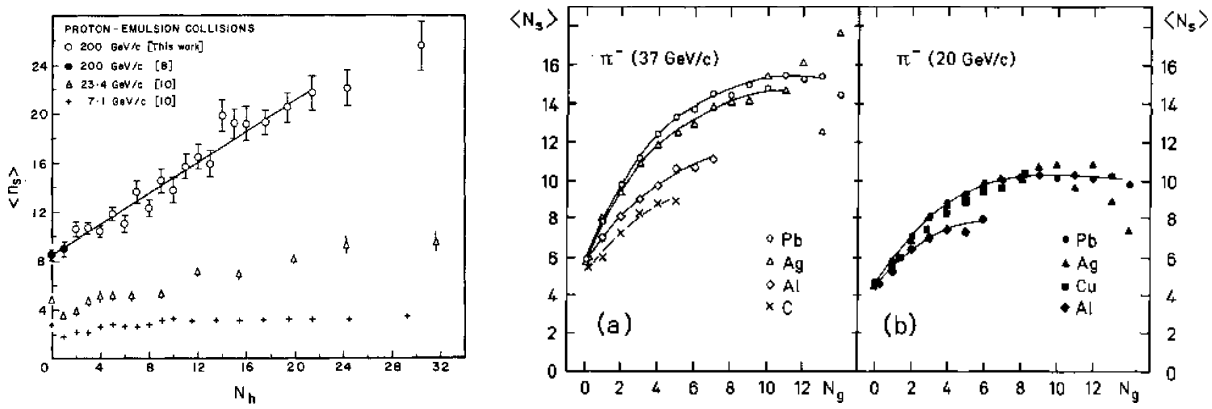
Közjáték: Hadron-mag ütközések vizsgálata

A hadron-mag ütközések tanulmányozását a nagyenergiás magfizika egyik alapvető elemének tekinthetjük, hiszen vizsgálatuk fontos szerepet játszik a mag-mag ütközések adatainak értelmezésében, továbbá az anyag partonikus szerkezetének kiderítésében, alacsony parton impulzusoknál (kis x fizika) [1]. A hadron-mag ütközések önmagukban is érdekesek lehetnek: például érvényes-e a többszörös ütközéseken alapuló Glauber-modell, hogyan folyik a hadronizáció?

Elkészítettem egy tanulmányt [2], amely a hadron-mag ütközések centralitásának lassú nukleonok általi meghatározásáról szól. Ebben rendszereztem és kiértékeltem az eddigi mérési eredményeket, leírásukra pedig egy többkomponensű statisztikus modellt javasoltam. Elvégeztem az NA49 kísérlet centralitás-detektorának analízisét [3]. Az eredmények azt mutatják, hogy a különféle hadron-nyalábbal kapott lassú részecskék számeloszlása nagyon hasonló, ellentétben a Glauber-modell szerinti várakozással. Arra következtethetünk, hogy valójában csak egy rugalmatlan ütközés történik a mag felszínén, a sértett nukleon modellel összhangban. Megírtam az ALICE kísérlet lassú nukleonokat leíró szimulációját, valamint a Physics Progress Reportnak a centralitás lassú nukleonokkal való mérésével foglalkozó 6.1.6 fejezetét [4, 5].



3.2. ábra. Egy hadron-atommag ütközés vázlata: a bejövő nyalábrészecske, az ütközésekben részt vevő nukleonok, valamint a lassú szürke és fekete nukleonok.



3.3. ábra. Balra: A záporrészecskék $\langle n_S \rangle$ átlagos számának függése a nehéz részecskék N_h számától 7,1, 23,4 és 200 GeV/c nyalábenergián [7]. Jobbra: A gyors részecskék átlagos $\langle N_s \rangle$ számának függése a szürke részecskék számától [8].

3.1. Lassú részecskék, a polinom-modell

A hadron-mag kölcsönhatás során kibocsátott lassú nukleonok segíthetnek az ütközés centralitásának, a bejövő hadron impakt paraméterének meghatározásában (3.2 ábra). A lassú részecskéket három nagy csoportra oszthatjuk [6]. A detektálásukra használt emulzióban hagyott szemcsék sűrűsége alapján megkülönböztettek fekete (*black*, $\beta < 0{,}25$; $E_{\text{kin}} < 30\,\text{MeV}/c$) és szürke részecskéket (*gray*, $0{,}25 < \beta < 0{,}7$; $30 < E_{\text{kin}} < 400\,\text{MeV}/c$), melyeket egy szóval nehéz részecskéknek nevezünk. A világosabb nyomokat keltő gyorsabb (zápor) részecskék a bejövő hadronhoz képest kis szögben hagyják el az ütközés környezetét ($\beta > 0{,}7$; $E_{\text{kin}} > 400\,\text{MeV}/c$). Azt tapasztaljuk, hogy a keltett zápor részecskék száma a lassú részecskék számával nő: a nehéz részecskék száma közel lineárisan változik (3.3-bal ábra), a szürke részecskék száma esetében pedig görbékkel írhatjuk le ez a kapcsolatot (3.3-jobb ábra).

A bejövő hadronok ütközései ♦ A rugalmatlan ütközések számának meghatározására leggyakrabban a Glauber-modellt használjuk [9]. Egy b impakt paraméter mellett az ütközések átlagos száma $\overline{\nu}(b) = \int \sigma\rho(z,b)\mathrm{d}z$, ahol σ a rugalmatlan hadron-nukleon hatáskeresztmetszet, ρ pedig a mag sűrűségeloszlása, melyet gyakran Woods-Saxon eloszlással írunk le. Egy adott impakt paraméter esetén ν ütközés valószínűsége Poisson-eloszlást követ,[1] $\pi(\nu|b) = \overline{\nu}(b)^{\nu} e^{-\overline{\nu}(b)}/\nu!$. Az impakt paraméterre integrálva kapjuk a $\pi(\nu) \propto \int \pi(\nu|b) 2\pi b \mathrm{d}b$ eloszlást.

Az a feltételezés, hogy a magban az új részecskék az egymás utáni hadron-nukleon ütközések eredményeképpen keletkeznek megkérdőjelezhető. Az $E_{lab} = 1\,\text{GeV} - 1\,\text{TeV}$ tartományban az ütközések olyan gyorsan következnek, hogy a bejövő hadron csak a mag elhagyása után érhet el egy végállapotot. Ugyanakkor az állandó hadron-nukleon hatás-

[1] A módszer változataiban binomiális eloszlást használnak, tekintettel a nukleonok véges számára.

keresztmetszet feltételezése is kérdéses. A mérések alapján a lassú nukleonok eloszlása a bejövő hadrontól típusától független. Ez a megfigyelés arra utalhat, hogy az ütközésekben keletkező részecskéken keresztül az első rugalmatlan ütközés lesz csak fontos [10], ami azt is jelentheti, hogy valójában csak egy nagy részecskezáporral van dolgunk. Ha ez a feltételezés helytálló, akkor a lassú nukleonok a mag vastagságát – vagyis az ütközés centralitását – mérik, és nem a bejövő hadron ütközéseinek számát.

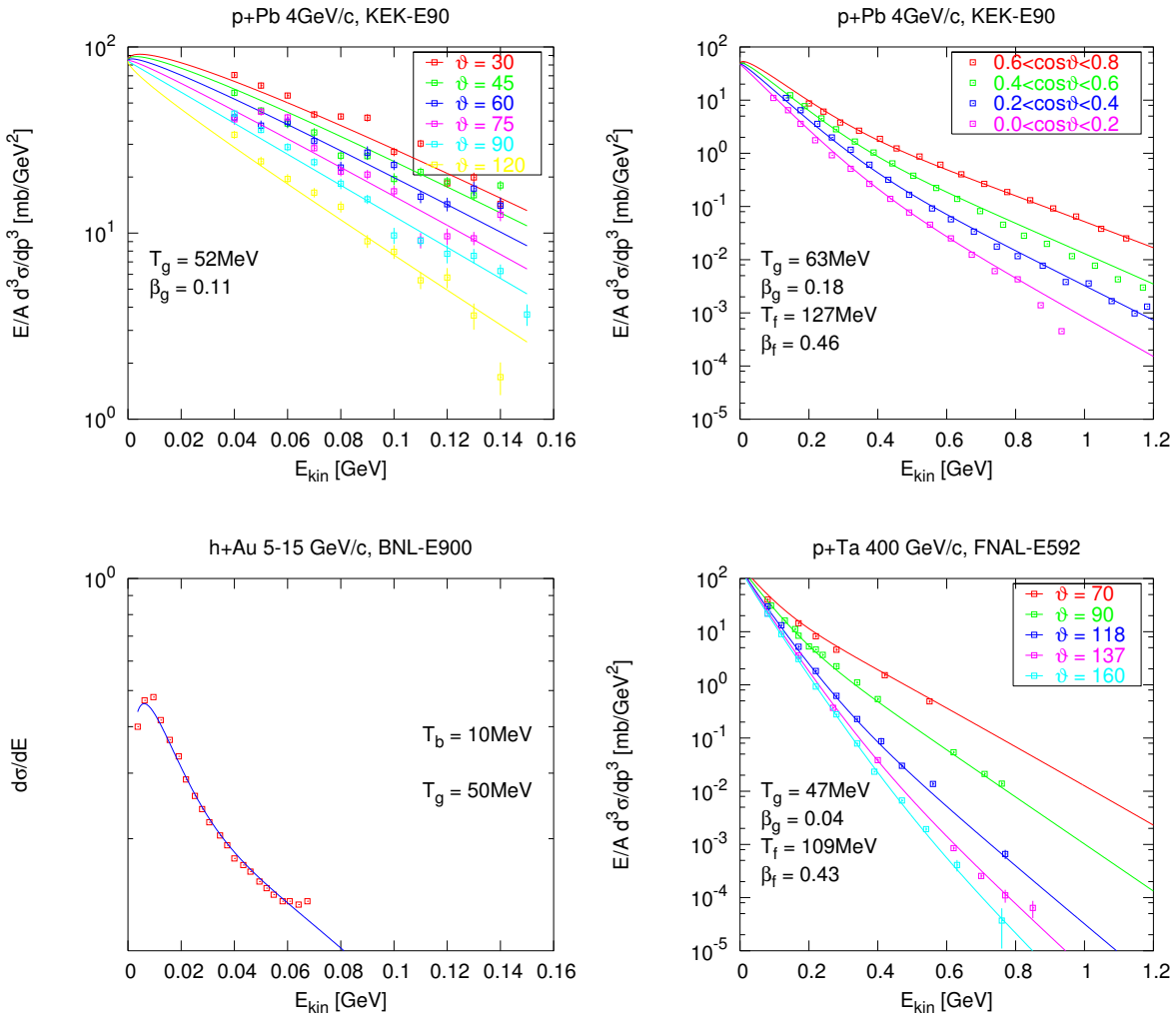
A lassú nukleonok számeloszlása ♦ Az adatok kiértékelése során két eloszlásra van szükségünk: ezek a bejövő részecske ütközéseinek $\pi(\nu)$ számeloszlása, valamint az N_h lassú nukleon kibocsátásának $P(N_h|\nu)$ feltételes valószínűsége. A lassú nukleonok számeloszlása $P(N_h) = \sum_\nu P(N_h|\nu)\pi(\nu)$, melyből a $\overline{\nu}(N_h)$ becslés és annak szórása meghatározható.

A szürke nukleonok esetében a $P(N_g|\nu)$ kapcsolat alakjára több jóslatot is találhatunk. A *geometriai kaszkád* modell szerint a bejövő hadron minden egyes ütközése független, és ugyanolyan eloszlású szürke részecskéket szolgáltat [11]. A kísérleti adatok alapján egy ütközésre egy normált geometriai eloszlást érdemes használnunk, $P(N_g|\nu = 1) = (1 - -X)X^{N_g}$, ahol X egy paraméter. ν ütközés esetén $P(N_g|\nu)$ egy negatív binomiális eloszlás lesz, melyről megmutatható, hogy $\overline{N_g} \propto \overline{\nu}$. Az *intranukleáris kaszkád* modellben [12, 13] egy hadron-mag ütközés három részből áll. A bejövő hadron egy egyenes mentén végighalad a magon, ennek során ν nukleonnal ütközik. A megütött nukleonok is előrefelé haladnak – egy részüket szürke részecskeként detektáljuk – és másodlagos ütközéseik során újabb szürke részecskéket kapunk. Bizonyos közelítésekkel $\overline{N_g} \propto \overline{\nu^2}$. A BNL-E910 kísérlet egy harmadik leírást is javasolt [14], amely mindkét fenti modellből vesz át részleteket. Eszerint $\overline{N_g}$ a ν egy másodfokú polinomja, $\overline{N_g}(\nu) = c_0 + c_1\nu + c_2\nu^2$. Adataik azt mutatták, hogy a másodfokú komponens kicsi, amely a geometriai kaszkád modellt irányába mutat.

A mag szétesésének energiaskálája a nukleonok kötési energiájának nagyságrendjébe esik. A folyamat termikus jellegű, mert a maradékmag kiegyenlítődésen megy át a felbomlása előtt, így egy T hőmérséklettel jellemezhető [15]. A fekete nukleonok száma binomiális eloszlást követ, egy nukleon kibocsátási valószínűsége pedig $\exp(-B/T)$, ahol B egy korlátenergia. Feltehetjük, hogy a fekete nukleonok átlagos száma a bejövő hadron ütközéseinek számával arányos.

A lassú nukleonok impulzuseloszlása ♦ Feltéve, hogy a megfigyelt rendszer elég nagy – tehát kezelhető statisztikus eszközökkel –, a keltett részecskék impulzusspektrumait módosított Maxwell-Boltzmann eloszlásokkal illeszthetjük. A részecskék gömbszimmetrikusan keletkeznek, de a forrásaik $\beta_\parallel$ sebességgel mozognak a kezdeti mag rendszerében, amely a következő eloszlást eredményezi:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}p\,\mathrm{d}\cos\theta\,\mathrm{d}\phi} \propto \frac{p^2}{\sqrt{p^2+m^2}} \exp\left[-\frac{\gamma(\sqrt{p^2+m^2} - \beta_\parallel p\cos\theta) - m}{E_0}\right], \tag{3.1}$$



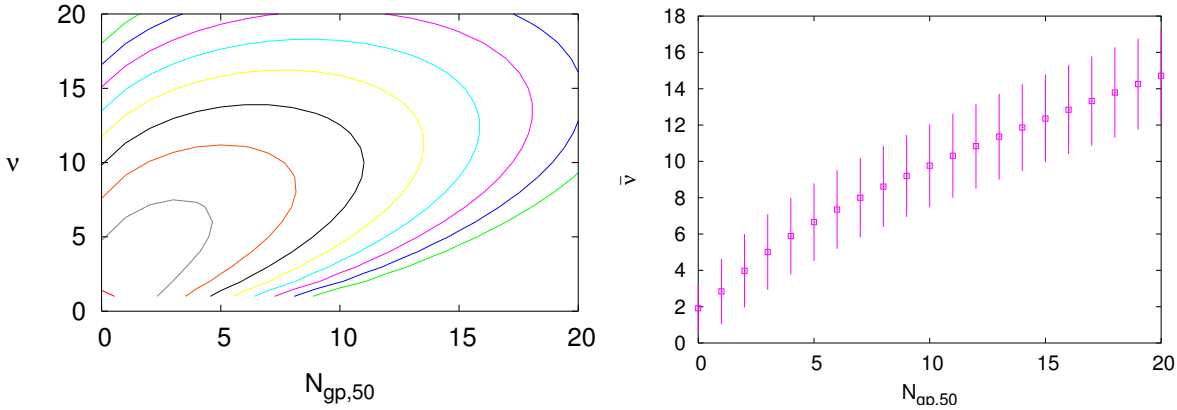
3.4. ábra. Hadronok nehéz magokkal való ütközései során keletkezett protonok szögfüggő hatáskeresztmetszetének illesztései több-komponensű, mozgó forrásokat feltételező modellel. (Három Maxwell-Boltzmann komponens, b – black, g – gray, f – fast.)

ahol m a részecske tömege, E_0 a jellemző energiaskálája, θ és ϕ pedig a polár- és azimutszögek. Néhány jó minőségű, a lassú nukleonok szög- és impulzuseloszlását közlő kísérlet adatainak illesztéseit a 3.4 ábra mutatja. A kapott T és β paramétereket a 3.1 táblázatban foglaltuk össze.

Empirikus modell ♦ A fent tárgyalt kísérleti adatok alapján a fekete és szürke nukleonok átlagos száma közelítőleg $\overline{N_b} \approx 0{,}08A$ és $\overline{N_g} \approx 1{,}2A^{1/3}$. Adott ν ütközési szám esetén a Pb magra $\overline{N_b} \approx 4\nu$ és $\overline{N_g} \approx 2\nu$. Mindkét komponens leírható egy mozgó vonatkoztatási rendszerből való független, statisztikus részecskekibocsátással. Az impulzuseloszlások Maxwell-Boltzmann típusúak, a Pb mag esetére a következő értékekkel: $\beta_b = 0$, $\beta_g = 0{,}05$, továbbá $T_b = 5\,\mathrm{MeV}$, $T_g = 50\,\mathrm{MeV}$. A lassú nukleonok $P(N|\nu)$ számeloszlása binomiális, $\nu(N)$ és szórása pedig a $P(N|\nu)\pi(\nu)$ eloszlás vetítésével kapható meg. A modell által jósolt szürke proton eloszlások 50%-os detektálási hatásfokot feltételezve a 3.5 ábrán

	p_{lab} [GeV/c]	T_b [MeV]	T_g [MeV]	β_g
CERN-PS208	1,22	4	40	0,05
LBL-E987	1	8	50	
KEK-90	3-4		50-60	0,1-0,2
BNL-E900	5-15	10	50	$\leq$ 0,01
FNAL-E592	400		45	0,04
„átlag”		5	50	0,05

3.1. táblázat. Nagy céltárgymagokkal végzett kísérletek lassú nukleonok szög- és impulzuseloszlásainak Maxwell-Boltzmann illesztései, a legjobb paraméterek értékei. Az utolsó sorban megadott átlagokat a CERN-PS208 és az FNAL-E592 pontos mérései dominálják. A folyamatok energiafüggetlenségét feltételeztük.



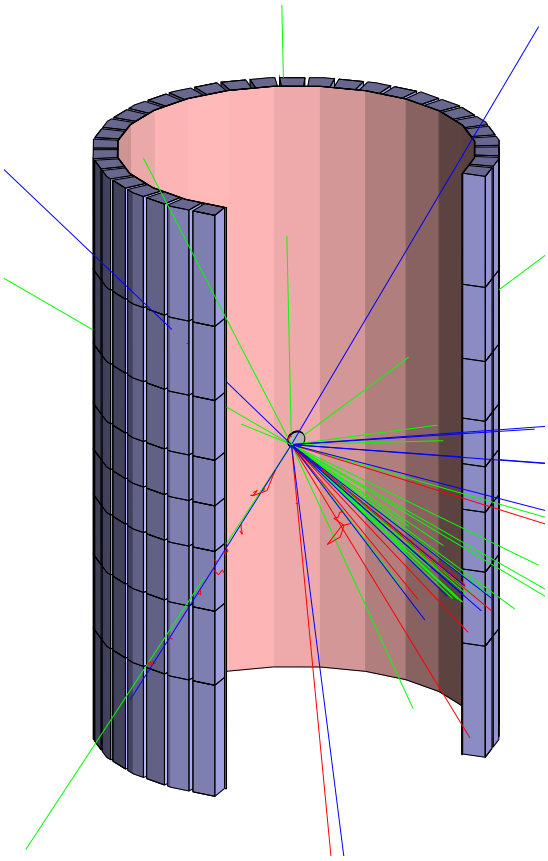
3.5. ábra. Balra: A szürke protonok $N_{gp,50}$ számának és a nyalábrészecske ν ütközési számának kontúrjai (egymáshoz képest 10-es faktorokkal eltolva). Jobbra: A $\overline{\nu}$ átlag becslése és szórása. Mindkét ábra 50%-os detektálási hatásfokot feltételezve értendő, SPS energián.

láthatók.

3.2. Mérések SPS energián – NA49

Az NA49 kísérlet (1. fejezet) Centralitás Detektora (CD) egy 16 cm átmérőjű és 20 cm magas henger, melynek közepében a vékony céltárgy fólia foglal helyet [16]. Gázdetektora 32 proporcionális csőből áll, melyeket 256 katódon olvasunk ki (3.6 ábra). A detektor a 45–315° hengeres azimutszöget fedi le, így szabadon hagyva az utat a nyomkövető detektorok (TPC-k) felé. A 0,15 GeV/c-nél kisebb impulzusú protonokat a céltárgy és a proporcionális csövek közé helyezett hengeres rézfólia megállítja, így a fekete protonok és kisebb magok nem jutnak bele a CD-be. A 0,6 GeV/c-nél nagyobb impulzusú protonok és pionok detektálási hatásfokát úgy csökkentettük le, hogy a küszöböt a minimum ionizáló részecske legvalószínűbb értékének háromszorosára állítottuk be. Az eseményenként

kapott beütésmintázatot rögzítjük, a kapott klaszterek számát triggerelésre is felhasználhatjuk. A CD kiértékelését megnehezítette [3], hogy a detektor válasza nagyban függ a töltőgáz erősítésétől. Ez egy adott típusú ütközés esetén még korrigálható, de ennek független monitorozása nehéz, ugyanis nem áll rendelkezésünkre helyi hőmérsékletmérés.

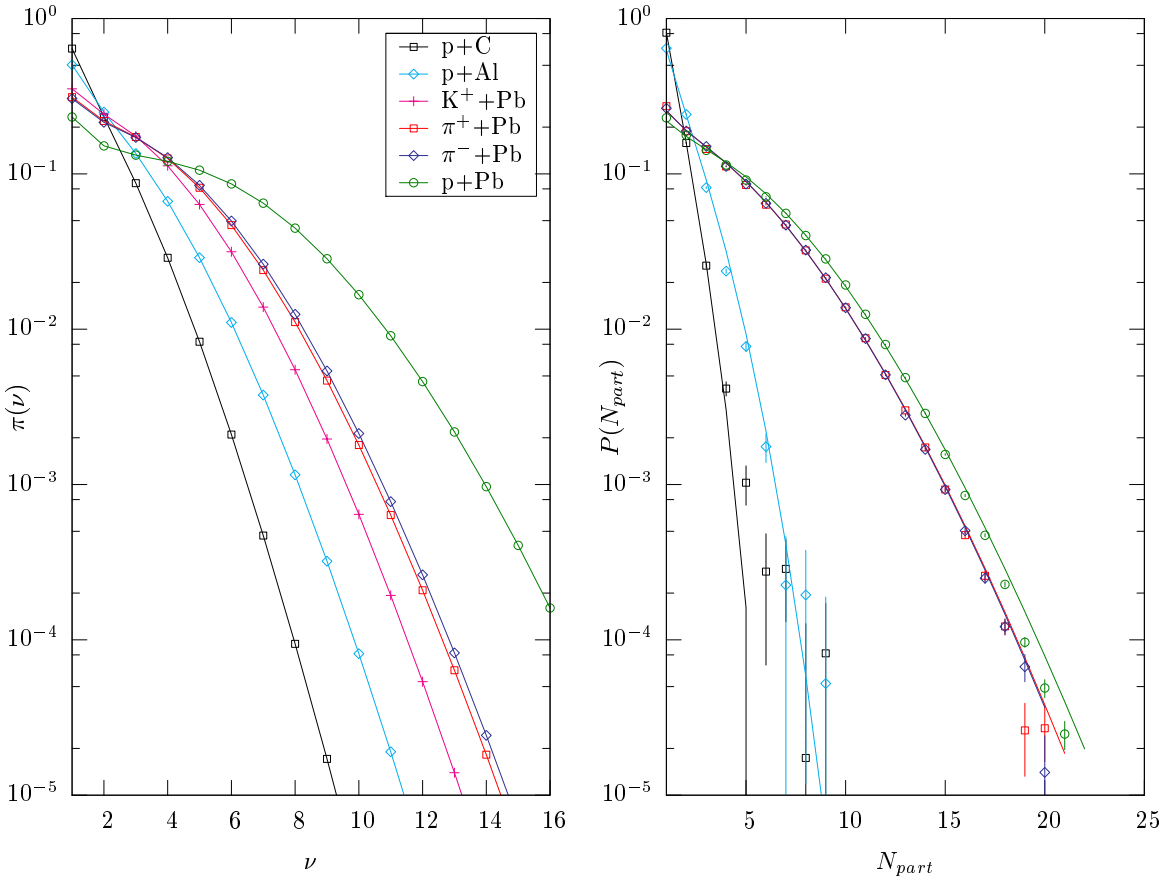


3.6. ábra. Az NA49 kísérlet centralitás detektorának GEANT4 szimulációja: egy rugalmatlan p-Pb ütközés keletkezett részecskéi a VENUS eseménygenerátor felhasználásával, 160 GeV nyalábenergián. A pályák színe a részecskék töltését jelzi: kék – pozitív, piros – negatív, zöld – semleges.

A nyalábrészecske ütközési számának Glauber-számolással kapott $\pi(\nu)$ eloszlásait a vizsgált hadron-mag ütközésekre (p-C, p-Al, K^+-Pb, π^+-Pb, π^--Pb és p-Pb) a 3.7-bal ábra mutatja. Az eloszlást $\nu \geq 1$-re normáltuk. A lassú részecskék N_{part} számának mért, teljesen korrigált valószínűségeloszlásait – melyeket $N_{part} \geq 1$-re normáltunk – a 3.7-jobb ábrán láthatjuk. Az illesztett görbék a fenti $\pi(\nu)$ eloszlások és a 3.1 szakaszban bevezetett polinom modell illesztéséből származnak: a keltett lassú részecskék átlagos számának a nyalábrészecske ütközései ν számától való függését a 3.8-bal ábra mutatja. A kapcsolat kis magokra másodfokú, de a Pb magra már tisztán elsőfokú függést kapunk. Ez utóbbi megfelel a geometriai kaszkád modell jóslatának.

Az egymás utáni ütközések Glauber-képe azt jósolja, hogy a hadron-mag ütközésekben keltett lassú részecskék száma arányos a rugalmatlan hadron-nukleon hatáskeresztmetszettel, ha a céltárgy mag adott. Mivel $\sigma_{\mathrm{K^+N}} = 17$ mb, $\sigma_{\pi\mathrm{N}} = 20$ mb, $\sigma_{\mu\mathrm{N}} = 21$ mb és $\sigma_{\mathrm{pN}} = 32$ mb, a számeloszlásokban jelentős különbséget várnánk. A pion és proton által indukált kölcsönhatásokban a mért eloszlások szélességének különbsége csak 10%. Az itt látottak megegyezek a CERN-WA35 kísérlet megállapításaival [10]. A lassú részecskék eloszlásának nyalábrészecske-függetlensége arra mutat, hogy az első, a mag felszínén történt ütközésből származó másodlagos részecskék fontos szerepet játszhatnak. Ebben a képben az első kemény ütközést több lágy követi.

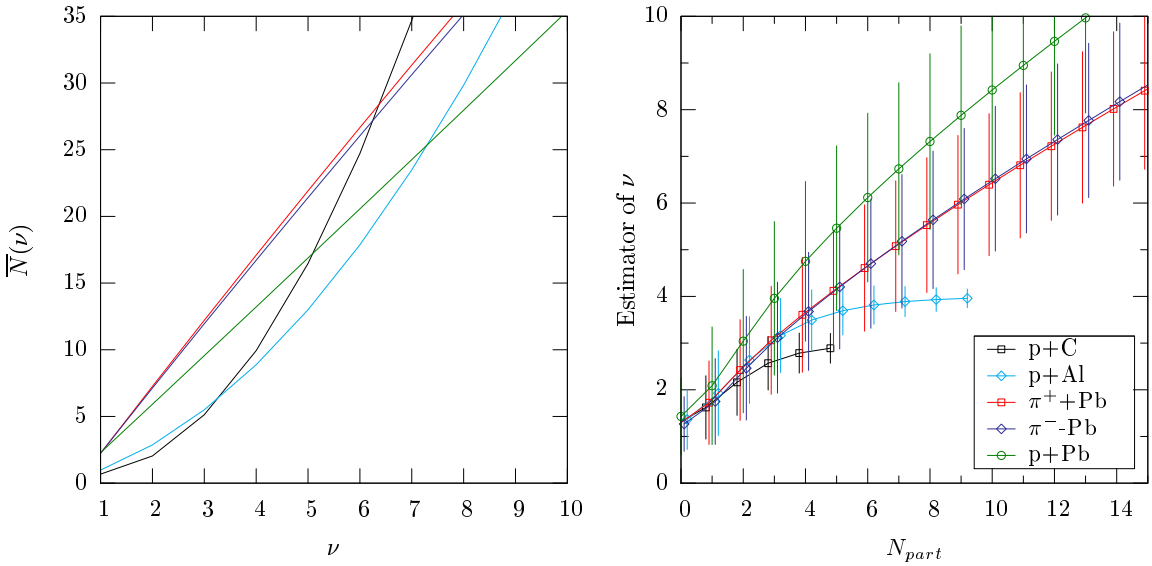
A nyalábrészecske ütközési számának becsült értékét valamint a becslés szórását a 3.8-jobb ábrán láthatjuk. Ha nem detektálunk lassú részecskét, akkor $\overline{\nu} \approx 1{,}5 \pm 0{,}5$. A p-C és p-Al ütközések esetén a függvény kilaposodik, rendre 2,8-as és 4-es értékeknél, a Pb céltárgy esetén pedig folyamatos növekedést mutat. A pion és proton bejövő részecskék esetén látott problémák, feszültségek itt is jól láthatók: hogy különböző hatáskereszt-



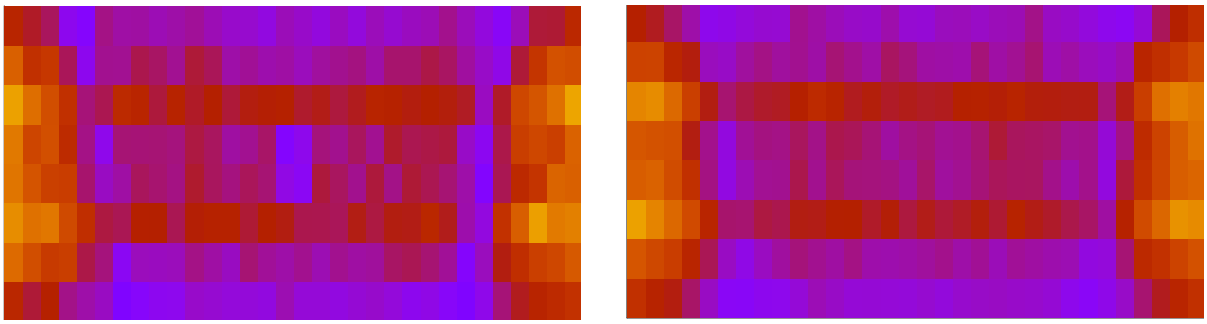
3.7. ábra. Balra: A nyalábrészecske ütközési számának valószínűsége egy Glauber-számolásból, az eloszlást $\nu \geq 1$-re normáltuk. Jobbra: A lassú részecskék N_{part} számának mért (pontok) és illesztett (görbék) valószínűségeloszlása, melyet $N_{part} \geq 1$-re normáltunk.

metszetük ellenére hasonló lassú részecske eloszlást kapjunk, fel kellett tennünk, hogy a pionok jobb hatásfokkal keltenek lassú részecskéket.

A CD egyes celláinak eseményenkénti beütésgyakoriságai, ismerve a detektor effektív impulzustartományát, felhasználhatók a kétkomponensű Maxwell-Boltzmann modell illesztésére (3.9 ábra). A szürke és fekete protonok T és β paraméterei, valamint a szürke részecskék η_{gray} részaránya csak kissé függ az ütközés centralitásától. A kerekített értékeket a 3.2 táblázat foglalja össze. A kapott eredmények meglepően hasonlók, a fekete protonokra $T = 12\,\text{MeV}$-et, a szürke protonokra pedig 51 MeV kapunk, jó egyezésben korábbi kisebb energiás mérésekkel. A szürke protonok forrása $\beta = 0{,}11$-gyel mozog előre. A T és β paraméterek érdekes módon nem függnek a nyalábrészecskétől, a céltárgy magtól, a nyalábenergiától, melyek a kölcsönhatás hasonló lefolyására utalnak. A Pb mag esetén a kibocsátott lassú protonok mintegy 60%-a szürke (elsődleges komponens), míg a maradék 40% fekete proton (a Pb mag legerjesztődéséből). Így arányuk 1,5, korábbi méréseknél rendszerint egy 2-es faktort találunk.



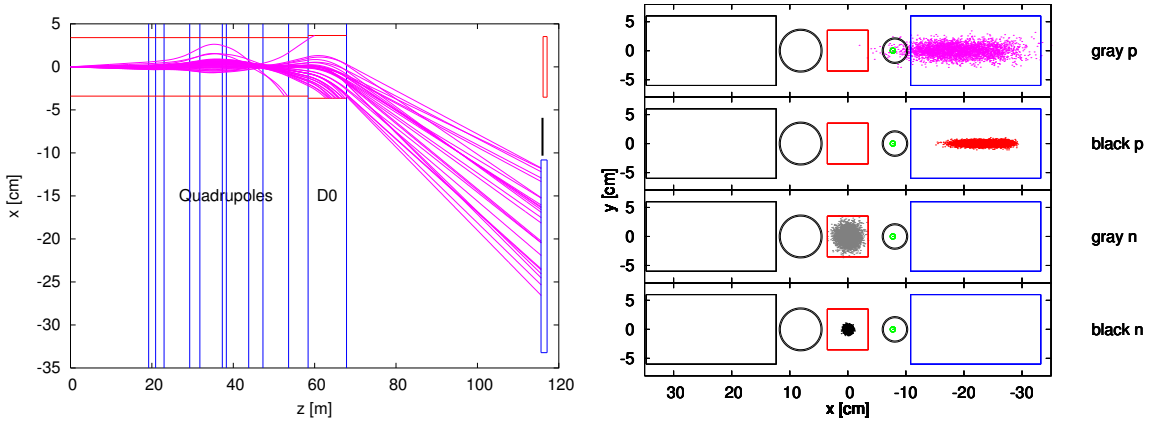
3.8. ábra. Balra: A keltett lassú részecskék átlagos számának a nyalábrészecske ütközései ν számától való függése. A görbék másodfokú polinomok. Jobbra: A nyalábrészecske ütközési számának becsült értéke valamint a becslés szórása, ha N_{part} lassú részecskét keltettünk. Mindkét ábra a polinom-modellel elvégzett kiértékelés eredménye.



3.9. ábra. A két komponensű Maxwell-Boltzmann illesztések eredményei, 160 GeV nyalábenergiájú p-Pb ütközésekre, ha $N_{part} = 7$. Az ábrán egyes cellák eseményenkénti beütésgyakoriságai láthatók: balra a mért, jobbra pedig a cellák erősítéseit és küszöbeit felhasználó számolt értékek.

3.2. táblázat. A kétkomponensű, mozgó forrásokat tartalmazó modell legjobb paraméterei. A kapott értékek hibája egy egység a legkisebb helyiértéken. A p-C kölcsönhatásnál az η_{gray} értékeket 1-en rögzítettük.

	Energia [GeV]	T_{black} [MeV]	T_{gray} [MeV]	β_{black}	η_{gray}
p-C	100	-	45	0,11	1
p-C	160	-	52	0,13	1
$\pi^{\pm}$-Pb	160	13,12	52, 51	0,11	0,57, 0,59
p-Pb	100	12	51	0,12	0,61
p-Pb	160	12	51	0,11	0,59



3.10. ábra. ALICE kísérlet. Balra: Szürke protonok útjának követése a névleges kölcsönhatási pontból a proton ZDC felé. Jobbra: A különféle lassú nukleonok (szürke és fekete protonok illetve neutronok) beütései a ZDC-k felületén. A proton (neutron) kalorimétert a kék (piros) téglalap, a nyalábcsöveket pedig a fekete körök jelölik. A negatív részecskék kaloriméterét a fekete téglalap mutatja. A kölcsönhatás nélkül távozó Pb ionok helyét a zöld pont jelöli.

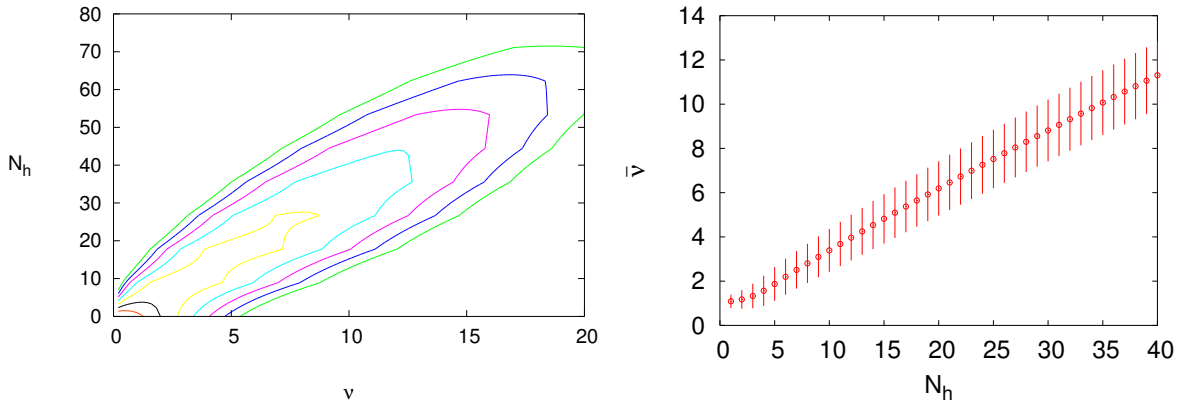
3.3. Jóslatok LHC energiára – ALICE

Az LHC-n a nyaláb vonalában elhelyezett kaloriméterek segítségével a p-Pb kölcsönhatásban keletkező lassú nukleonok – a magból kilökött protonok és neutronok illetve a mag legerjesztődésével, párolgásával keletkező nukleonok és kisebb magok – detektálhatók lesznek, ezáltal az ütközés centralitása mérhetővé válik.

Az ALICE kísérlet mágneses terének, valamint a pozitív, semleges és negatív részecskékre érzékeny kisszögű kaloriméterek (ZDC) elhelyezkedésének ismeretében a fekete és szürke protonok illetve neutronok beütései, azok eloszlásai meghatározhatók (3.10 ábra). A nehezebb magok nagyrészt a nyalábcsőben maradnak, de a könnyű magok hagyhatnak beütést a proton ZDC-ben, főként Z/A=2/3 (^{3}He) és Z/A=1/2 (d, ^{4}He) esetén. A 3.1 szakaszban ismertetett modell alapján számolhatjuk a detektált nehéz részecskék N_h száma és a bejövő nyalábrészecske ν ütközési száma közötti kapcsolatot, valamint a $\overline{\nu}$ becslését és szórását, melyeket a 3.11 ábrán láthatjuk. Az ν becslésének statisztikus hibája 1-2 ütközés.

3.4. Összegzés

A hadron-mag ütközésekben keletkező lassú nukleonok eloszlásai egy többkomponensű statisztikus modellel jól leírhatók. Az ütközés centralitása a fekete és szürke nukleonok mérésével, megszámolásával kis szórással becsülhető. A mérések azt mutatják, hogy a különféle hadron-nyalábbal kapott lassú részecskék számeloszlása nagyon hasonló, ellentétben a Glauber-modell szerinti várakozással, amely arra utal, hogy keltésüket főként az első, a mag felszínén történt rugalmatlan hadron-nukleon ütközés határozza meg.



3.11. ábra. ALICE kísérlet. Balra: A detektált nehéz részecskék N_h száma és a ν változók közös valószínűségeloszlásának kontúrjai (egymáshoz képest 10-es faktorokkal eltolva). Jobbra: A $\overline{\nu}$ átlag becslése és szórása.

Irodalomjegyzék

[1] C. Salgado, J. Alvarez-Muniz, F. Arleo, N. Armesto, M. Botje, ..., F. Siklér, *et al.*, „Proton-Nucleus Collisions at the LHC: Scientific Opportunities and Requirements," J. Phys. G 39 (2012) 015010, `arXiv:1105.3919 [hep-ph]`.

[2] F. Siklér, „Centrality control of hadron nucleus interactions by detection of slow nucleons," `arXiv:hep-ph/0304065 [hep-ph]`.

[3] F. Siklér, „Slow particles from hadron-nucleus collisions at at the CERN-NA49 experiment,". NA49 note 309 (2004).

[4] R. Caliandro, J. Conrad, G. Contreras, N. Demarco, R. A. Fini, M. Gallio, C. Jorgensen, E. Karpechev, A. Kurepin, A. Maevskaia, M. Masera, M. Monteno, F. Noferini, C. Oppedisano, E. Scomparin, F. Siklér, and T. Virgili, „Event Characterization in ALICE,". ALICE-INT-2005-034.

[5] ALICE Collaboration, „ALICE: Physics performance report, volume II," J. Phys. G 32 (2006) 1295–2040.

[6] S. Fredriksson, G. Eilam, G. Berlad, and L. Bergstrom, „High-energy collisions with atomic nuclei. Part 1," Phys. Rept. 144 (1987) 187.

[7] A. Gurtu, P. Malhotra, I. Mittra, P. Sood, S. Gupta, *et al.*, „Multiplicity in Proton-Nucleus Interactions at 200 GeV/c," Phys. Lett. B 50 (1974) 391.

[8] M. Faessler, U. Lynen, J. Niewisch, B. Pietrzyk, B. Povh, *et al.*, „Inelastic hadron-nucleus interactions at 20 GeV/c at 37 GeV/c," Nucl. Phys. B 157 (1979) 1.

[9] R. Glauber and G. Matthiae, „High-energy scattering of protons by nuclei," Nucl. Phys. B 21 (1970) 135–157.

[10] K. Braune, W. Bruckner, M. Faessler, R. Frey, P. Gugelot, *et al.*, „The nuclear response in high-energy hadron-nucleus interactions," Z. Phys. C 13 (1982) 191.

[11] B. Andersson, I. Otterlund, and E. Stenlund, „On the Correlation Between Fast Target Protons and the Number of Hadron-Nucleon Collisions in High-Energy Hadron-Nucleus Reactions," Phys. Lett. B 73 (1978) 343.

[12] M. Hegab and J. Hufner, „How often does a high-energy hadron collide inside a nucleus?," Phys. Lett. B 105 (1981) 103–106.

[13] M. Hegab and J. Hufner, „The distribution if gray particles in very high-energy hadron nucleus collisions," Nucl. Phys. A 384 (1982) 353.

[14] E910 Collaboration, „Measuring centrality with slow protons in proton nucleus collisions at the AGS," Phys. Rev. C 60 (1999) 024902, `arXiv:nucl-ex/9902003 [nucl-ex]`.

[15] L. Beaulieu, T. Lefort, K. Kwiatkowski, W.-c. Hsi, G. Wang, *et al.*, „Thermal excitation energy deposition in 5 GeV/c to 15 GeV/c hadron induced reactions with Au-197. 2. Relation between excitation energy and reaction variables," Phys. Rev. C 64 (2001) 064604.

[16] NA49 Collaboration, „The NA49 large acceptance hadron detector," Nucl. Instrum. Meth. A 430 (1999) 210–244.

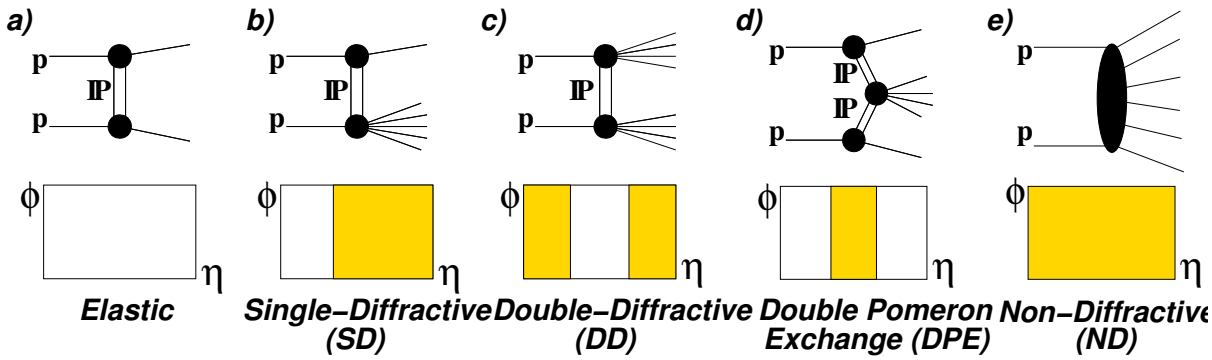
dc_245_11

II. Kísérleti program LHC energiákon

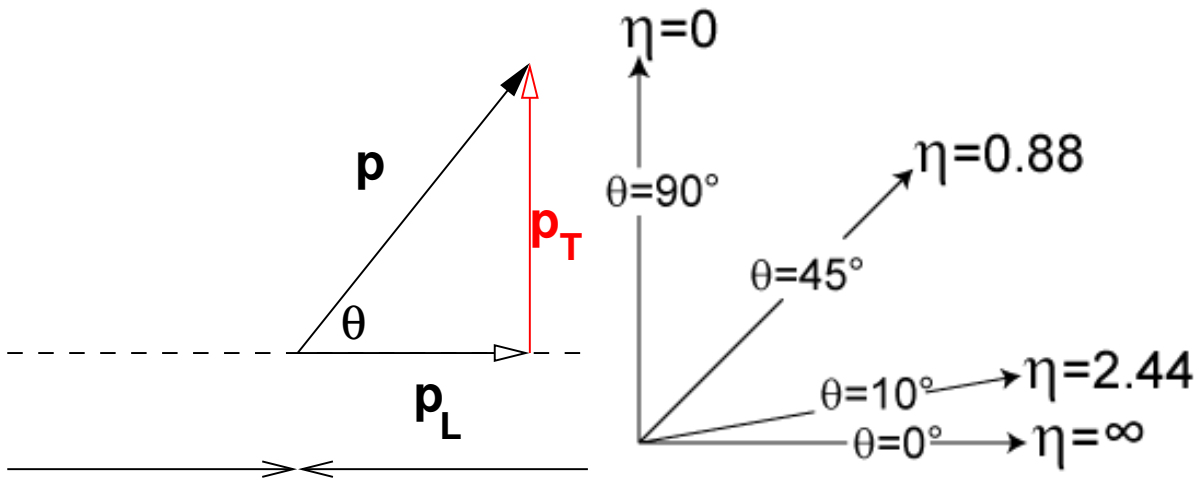
A világ legnagyobb részecskegyorsítója, a Genf melletti Európai Részecskefizikai Laboratóriumban (CERN) található. A Nagy Hadronütköztető (LHC [1]) 2009 őszén kezdte meg működését: protonokat és atommagokat gyorsít eddig soha nem látott energiákra, majd ütközteti őket. A kapott adatok lehetővé tették a standard modell még hiányzó részecskéjének megtalálását (Higgs), de az anyag újabb esetleges szimmetriáinak felfedezése még várat magára.

A p-p ütközések többsége puha (*soft*), vagyis a proton partonikus összetevői általában nem vesznek részt kemény szórásban. A nagy p_{T}-s régióval szemben, melyet a perturbatív QCD ír le, a puha ütközésekben a részecskék keltését különféle ütközési folyamatok segítségével modellezzük: rugalmas szórás, egyszeresen diffraktív (SD), duplán diffraktív disszociáció (DD), továbbá rugalmatlan nem diffraktív (ND) szórás [2].

A proton-proton kölcsönhatás vizsgálata hosszú múltra tekint vissza. A CERN-es ISR-en, majd az S$p\overline{p}$S-en a 200, 546 és 900 GeV-es méréseket (UA1, UA5) a Fermilabban a Tevatronon végzett megfigyelések követték 630, 900 és 1800 GeV energián (CDF). A keletkezett részecskék számának (n) eloszlása skálatulajdonságokat mutatott [3, 4]. Az $\langle n \rangle P_n$ mennyiség a skálázott multiplicitás $n/\langle n \rangle$ függvényében univerzálisnak bizonyult, a tömegközépponti energiától függetlenül. A mért eredményeket jól lehetett illeszteni negatív binomiális eloszlásokkal. A megfigyelt viselkedés nagyobb energián sérül, egy újabb komponens jelenik meg, amely arra utalhat, hogy a bejövő protonokat alkotó partonok nem csak egy, hanem több kölcsönhatásban vesznek részt [5]. Egyes modellek az LHC energiára a többszörös ütközések még nagyobb részarányát jósolják.



A proton-proton ütközések osztályozása.



A p_{T} transzverzális impulzus, a θ polárszög és az η pszeudorapiditás kapcsolata.

A keletkezett részecskék transzverzális impulzus spektruma kis p_{T}-re egy Boltzmann típusú eloszlásnak tűnik [6, 7], a nagy p_{T}-jű rész pedig hatványviselkedést mutat [8, 9]. Bár az elemi proton-proton ütközéseknél furcsának tűnhet, az előbbi exponenciális függést egyensúlyi termodinamikával szokták magyarázni, az utóbbi lassú lecsengést perturbatív QCD számolásokból értik meg. A spektrum lefutása egységesen leírható Tsallis-típusú eloszlásokkal is, melyek nemextenzív termodinamikára utalhatnak [10, 11]. Érdekes megfigyelés, hogy a keletkezett részecskék átlagos transzverzális impulzusa a multiplicitással nő [12], amely a mind nagyobb számban keltett minijetekkel hozható kapcsolatba. A keletkezett részecskék longitudinális eloszlása (η) szintén skálázik, a nyaláb részecskék pszeudorapiditásához képest univerzális viselkedést mutat [13, 14] (*limiting fragmentation*).

A mérések fontos adatokat szolgáltatnak a proton-proton kölcsönhatásban keletkezett hadronok számának, átlagos p_{T}-jüknek, multiplicitás eloszlásuknak energiafüggéséről. Ezek mindegyikére rendelkezünk különféle modelleken alapuló elméleti jóslatokkal, de az eddigi legnagyobb energiájú mérés mintegy egy nagyságrenddel maradt el az LHC csúcsenergiája mögött. Így ez a nagy lépés elegendő lehet az egymással versengő modellek közötti döntéshez is.

A kapott adatok önmagukban is érdekesek a proton-proton kölcsönhatás megértése szempontjából, több energián (0,9, 2,36, 2,76 és 7 TeV), de fontosak a nehéz, nagy mérési pontosságot igénylő mérések megalapozására is. A $dN_{\mathrm{ch}}/dp_{\mathrm{T}}$ és $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ eloszlások és $\sqrt{s}$ függésük mérése alapvető a hadronkeltési mechanizmusok megértése, valamint a puha és kemény szórások egymáshoz képesti szerepének tisztázása érdekében. Ezek a mérések az LHC-n különösen fontosak, hiszen nagy luminozitás mellett a ritka események mintegy 20–25, közel egyidejű *minimum bias* ütközésbe vannak beágyazva. A p-p eredmények a Pb-Pb ütközések kiértékeléséhez is hasznosak, hiszen a forró és sűrű maganyag tanulmányozása során egyfajta viszonyítási pontként, referenciaként szolgálnak.

Célok ♦ A CMS kísérletet főként a standard modell elektrogyenge szektorának megismerésére, valamint a feltételezett szuperszimmetria felfedezésére építették és optimalizálták. A töltött részecskék nyomkövetése csak $p_{\mathrm{T}} > 0{,}9$ GeV/c felett működött, így a kis impulzusú töltött részecskék azonosítására nem is gondolhattak.

Ahhoz, hogy egyáltalán elkezdhessünk hadronfizikával foglalkozni, a következő programot, tervet vázoltam fel, melyet maradéktalanul sikerült megvalósítanom:

- kis impulzusú nyomkövetés, az elérhető minimális p_{T}-ig (5. fejezet),
- alacsony tévesztésű nyomkövetés (6. fejezet),
- a kölcsönhatási pontok javított keresése (7. fejezet),
- az energiaveszteség-ráta becslése lineáris kombinációval (9. fejezet),
- részecskeazonosítás a pálya-illesztés jóságának mérőszámával (10. fejezet),
- analitikus energiaveszteség modell kidolgozása és használata (11. fejezet).

Az eredményeket mind önálló cikkek dokumentálják, melyek alkalmazásait – köztük a CMS kísérlet első publikációit – a 8. és 12. fejezetek mutatják be. A munka csúcspontja, az összes eddigi eredményt felhasználó tanulmányom, a 13. fejezetben olvasható.

A következőkben gyakran használt p_{T} a részecske nyalábtengelyre merőleges impulzusát, N_{ch} pedig a töltött hadronok egy η vagy p_{T} tartományra vonatkozó számát jelölik. A pszeudorapiditást $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ definiálja, ahol θ a részecskének az óramutató járásával ellentétes irányú nyalábhoz mért polárszöge.

Irodalomjegyzék

[1] O. S. Brüning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. Proudlock, LHC Design Report. CERN, Geneva, 2004. `http://cdsweb.cern.ch/record/782076`. CERN-2004-003-V-1.

[2] W. Kittel and E. A. De Wolf, Soft Multihadron Dynamics. World Scientific, Singapore, 2005.

[3] Z. Koba, H. B. Nielsen, and P. Olesen, „Scaling of multiplicity distributions in high-energy hadron collisions," Nucl. Phys. B 40 (1972) 317–334.

[4] S. Hegyi, „KNO scaling 30 years later," Nucl. Phys. Proc. Suppl. 92 (2001) 122–129, `arXiv:hep-ph/0011301`.

[5] C. Fuglesang, „A method for correcting observed distributions of multiplicities using the maximum likelihood principle," Nucl. Instrum. Meth. A 278 (1989) 765–773.

[6] NA49 Collaboration, „Inclusive production of charged pions in p+p collisions at 158 GeV/c beam momentum," Eur. Phys. J. C 45 (2006) 343–381, `arXiv:hep-ex/0510009 [hep-ex]`.

[7] STAR Collaboration, „Identified particle distributions in p p and Au + Au collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV," Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 112301, `arXiv:nucl-ex/0310004`.

[8] UA1 Collaboration, „Transverse Momentum Spectra for Charged Particles at the CERN Proton anti-Proton Collider," Phys. Lett. B 118 (1982) 167.

[9] CDF Collaboration, „Transverse momentum distributions of charged particles produced in $\bar{p}p$ interactions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV," Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1819.

[10] C. Tsallis and E. P. Borges, „Nonextensive statistical mechanics: Applications to nuclear and high energy physics," `arXiv:cond-mat/0301521`.

[11] T. S. Biró, G. Purcsel, G. Györgyi, and A. Jakovác, „A non-conventional description of quark matter," J. Phys. G 31 (2005) S759–S763.

[12] T. S. Ullrich, „Experimental summary on global observables, hadron spectra and ratios," Nucl. Phys. A 715 (2003) 399–411, `arXiv:nucl-ex/0211004`.

[13] UA5 Collaboration, „Scaling of Pseudorapidity Distributions at c.m. Energies Up to 0.9 TeV," Z. Phys. C 33 (1986) 1–6.

[14] CDF Collaboration, „Pseudorapidity distributions of charged particles produced in $\bar{p}p$ interactions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV," Phys. Rev. D 41 (1990) 2330.

4. fejezet

A CMS kísérlet

A CERN CMS (*Compact Muon Solenoid*) kísérlete egy nagy akceptanciájú, hermetikus lefedést biztosító általános célú detektorrendszer (4.1 ábra) az LHC 5-ös kölcsönhatási pontján [1]. Proton-proton programja a Higgs-bozon felfedezését és a feltételezett szuperszimmetria kísérleti ellenőrzését tűzte ki célul. Nehézion programja a hadronanyagot vizsgálja extrém körülmények között [2].

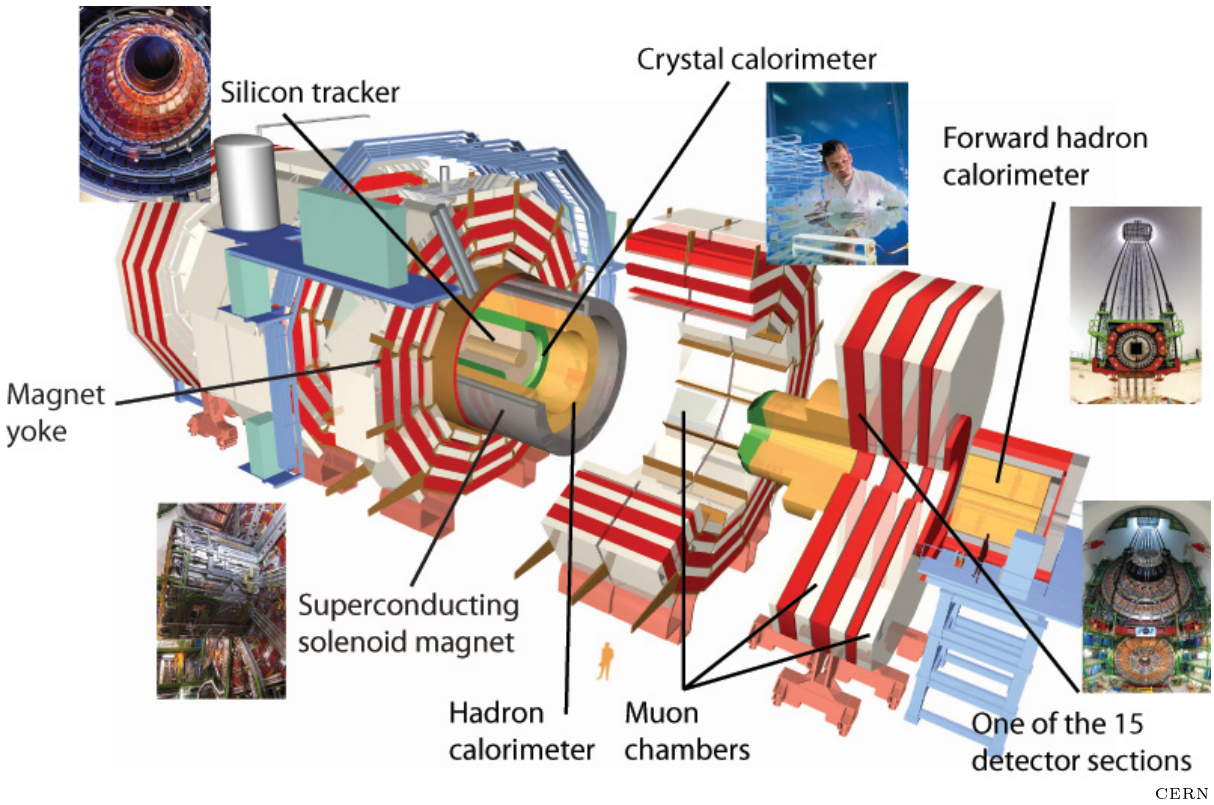
A detektor központi eleme egy szupravezető szolenoid mágnes, melynek belső átmérője közel 6 m, maximális mágneses tere pedig 3,8 T. A térben találhatók a szilícium-alapú pixel és strip nyomkövető detektorok (4.2 szakasz), az ólomüveg-kristályokból álló elektromágneses kaloriméter (ECAL), a sárgarézből és szcintillátorokból felépített hadron kaloriméter (HCAL). A müonok a mágneses erővonalakat visszavezető vasban található gázionizációs detektorokkal mérhetők. Az előremutató térrészben kiterjedt kalorimetria (4.3 szakasz) egészíti ki a fenti – a detektor hordó és zárósapka részeiben elhelyezkedő – detektorokat (4.2 ábra).

A CMS kísérletben jobbkezes koordináta-rendszert használunk, melynek kezdőpontja a névleges kölcsönhatási pontban (*interaction point*, IP) van, az x tengely az LHC középpontja felé, az y tengely felfelé (az LHC síkjára merőlegesen), a z tengely pedig az óramutató irányával ellentétes irányba mutat. A θ polárszöget a pozitív z tengelytől, a ϕ azimutot pedig az x-y síkban mérjük.

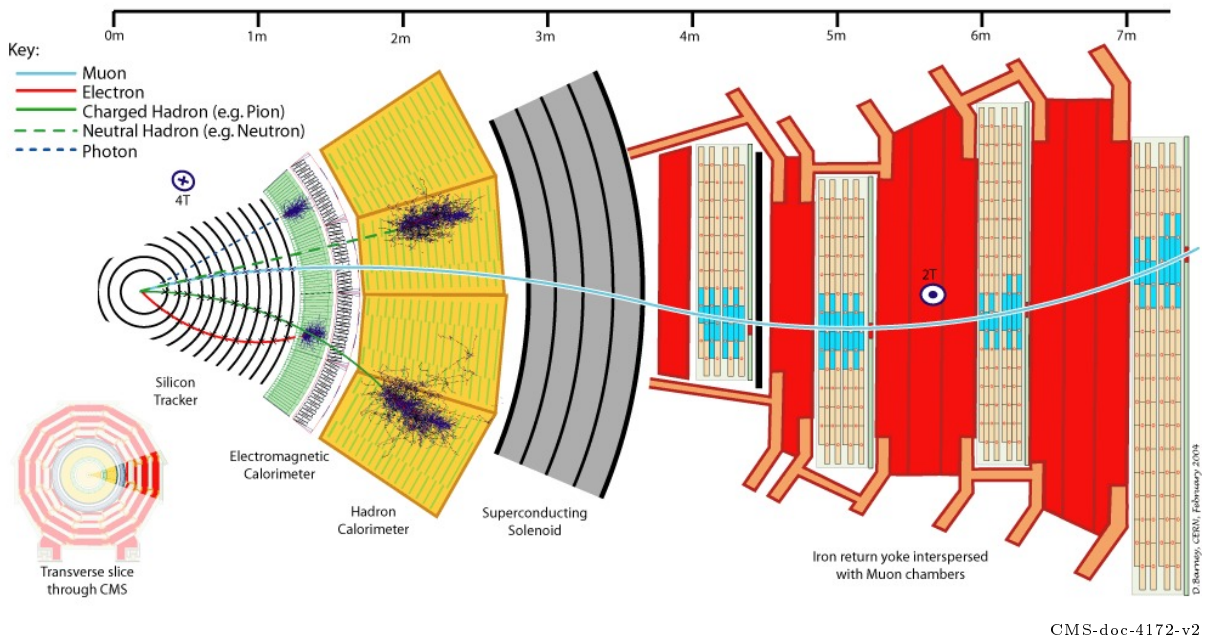
A kísérleti berendezés teljes hossza 22 m, átmérője 15 m, súlya 14 000 t.

4.1. A triggerelő rendszer

A CMS triggerelő rendszerének első szintje (L1) egyedi hardverű processzorokból áll. A kaloriméterekből és a müon detektorokból származó információ felhasználásával a számunkra legérdekesebb eseményeket választja ki kevesebb, mint 1 μs alatt. A magas szintű trigger (*High Level Trigger*, HLT) processzor-farm a feldolgozandó események gyakoriságát tovább csökkenti, a beérkező 100 kHz-ről 300 Hz közelébe.



4.1. ábra. A CMS detektor részei, fényképekkel illusztrálva.



4.2. ábra. A CMS detektor nyalábra merőleges szelete. A rajz bemutatja a müonok, elektronok, töltött és semleges hadronok, valamint fotonok detektorokon keresztüli útját és a detektálásukhoz vezető kölcsönhatásaikat.

Rugalmatlan proton-proton ütközések triggerelésekor a CMS monitorozó rendszerének két elemét, a nyaláb szcintillációs számlálókat (*Beam Scintillator Counters*, BSCs) [3] és a nyaláb áthaladására érzékeny detektorokat (*Beam Pick-up Timing for the eXperiments*, BPTX) [4] használtuk.

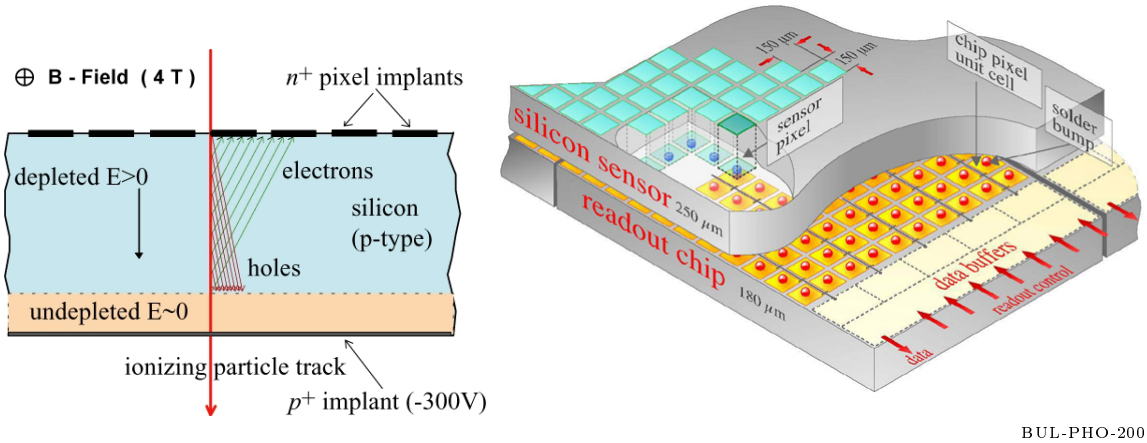
A két BSC az IP-től mindkét irányban 10,86 m távolságra található, a $3{,}23 < |\eta| < 4{,}65$ tartományban érzékenyek. Mindegyik BSC 16 szcintillátor csempéből áll, időfelbontásuk 3 ns, a minimum ionizáló részecskék átlagos detektálási hatásfoka 96,3%. A BSC-ket alapvetően a beütések és koincidenciájuk gyakoriságának mérésére használják. A két BPTX detektor a nyalábcsőhöz közel található, a névleges kölcsönhatási ponttól 175 m távolságra mindkét irányban. Feladatuk a nyalábcsomagok szerkezetének és a bejövő nyaláb időzítésének megfigyelése 0,2 ns-nál jobb időfelontással.

4.2. A nyomkövető rendszer

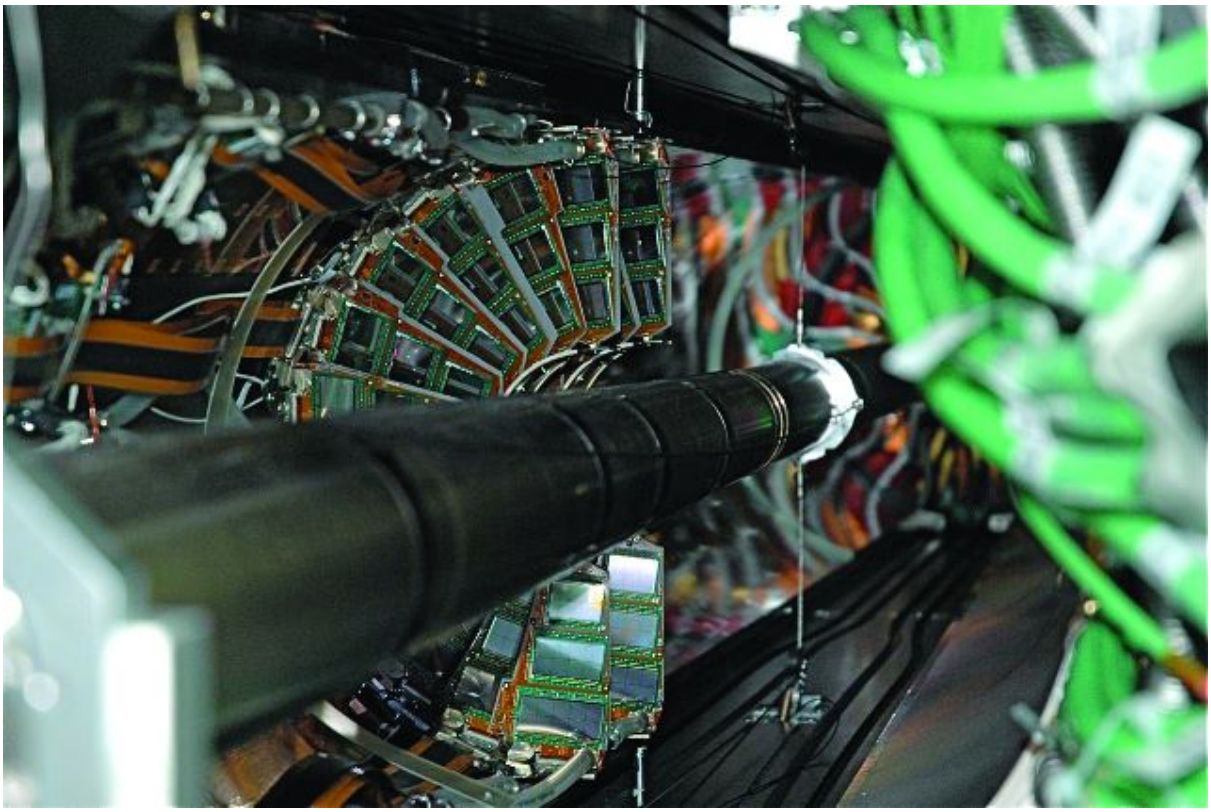
A nyomkövető rendszer töltött részecskéket detektál az $|\eta| < 2{,}5$ pszeudorapiditás tartományban.

Pixel detektor ♦ A pixel detektor [5] három hordó-rétegből (4,4, 7,3 és 10,2 cm-es sugarakkal) és két zárósapka-korongból áll, a hordó rész mindkét oldalán. A detektor elemei szegmentált n-on-n típusú, 285 μm vastag szilícium szenzorok (4.3 ábra). A teljes detektor 1440 modulból áll. Mindegyik kiolvasó chip egy 52×80-as pixelmátrixot szolgál ki, melyekben $150\,\mu\text{m} \times 100\,\mu\text{m}$ méretű pixelek találhatók (4.4 ábra).

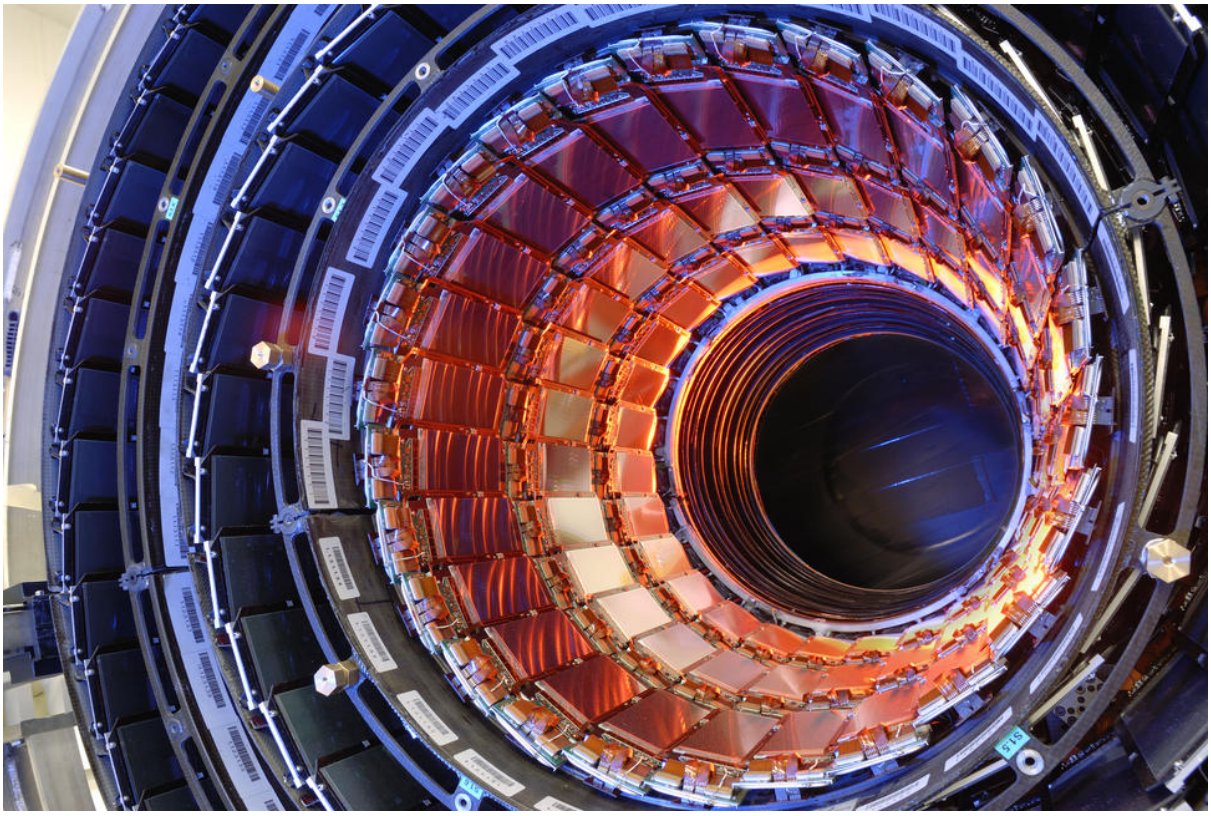
Az adatgyűjtés során a nullák elnyomását (*zero suppression*) – vagyis azon az adatok eldobását, melyeket nem érdemes kiolvasni – pixelenként állítható küszöbökkel érjük el. Az adatok feldolgozása során a pixel klasztereket a szomszédos, számottevő energialeadással rendelkező pixelek csoportosításával kapjuk, beleértve az oldalukkal vagy a csúcsuknál érintkező elemeket is. A mérések szerint a zajos pixelek részaránya kisebb, mint 10^{-5}.



4.3. ábra. A szilícium-alapú detektor működése (balra), valamint a detektor részletes felépítése (jobbra).



4.4. ábra. A CMS pixel detektorának egy részlete (PXF).



CERN-EX-0610026 01

4.5. ábra. A CMS belső hordó nyomkövetőjének (TIB) egyik fele.

Strip detektor ♦ A strip detektorban [6] p-in-n típusú, 320 vagy 500 μm vastagságú szilíciumrétegeket használunk. A detektor több aldetektorra osztható: a belső hordó (TIB, 4.5 ábra) és a belső korong nyomkövető (TID) találhatók legbelül, melyeket a kiterjedt külső hordó nyomkövető (TOB) vesz körül. A nyomkövetőt mindkét oldalon két zárósapka teszi (TEC3 és TEC5) teljessé. A TIB és a TOB, valamint a TID és a TEC néhány rétege ún. sztereo-modulokat tartalmaz, melyek két egymásra szerelt, egymáshoz képest 100 mrad-dal elforgatott modulból állnak, így a beütésekről kétdimenziós információt szolgáltatnak. A modulokon ülő csíkok változó szélességűek (80-150 μm). Minden egyes kiolvasó chip 128 csíkot szolgál ki. A teljes detektor 15 148 modulból áll.

Az ún. *front-end driver*eken (FED) futó algoritmusok elvégzik az elektronikus alapszint (*pedestal*) és a közös szintmozgások korrekcióját, valamint a nullák elnyomását. Egy eseményben csak a csatornák kis részét olvassuk ki. Az adatok feldolgozása során egy többküszöbös módszer alkalmazásával klasztereket formálunk. A strip detektorok jel/zaj aránya függ a szenzorok vastagságától, értéke 28-36 között változik, amely megfelel a tervezéskor várt és a kozmikus sugarak segítségével kapott teljesítménynek [5, 7]. A nyomkövető rendszert az LHC indulása előtt kozmikus részecskék segítségével állították be és kalibrálták. A modulokat helyzetét a hordóban, a transzverzális síkban, a részecskék pályájához képest mintegy 3-4 μm pontossággal sikerült meghatározni. A szilícium-alapú nyomkövető detektorrendszer impakt paraméter felbontása ~ 15 μm, abszolút p_{T} felbontása pedig 0,02 GeV/c abban a p_{T} tartományban ($p_{\mathrm{T}} \approx 0{,}1$–2 GeV/$c$), amellyel itt foglalkozni fogunk.

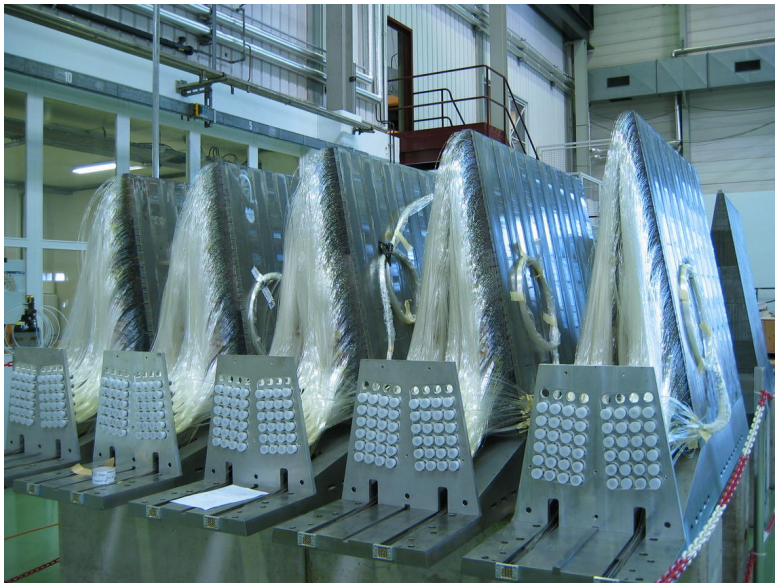
4.3. Kaloriméterek

Az ECAL energiafelbontása nem konvertálódott, 100 GeV-nél nagyobb transzverzális energiájú fotonokra jobb, mint 0,5%. Ha HCAL-t az ECAL-lal együttesen használva a jetek felbontása $\Delta E/E \approx 100\%/\sqrt{E\,[\mathrm{GeV}]} \oplus 5\%$.

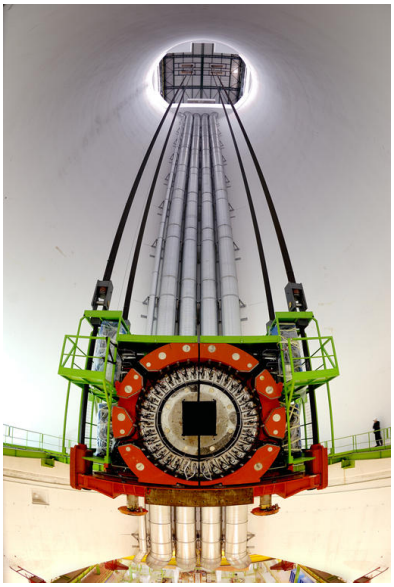
Az ECAL és HCAL hordóban és zárósapkában található részein túl az ún. forward kaloriméter (HF) biztosítja a $2{,}9 < \eta < 5{,}2$ tartomány lefedését. A HF kaloriméter tornyainak szegmentációja η és ϕ azimut irányokban (radiánban) 0,175×0,175, kivéve az $|\eta| > 4{,}7$ részt, ahol 0,175×0,35.

4.4. Az adatok felvétele és feldolgozása

Rugalmatlan proton-proton ütközések esetén az eseményeket bármely BSC szcintillátor és valamely BPTX detektor egyidejű jelével triggereljük. Ez utóbbi jelezte, ha legalább egy protoncsomag áthaladt az IP-n. Az így kapott adattömegből – a későbbi feldolgozás során – az olyan eseményeket válogattunk ki, melyekben mindkét nyalábcsomag áthaladt az IP-n és a nyomkövető algoritmus legalább egy töltött részecskét talált a pixel detektor



CMS-PHO-HCAL-2008-003 - 2



CMS-PHO-HCAL-2008-003 - 7

4.6. ábra. A HF kaloriméter szerelése (balra) és a kész detektor mérési csarnokba való leeresztése (jobbra).

adatait kiértékelve, legfeljebb 0,2 cm impakt paraméterrel. A nem egyszeresen diffraktív (*non-single-diffractive*, NSD) események kiválasztásához a HF mindkét oldalán legalább egy-egy kaloriméter tornyot követeltünk meg legalább 3 GeV energiával.

Figyelmet kellett fordítani a nem a protonnyalábok ütközéséből származó események kiszűrésére. A nyalábbal együtt mozgó müonok (*halo*) azonosíthatók, ha a két, az IP ellentétes oldalán levő BSC detektor jele 73 ± 20 ns eltérést mutat. Ezeket az eseményeket elhagytuk. Akadtak olyan – a bejövő nyaláb által keltett – háttéresemények, melyek szokatlanul nagy számú beütést idéztek elő a pixel detektorban, így nem voltak összeegyeztethetők egyetlen p-p ütközési ponttal. Azokat a felvett eseményeket vizsgáltuk meg, melyekben több, mint 150 pixel klasztert találtunk. Az alkalmazott vágásokkal tisztán el lehetett választani a valós ütközésekből és a háttérből származó eseményeket. Végül minden, a későbbi analízisben felhasznált eseménynek tartalmaznia kellett legalább egy rekonstruált kölcsönhatási pontot, *vertex*et (7. fejezet).

A nyaláb által keltett hátteret úgy tanulmányoztuk, hogy olyan események gyakoriságát vizsgáltuk, melyekben csak egy nyalábcsomag volt jelen, míg a másik irányú csomag üres volt. A szűrők után maradt háttéresemények részaránya elhanyagolhatónak bizonyult (<0,1%). A véletlen egyidejűség folytán a kozmikus müonok száma a felvett adatokban szintén elhanyagolható (csak legfeljebb egy müon a teljes felvett adattömegben).

Esemény szintű korrekciók ♦ A fentebb megfogalmazott eseménykiválasztási feltételek nagy hatásfokkal engedik át az NSD eseményeket, ugyanakkor elvetik a p-p kölcsönhatás egyszeresen diffraktív (*single diffractive*, SD) összetevőjét. Az eseményválogatás hatásfokát a különféle folyamatokra, különböző tömegközépponti energiákra a PYTHIA [8]

4.1. táblázat. A SD, DD és ND folyamatok részaránya (Arány), valamint a hozzájuk tartozó kiválasztási hatásfokok (Hatásfok) a PYTHIA és PHOJET eseménygenerátorok, valamint a kapcsolódó detektorszimulációk alapján.

	PYTHIA				PHOJET			
$\sqrt{s}$	0,9 TeV		2,36 TeV		0,9 TeV		2,36 TeV	
	Arány	Hatásfok	Arány	Hatásfok	Arány	Hatásfok	Arány	Hatásfok
SD	22,5%	16,1%	21,0%	21,8%	18,9%	20,1%	16,2%	25,1%
DD	12,3%	35,0%	12,8%	33,8%	8,4%	53,8%	7,3%	50,0%
ND	65,2%	95,2%	66,2%	96,4%	72,7%	94,7%	76,5%	96,5%
NSD	77,5%	85,6%	79,0%	86,2%	81,1%	90,5%	83,8%	92,4%

(6.420 verzió, D6T változat, [9]) és a PHOJET [10, 11] eseménygenerátorok alkalmazásával, majd a CMS detektor teljes válaszának szimulációjával határoztuk meg. (A szimulációt GEANT4 [12] programcsomagra alapoztuk, a nyalábfolt helyét és szélességét a mért értékeknek megfelelően állítottuk be. A szimulált eseményeket pontosan úgy dolgoztuk fel, állítottuk helyre, mintha valós ütközési adatok lennének.) A PHOJET esetében a duplán diffraktív (*double-diffractive*, DD) folyamat tartalmazza a kétszeres Pomeron csere (DPE) járulékait is. Az SD, DD, ND folyamatok részarányait és a hozzájuk kapcsolódó eseménykiválasztási hatásfokokat $\sqrt{s} = 0{,}9$ és 2,36 TeV esetén a 4.1 táblázat mutatja. A közzétett adatokat az NSD folyamatra korrigáltuk.

A korrekciók együttes hatása (az NSD események kiválasztási hatásfokán, az SD tartalom mértékén keresztül) a $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ mérésére mintegy 8%. Az analízisekben alkalmazott korrekciókat a PYTHIA eseménygenerátorra, annak egyes változataira (*tune*) alapoztuk. A generátor által jósolt SD és DD részarányok nem egyeznek meg teljes mértékben más mérések eredményeivel: ezek az eltérések a $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ mérés mintegy 2%-os szisztematikus bizonytalanságát eredményezik. A többi lehetséges hibaforrást a HF eseményválogatás megváltoztatásával térképeztük fel (mindkét oldali BSC egyidejű jele), így a szisztematikus hibát további 1%-kal kellett növelnünk.

Irodalomjegyzék

[1] CMS Collaboration, „The CMS experiment at the CERN LHC," JINST 3 (2008) S08004.

[2] CMS Collaboration, „CMS physics technical design report: Addendum on high density QCD with heavy ions," J. Phys. G 34 (2007) 2307–2455.

[3] A. J. Bell, „Design and Construction of the Beam Scintillation Counter for CMS," Master's thesis, University of Canterbury, Christchurch, New Zealand, 2008.

[4] T. Aumeyr, „Beam Phase and Intensity Monitoring for the Compact Muon Solenoid Experiment," Master's thesis, Vienna University of Technology, Austria, 2008.

[5] CMS Collaboration, „Commissioning and Performance of the CMS Pixel Tracker with Cosmic Ray Muons," JINST 5 (2010) T03007, arXiv:0911.5434 [physics.ins-det].

[6] CMS Collaboration, „Commissioning and Performance of the CMS Silicon Strip Tracker with Cosmic Ray Muons," JINST 5 (2010) T03008, arXiv:0911.4996 [physics.ins-det].

[7] CMS Collaboration, „CMS Physics TDR: Volume I, Detector Performance and Software," CERN-LHCC 2006-001 (2006) .

[8] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, „PYTHIA 6.4 Physics and Manual," JHEP 05 (2006) 026, arXiv:hep-ph/0603175 [hep-ph].

[9] Multiple Parton Interactions at the LHC. Proceedings, 1st Workshop, Perugia, Italy, October 27-31, 2008. 2009. DESY-PROC-2009-06.

[10] F. W. Bopp, R. Engel, and J. Ranft, „Rapidity gaps and the PHOJET Monte Carlo, version 1.12-35," arXiv:hep-ph/9803437.

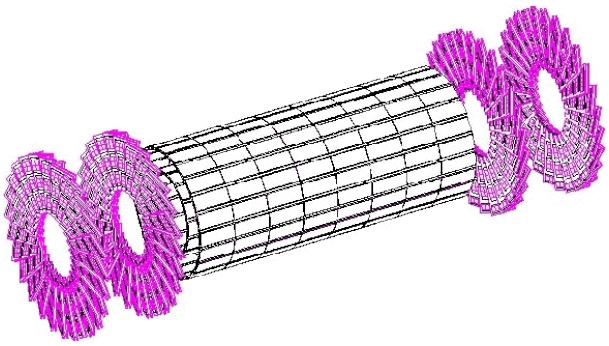
[11] R. Engel, J. Ranft, and S. Roesler, „Hard diffraction in hadron-hadron interactions and in photoproduction," Phys. Rev. D 52 (1995) 1459, arXiv:hep-ph/9502319.

[12] Geant4 Collaboration, „Geant4: a simulation toolkit," Nucl. Instrum. Meth. A 506 (2003) 250.

5. fejezet

Kis impulzusú nyomkövetés

A szilícium-alapú nyomkövető detektorok manapság minden nagyenergiás kísérletben megtalálhatók, érzékenyek, helyfelbontásuk nagyon jó, kiolvasásuk gyors. A CMS kísérletben a töltött részecskék nyomainak rögzítését szilícium-pixelekkel és -csíkokkal végezzük. A részecskenyomok felismerése általában beütéshármasok (vagy -párok) keresésével indul. A korábban használatos nyomkövető módszer csak a $p_{\mathrm{T}} > 1\,\mathrm{GeV}/c$ transzverzális impulzus tartományban működött, tehát a hadron ütközésekben keletkezett részecskéknek csak töredékét rekonstruálta. Kidolgoztam egy ötletes, geometriai alapokon nyugvó módszert, amely a hármasok keresését kis tartományra szűkíti le, így a detektor akceptanciája (5.4 szakasz) az elméletileg lehetséges minimális p_{T} közelébe (0,075 GeV/c) csökkenthető.



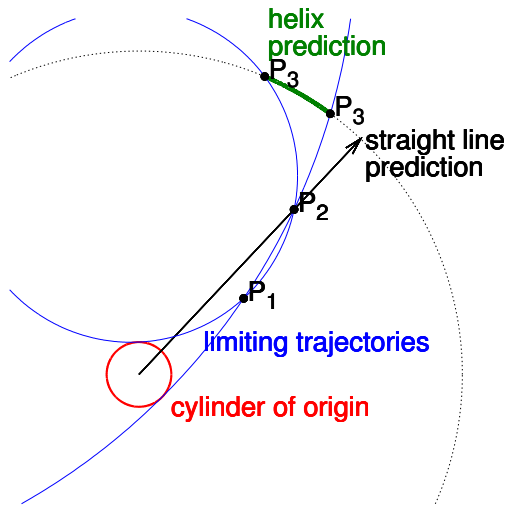
5.1. ábra. A CMS kísérlet pixel detektorának vázlatos felépítése: három henger (hordó rész), és két-két körlap (zárósapka rész).

Az ismertetett eljárás széles körben alkalmazható. A 100 MeV/c-ig terjedő hatásosság lehetővé teszi a részecske eloszlások és hozamok mérését (inkluzív fizika). A kísérlet többi analízis csoportjának is fontos: Higgs események hátterének lecsökkentése a mögöttes (*underlying*) események, valamint a rugalmatlan események kölcsönhatási pontjának meghatározásával; elliptikus folyás korrekciója; D*-fizika a lassú pion detektálásával (exkluzív fizika). Végeredményben mintegy 80–90%-os akceptancia és hatásfok érhető el.

Az új módszereket először egy belső analízis-jegyzetben ismertettem [1], majd több későbbi cikkben is bemutattam. [2, 3, 4, 5, 6, 7]. Az CMS kísérlet első, proton-proton ütközésekről szóló analízisében ezt az algoritmust használtuk, a módszert eddig összesen négy CMS analízis alkalmazta [8, 9, 10, 11].

5.1. Bevezető

A kis transzverzális impulzusú töltött részecskék megtalálása a hadronfizika számára alapvető fontosságú, ahol a mért eloszlásokat és korrelációkat modellekkel hasonlítjuk össze. A ritka nagy p_T-s események kiértékelése során is hasznos a mögöttes események jellemzőinek ismerete. A CMS kísérletben a csík elrendezésű szilícium detektorok nagy betöltöttsége megnehezíti nyomkövetésre való felhasználásukat, különösen a középponti mag-mag ütközésekben. Ha csak a nyalábhoz közelebb fekvő pixel detektorokat használjuk, akkor ugyanazokkal az algoritmusokkal értékelhetjük ki a kis részecskeszámú p-p, p-A, és a nagy részecskeszámú A-A ütközéseket. Ez ugyanakkor lehetővé teszi nagyon kis p_T-jű részecskék helyreállítását is, egészen 0,1 GeV/c-ig pionokra.



5.2. ábra. A harmadik beütésre vonatkozó standard, egyenest használó jóslat és az új, csavarvonalon alapuló előrejelzés összehasonlítása. A kezdeti hengert érintő határoló pályák (folytonos kék) egy ívet jelölnek ki a harmadik, hordó rétegen. A standard módszer esetében a külső P_2 pont azimutját használták (folytonos fekete nyíl).

Hadronok és atommagok ütközéseiben a legnagyobb számban pionokat, kaonokat és protonokat keltünk. Másodlagos elektronok és pozitronok is keletkeznek az anyagokban (nyalábcső, szilíciumrétegek és állványzat) történő foton-konverzió folytán. Ezért a tanulmányban található ábrákon a három hosszú élettartamú részecskét, pionokat, kaonokat és protonokat tüntettük fel.

A CMS kísérlet standard ponthármaskereső algoritmusát $p_T > 1\,\mathrm{GeV}/c$ esetére, rövid feldolgozási időre és jó hatásfokra optimalizálták [12]. A módszer először beütés-párokat keres, majd minden egyes párra megjósolja a harmadik beütés lehetséges koordinátáit (ϕ és z vagy r). A becslés során a beütés-pár külső pontjának ϕ értékét használja bizonyos toleranciával (5.2 ábra), majd a jóslat és annak környezetében fellelhető beütések távolsága alapján választja ki a lehetséges harmadik beütést vagy beütéseket. Látszik, hogy ha egyre kisebb p_T értékek felé haladunk, a jóslat kiszámításának módja egyre inkább hátráltatja a – jellemzően 0,9 GeV/c alatti p_T-jű – már erősebben görbült pályák megtalálását.

5.2. Határoló körök

A kis p_T-s részecskéket csak akkor találhatjuk meg, ha a harmadik beütés keresését módosítjuk. Először itt is beütés-párokat formálunk, a P_1 és P_2 pontokat különböző pixel-

rétegekből választjuk. A harmadik P_3 pont keresése során a következő feltételeket kell kielégítenünk:

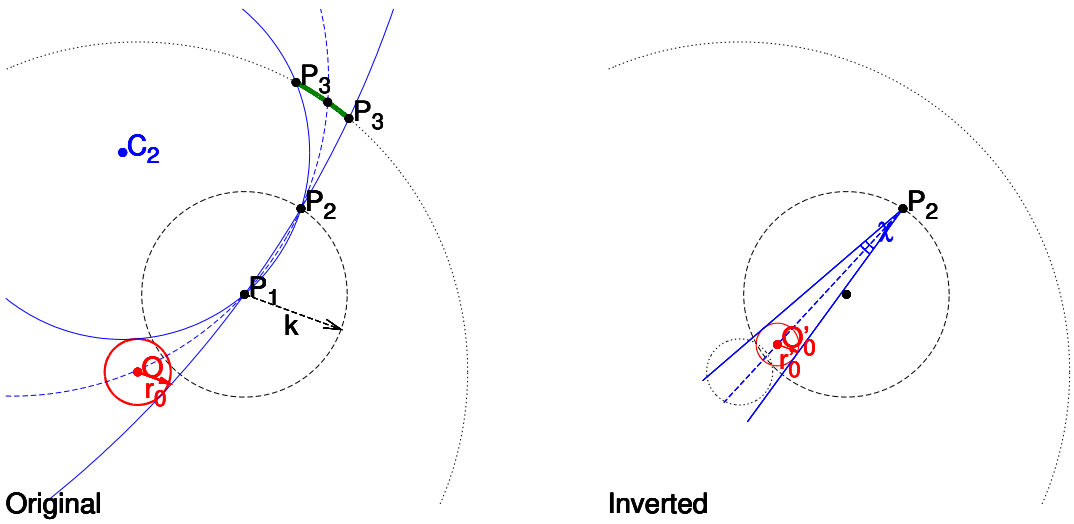
- „eredet”: a pályának egy, a kezdőpontokat magában foglaló hengerből kell jönnie. Adott a henger sugara, magassága és középpontjának helye a nyaláb-vonal mentén.
- „minimum”: a pálya p_{T}-je egy minimális $p_{\mathrm{T,min}}$ érték felett van.
- „harmadik”: a pályának képesnek kell lennie elérni egy harmadik réteget (a hordóban vagy a zárósapkában).

A pixel detektor kis térfogatában a mágneses tér állandónak vehető, a töltött részecskék csavarvonalakon (*helix*) haladnak. Egy csavarvonal, vagy egy henger, a nyalábra merőleges síkra vetítve egy kört ad. Az alábbi leírásban használt jelöléseket az 5.1 táblázat összegzi. A „kezdeti henger” vetülete egy O középpontú és r_0 sugarú kör (c_0, 5.3 ábra). A feltételezett harmadik hengeres réteg vetülete egy O középpontú, r_3 sugarú kör (c_3, 5.4 ábra). Ha c_0, $p_{\mathrm{T,min}}$, c_3, valamint a P_1 és P_2 pontpár adott, mindegyik feltétel („eredet”, „minimum”, „harmadik”) egyaránt a pályák számára megengedett tartományokat határoz meg. Mindegyik tartományt határoló körök párjai zárnak közre, melyek a szélső pályák vetületei. A feladatunk a határoló körök megszerkesztése. A határoló körök, melyek átmennek P_1-en és P_2-n, kétfajták lehetnek:

- érintő határoló kör: a c_0 (vagy c_3) köröket érintik,
- minimális határoló kör: $p_{\mathrm{T,min}}$-nak megfelelő minimális sugaruk van.

5.1. táblázat. A mértani leírásban használt néhány jelölés. A c_3 kört csak akkor használjuk, ha P_3-at egy hengeres rétegen keressük.

Jelölés	Leírás
O	a nyalábvonal helye
P_1	a pár belső tagja, az inverzió középpontja
P_2	a pár külső tagja
P_3	a feltételezett harmadik pont
k	az inverziós kör sugara, P_1P_2
c_0	a kezdeti kör, O középponttal és r_0 sugárral
r_m	$p_{\mathrm{T,min}}$-hez tartozó minimális kör sugara
c_3	kör, melyen a P_3 feküdhet, O középponttal és r_3 sugárral
α	a P_2 csúcsú szögfelező iránya
χ	a P_2 csúcsú szög



5.3. ábra. A kezdeti $c_0(O, r_0)$ kört (folytonos piros) érintő határoló körök meghatározása. A pontpár tagjai P_1 és P_2. A problémát egy P_1 középpontú és $k = P_1P_2$ sugarú inverzióval oldhatjuk meg. Az idomok képei a jobb oldalon láthatók. A P_2 képe önmaga. A c_0 kör képe egy másik $c_0'(O_0', r_0')$ kör. A C_1 középpontú határoló körök (nincsenek ábrázolva) képei P_2-n átmenő egyenesek, melyek c_0'-t érintik. A centrális kör (szaggatott kék) képe a χ szög felezője. Ha a harmadik beütést egy körön (harmadik hengeres réteg) keressük, a határoló körök egy $P_3 - P_3$ íven (vastag zöld) helyezkedhetnek el.

A határoló köröket legkönnyebben inverzióval találhatjuk meg. Az inverziós kör középpontja legyen P_1, sugara pedig $k = P_1P_2$. Így a P_1-en és P_2-n átmenő határoló köröket olyan egyenesekké transzformáljuk, melyek átmennek P_2-n.

Érintkező körök ♦ A $c_0(O, r_0)$ kör képe egy másik $c_0'(O_0', r_0')$ kör. Két egyenest húzhatunk P_2-ből, melyek c_0'-t érintik (5.3 ábra), melyek a határoló körök képei. A köztük levő, O_0'-t tartalmazó χ_0 szögre

$$\sin\frac{\chi_0}{2} = \frac{r_0'}{P_2O_0'}, \qquad \chi_0 = \arccos\left(1 - \frac{2r_0'^2}{P_2O_0'^2}\right). \tag{5.1}$$

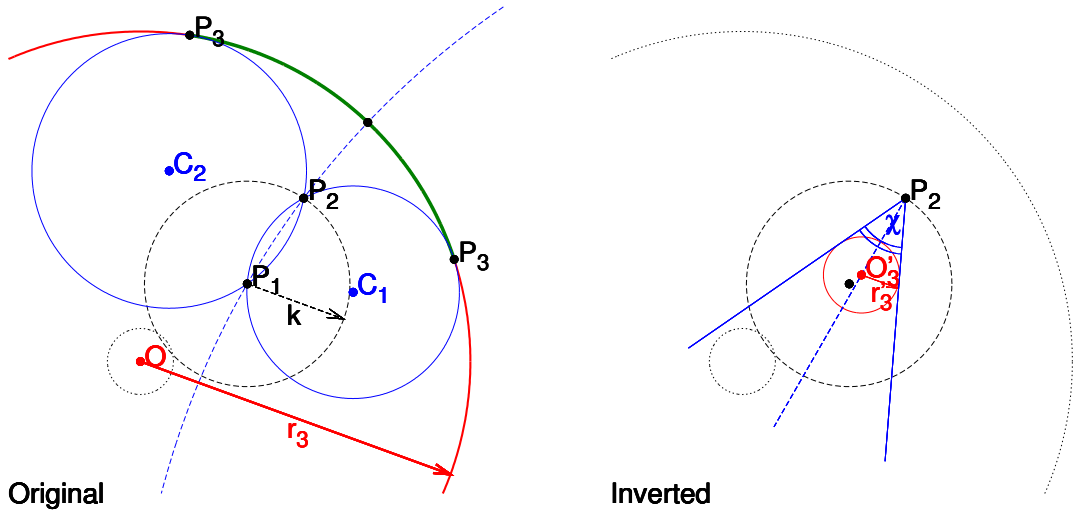
Ezen szög felezőjének iránya $\alpha_0 = \arg(\boldsymbol{P_2O_0'})$. A $c_3(O, r_3)$ körhöz tartozó szöget hasonló módon kapjuk (5.4 ábra).

Minimális körök ♦ A minimális körök képei olyan egyenesek, melyek átmennek P_2-n (5.5 ábra). A köztük levő, P_1-et tartalmazó χ_m szögre

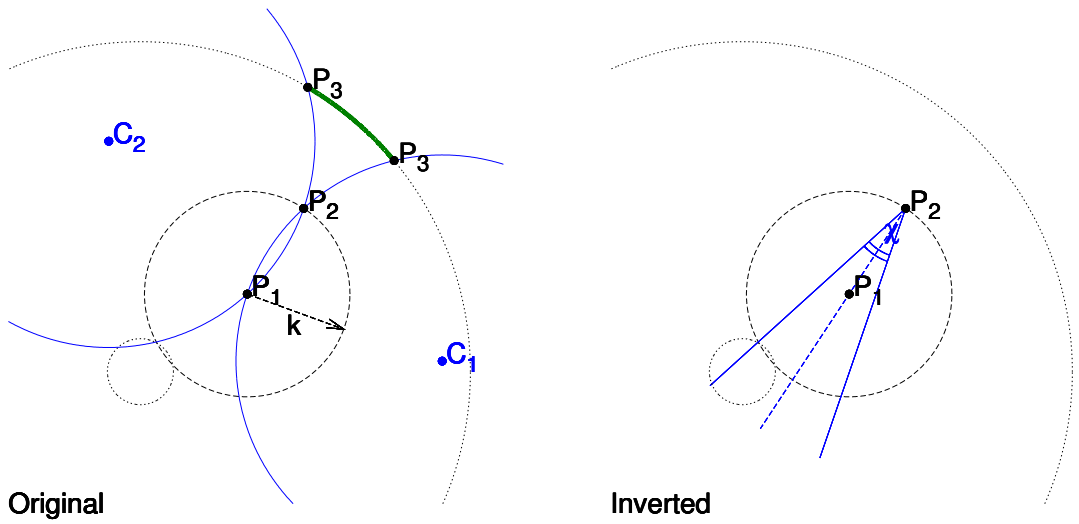
$$\sin\frac{\chi_m}{2} = \frac{k}{2r_m}, \qquad \chi_m = \arccos\left(1 - \frac{k^2}{2r_m^2}\right). \tag{5.2}$$

Ezen szög felezőjének iránya $\alpha_m = \arg(\boldsymbol{P_2P_1})$.

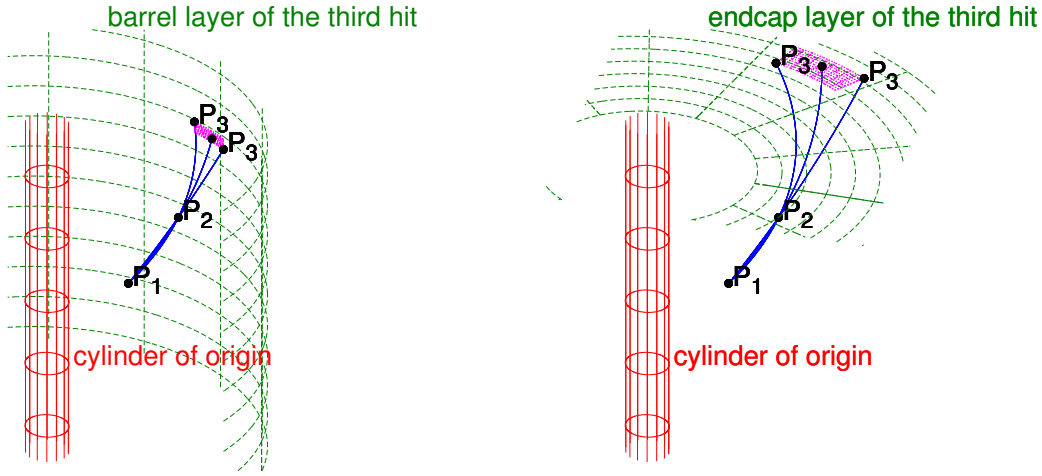
Végeredményben minden határoló kör párt egy szöggé transzformáltuk, melyet a felező α iránya és a χ nyílásszög jellemez, a közös P_2 csúcson. A szögek közös (α_c, χ_c) tartományát a $(\alpha_0, \chi_0) \bigcap (\alpha_m, \chi_m)$ vagy $(\alpha_0, \chi_0) \bigcap (\alpha_m, \chi_m) \bigcap (\alpha_3, \chi_3)$ metszetek adják. Ha ez nem üres, akkor a pályák megengedett tartományának képét kapjuk.



5.4. ábra. A $c_3(O, r_3)$ kört (a feltételezett harmadik hengeres réteg vetületét, folytonos piros) érintő határoló körök (folytonos kék) meghatározása. A pontpár tagjai P_1 és P_2. A problémát egy P_1 középpontú és $k = P_1P_2$ sugarú inverzióval oldhatjuk meg. Az idomok képei a jobb oldalon láthatók. A P_2 képe önmaga. A c_3 kör képe egy másik $c_3'(O_3', r_3')$ kör. A C_1 és C_2 középpontú határoló körök képei P_2-n átmenő egyenesek, melyek c_3'-t érintik. A centrális kör (szaggatott kék) képe a χ szög felezője. A határoló körök egy $P_3 - P_3$ ívet határoznak meg (vastag zöld), ahol a harmadik beütések helyezkedhetnek el.



5.5. ábra. A minimális sugarú, $p_{\mathrm{T,min}}$-nek megfelelő minimális körök (folytonos kék) meghatározása. A pontpár tagjai P_1 és P_2. A problémát egy P_1 középpontú és $k = P_1P_2$ sugarú inverzióval oldhatjuk meg. Az idomok képei a jobb oldalon láthatók. A P_2 képe önmaga. A C_1 és C_2 középpontú minimális körök képei P_2-n átmenő egyenesek. P_1-en és P_2-n átmenő centrális egyenes képe a χ szög felezője (szaggatott kék). Ha harmadik beütést egy körön keressük (harmadik hengeres réteg), a minimális körök egy $P_3 - P_3$ ívet (vastag zöld) jelölnek ki, ahol a pontok elhelyezkedhetnek.



5.6. ábra. A harmadik pont jelöltek lehetséges tartományának meghatározása egy hordó (balra) és egy zárósapka réteg (jobbra) esetén, három dimenzióban. A kezdeti henger (piros) és a rétegek (zöld) láthatók. A pontpár tagjai P_1 és P_2. A két szélső pálya görbéit (folytonos kék), valamint a centrális pályát (szaggatott kék) és a három P_3 döféspontot is berajzoltuk. Ez utóbbi pontok egy parabolát határoznak meg, melynek téglalap alakú fedését megadtuk (bíborvörös rács).

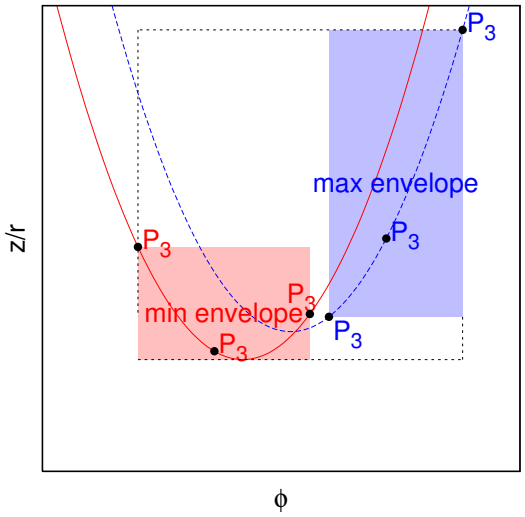
A három különleges pályához három egységvektort definiálhatunk a következő módon:

- $\arg(\boldsymbol{v}_-) = \alpha_c - \chi_c/2$, a közös szögtartomány „alsó” szára, amely az egyik közös határoló kör képe,
- $\arg(\boldsymbol{v}_0) = \alpha_c$, a közös szögtartomány felezője, a központi kör képe,
- $\arg(\boldsymbol{v}_+) = \alpha_c + \chi_c/2$, a közös szögtartomány „felső” szára, amely a másik közös határoló kör képe.

Az egységvektorokból képzett egyeneseket visszatranszformáljuk az eredeti térbe és megkapjuk a három keresett speciális kört. A szerkesztéseket látványosan, „online” szemlélteti a https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Main/FerencSikler/circles.html weboldal, ahol a kezdő kör sugara, valamint a P_1 és P_2 pontok helyei egyaránt folytonosan változtathatók.

5.3. Megengedett tartományok

A P_1 és P_2 pontok z koordinátáinak segítségével a megengedett körök csavarvonalakká alakíthatók vissza. A lehetséges harmadik pontokat egy adott rétegen keressük (5.6 ábra). A megengedett csavarvonalak rétegen levő döféspontjai egy görbét rajzolnak ki, amely nem feltétlenül egy egyenes, de már jól közelíthető egy parabolával, megfelelő koordinátákat használva: (ϕ, z) a hordóban, (ϕ, r) pedig a zárósapkában. A parabolát már három pont egyértelműen meghatározza, így a három speciális pályára van szükségünk. A



5.7. ábra. A téglalap alakú burkoló meghatározása. A P_3 harmadik beütések, a három speciális pálya és a feltételezett réteg metszéspontjai. Ezek a pontok egy parabolát határoznak meg, melyek burkolója számolható. Két burkolót kapunk, az egyik a réteg közeli részére (folytonos piros), a másik a távoli részére (szaggatott kék) vonatkozik. A távolságon itt vagy sugarat (hordó) vagy z koordinátát (zárósapka) értünk. A végső közös burkolót is berajzoltuk (pontozott fekete).

következő feladat a határoló csavarvonalak és a centrális csavarvonalak döféspontjainak kiszámítása.

A hengerben $c_3(O, r_3)$ képe egy másik $c_3'(O_3', r_3')$ kör. Először a speciális körök és c_3 metszéspontjait keressük meg. A megfelelő $\boldsymbol{v}$ egységvektorral a $P_3(\boldsymbol{v})$ metszéspont helye

$$P_3' = P_2 + \boldsymbol{v}\left[\boldsymbol{P_2O_3'}\cdot\boldsymbol{v} - \sqrt{r_3'^2 + (\boldsymbol{P_2O_3'}\cdot\boldsymbol{v})^2 - P_2O_3'^2}\right]. \tag{5.3}$$

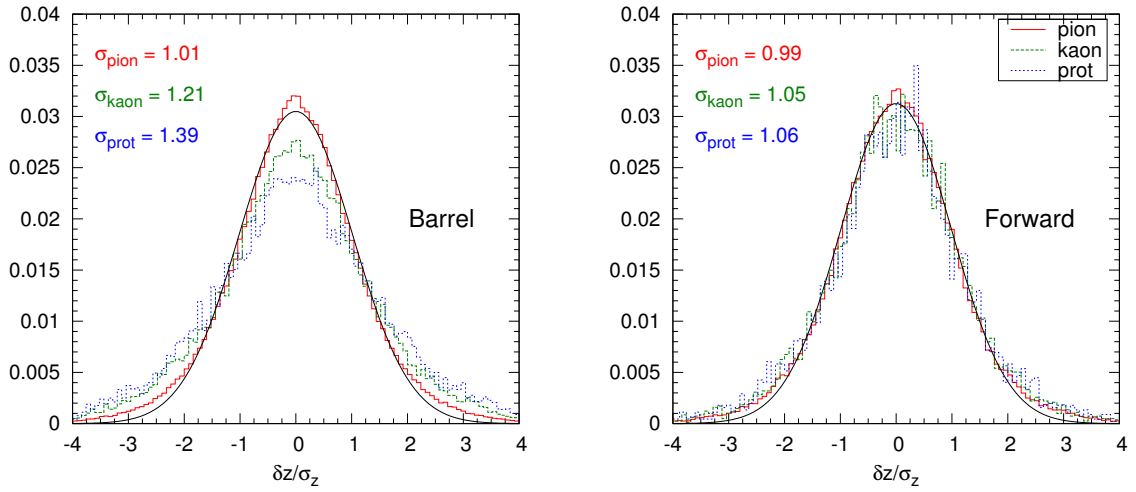
A ϕ koordinátát $\arg(\boldsymbol{OP_3})$ adja. A csavarvonal tulajdonságaiból kifolyólag az azimut és a kör középpontjának z koordinátája között egy lineáris kapcsolat van, így a z koordináta is számolható. Végeredményben minden speciális csavarvonalra megkapjuk a (ϕ, z) párokat, a $\boldsymbol{v}_-$, $\boldsymbol{v_0}$ és $\boldsymbol{v}_+$ egységvektoroknak megfelelően.

A feltételezett zárósapka réteg koordinátája legyen z_3. Az előzőekben említett lineáris kapcsolat miatt a $\angle P_2CP_3$ szög számolható. A P_3 pont helyét úgy kapjuk meg, hogy a csavarvonal mentén ezzel a szöggel elmozdulunk. Így itt is három (ϕ, r) számpárt kapunk, a $\boldsymbol{v}_-$, $\boldsymbol{v_0}$ és $\boldsymbol{v}_+$ egységvektoroknak megfelelően.

A három döféspont koordinátájára parabolát illesztünk, majd a parabolák téglalap alakú burkolóját határozzuk meg ($\phi, z/r$ koordináták, 5.7 ábra).

Egy lassú részecskét a többszörös szórás eltérítheti. Azért, hogy ne vesszünk el beütéseket, a burkolókat érdemes kissé kiszélesítenünk (ráhagyás). A pixel detektor új akceptanciáját az 5.4 szakaszban mutatjuk be, melynek alsó határai p_T-ben 0,1, 0,2 és 0,3 GeV/c rendre pionokra, kaonokra és protonokra. Ezen impulzusoknál mindhárom vizsgált részecsketípusra hasonló a többszörös szóródásból adódó eltérülés: nagyjából 0,02 rad ha az anyag vastagsága 1%-nyi sugárzási hossz. Mindez ϕ-ben 0,03 rad, z/r-ben pedig 0,3 cm ráhagyást igényel.

A harmadik beütések szűrése ♦ A P_1 és P_2 pontpár és egy P_3 pontjelölt egy kört határoz meg a merőleges síkban. A fent említett lineáris kapcsolat segítségével P_3 várható



5.8. ábra. A harmadik beütések jelöltjei a hordóban (balra) és a zárósapkában (jobbra). δz a mért és jósolt z koordináta közötti különbség, σ_z pedig a δz többszörös szóródásból várható szórása, piontömeget feltételezve. A $\delta z/\sigma_z$ hányados eloszlását ábrázoltuk pionokra (folytonos piros), kaonokra (szaggatott zöld) és protonokra (pontozott kék). A gaussos illesztések paramétereit megadtuk, pionokra az illesztett görbe is látható (folytonos fekete).

z koordinátáját ki tudjuk számítani. A z mért értéke eltérhet a köztes pixel rétegeken és állványzaton való szórás miatt. Az alacsony impulzusú tartományban a többszörös szórás $1/(\beta p)$-val arányos, amely nagyjából fordítottan arányos a részecske tömegével. Ezért a protonok jobban szóródnak a kaonoknál, a kaonok pedig a pionoknál. A többszörös szóródás mértéke és szórása számítható, z irányban

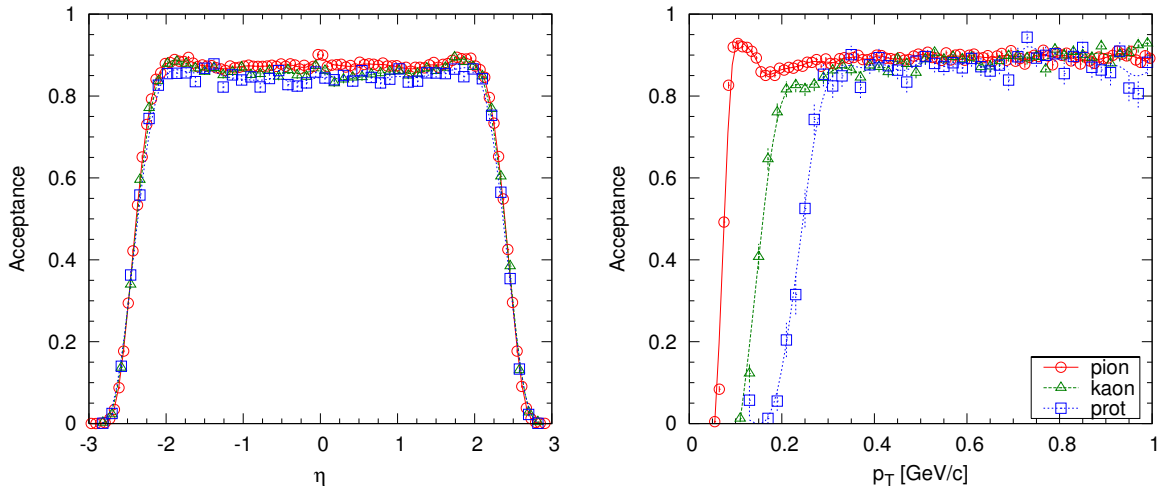
$$\sigma_z(\theta, \beta) = \frac{\sigma}{\beta \sin\theta}. \tag{5.4}$$

Mivel a pályák helyreállításának ezen szakaszában még nem ismerjük a részecske típusát, β számításához piontömeget kell feltételeznünk. Emiatt a kaonok és protonok esetén a hordóban a hibás tömegfeltevés a vártnál 20% illetve 40%-kal szélesebb eloszlást ad (5.8 ábra). Erre tekintettel egy P_3 beütést elfogadunk, ha z koordinátája a csavarvonalnál jósoltnál nincs távolabb, mint $4\sigma_z$.

5.4. Eredmények

Az alábbi ismertetett eredmények 25 000 szimulált rugalmatlan p-p ütközés kiértékelésén alapulnak, $r_0 = 0{,}2$ cm és $p_{\mathrm{T,min}} = 0{,}075\,\mathrm{GeV}/c$ beállításokkal. Az ábrákon berajzolt görbék a könnyebb megértést segítik.

A szimulált és rekonstruált pályákat úgy hasonlíthatjuk össze, ha beütéseiket térbeli távolságaik alapján egymáshoz rendeljük, kapcsoljuk. Egy szimulált pályát megtaláltunk, ha a rekonstruált pálya minden egyes beütése a szimulált pálya beütéseihez kapcsolt. Egy rekonstruált pálya részlegesen kapcsolható egy szimulálthoz ha legalább egy, de nem az összes beütése kapcsolt. Egy rekonstruált pálya teljesen megfelelő, ha az összes beütése

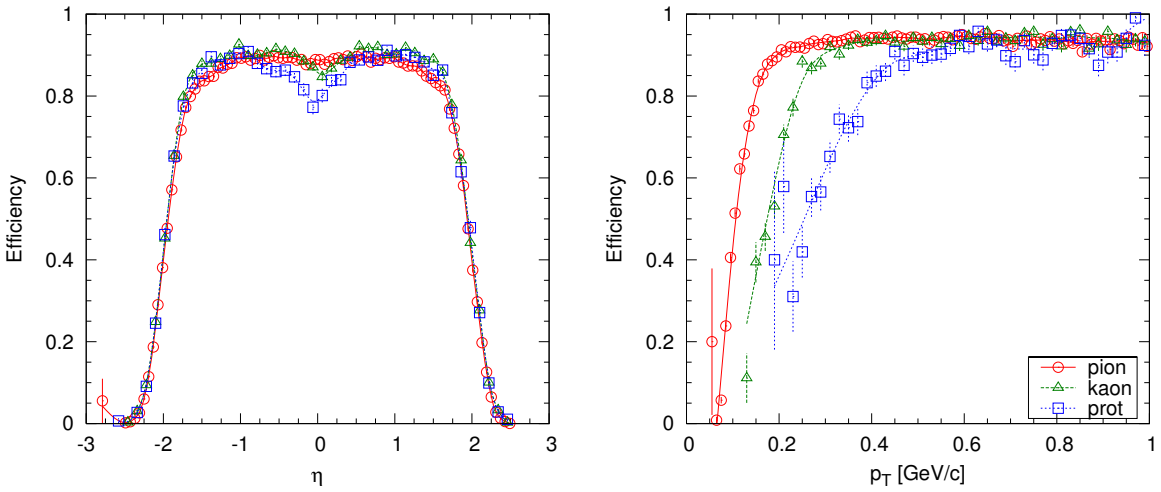


5.9. ábra. Az akceptancia η (balra) és p_T (jobbra, ha a pálya az $|\eta| < 1$ tartományban van) függvényében, pionokra, kaonokra és protonokra.

kapcsolt. Ezen fogalmak segítségével a nyomkövetés következő tulajdonságait fogalmazhatjuk meg:

- akceptancia: olyan szimulált részecskék részaránya, melyek rekonstruálhatók. Egy töltött részecske rekonstruálható, ha keltésének helye a kezdeti hengerben van és legalább három különféle pixel rétegben vannak beütései (első, második és harmadik hordó; közeli és távoli zárósapka);
- hatásfok: a rekonstruált és akceptált pályák aránya, vagyis azoknak a rekonstruálható pályának a részaránya, melyeket valóban rekonstruáltunk;
- többszörös azonosítás (*multiple counting*): olyan szimulált pályák aránya, melyeket több mint egyszer megtaláltunk, más szóval egynél több rekonstruált párral rendelkeznek;
- hamis pályák aránya (*fake rate*): olyan rekonstruált pályák aránya, amelyek legfeljebb részben, de nem teljesen tartoznak szimulált pályákhoz. A kombinatorikus háttérből származnak, a szimulációban nem léteztek.

A pixel detektor akceptanciája η-ban és p_T-ben is behatárolt. Az utóbbit azzal magyarázhatjuk, hogy egy elsődleges töltött részecske csak akkor tudja elérni a harmadik pixel hengert, ha $p_T > 0{,}003 \cdot B \cdot R_3/2 \approx 60\,\mathrm{MeV}/c$ ($B = 4$ T-val és $R_3 \approx 10$ cm mellett). A valóságban magasabb impulzus szükséges, mert a részecske energiát (és impulzust) veszít a nyalábcsőn, a pixel rétegeken és állványzaton való áthaladás során. Az energiaveszteség $\beta\gamma = p/m$ függvénye, így ugyanakkora impulzus esetén más lesz különböző tömegű részecskékre. Ezért a kaonok és protonok akceptanciája kisebb, mint a pionoké, hiszen hatótávolságuk is kisebb. Az akceptanciát enyhén befolyásolja még a többszörös szórás is, amely ismét jelentősebb a nagyobb tömegű részecskékre. A pionokra, kaonokra



5.10. ábra. A hatásfok η (balra) és p_T (jobbra, ha a pálya az $|\eta| < 1$ tartományban van) függvényében, pionokra, kaonokra és protonokra.

és protonokra számolt akceptanciát η és p_T függvényében az 5.9 ábra mutatja. Értéke az $|\eta| < 2$ tartományban mindegyik részecskére lapos, átlagosan 0,88, 0,85 és 0,84 (5.2 táblázat). Növekvő p_T-vel meredeken emelkedik, majd vízszintesbe fordul 0,1, 0,2 és 0,3 GeV/c esetén, rendre pionra, kaonra és protonra: efelett pedig lényegében lapos.

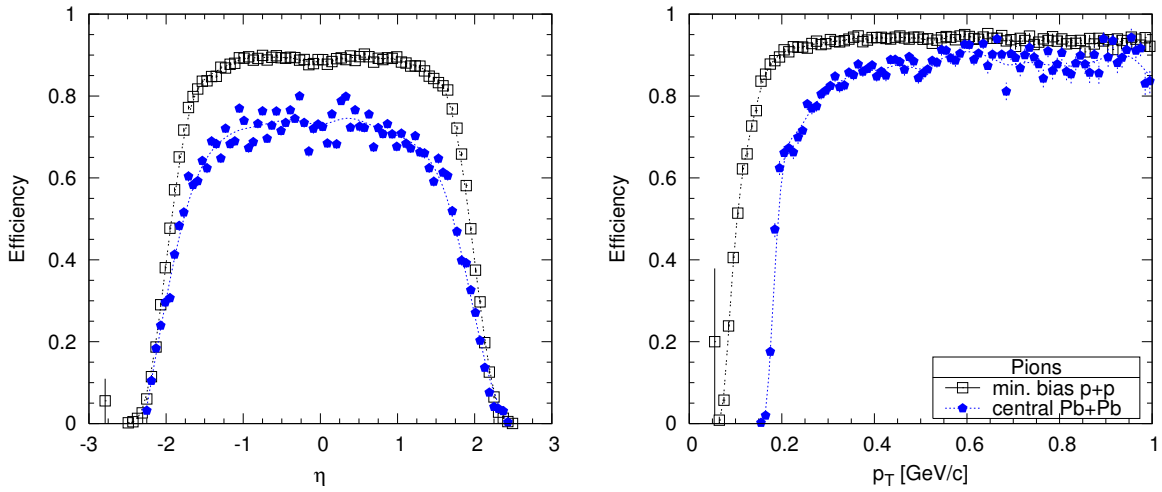
A kapott hatásfokokat η és p_T függvényében az 5.10 ábra mutatja. Értéke lapos az $|\eta| < 1{,}5$ tartományban, a protonok kivételével. Az átlagok 0,90, 0,90 és 0,86 körül alakulnak. A hatásfok p_T-vel meredeken emelkedik, majd vízszintesbe fordul 0,2, 0,3 és 0,4 GeV/c-nél, rendre pionra, kaonra és protonra, majd efelett lényegében lapos.

Teljesítmény más körülmények között ♦ A kis p_T-jű nyomkövetést eddig csak egyedülálló rugalmatlan p-p ütközésekre vizsgáltuk, de az ismertetett módszerek más esetekben is jól alkalmazhatók.

– Több egyidejű rugalmatlan p-p ütközés: a szimulált p-p eseményeket egy Poisson-

5.2. táblázat. Átlagos akceptancia és hatásfok a lapos tartományokban, $|\eta| < 1$ és $p_T > 0{,}5$ GeV/c esetén pionokra, kaonokra és protonokra. Azokat a p_T értékeket is feltüntettük (GeV/c egységekben), ahol az akceptancia és a hatásfok az 50%-ot avagy a lapos tartományt eléri.

	Akceptancia				Hatásfok			
	átlaga, ha		50%	lapos	átlaga, ha		50%	lapos
	$\|\eta\| < 1$	$p_T > 0{,}5$	ennél a p_T-nél		$\|\eta\| < 1$	$p_T > 0{,}5$	ennél a p_T-nél	
pion	0,88	0,90	0,08	0,1	0,90	0,94	0,10	0,2
kaon	0,85	0,90	0,16	0,2	0,90	0,94	0,18	0,3
proton	0,84	0,88	0,24	0,3	0,86	0,92	0,27	0,4



5.11. ábra. A pionok nyomkövetési hatásfokának összehasonlítása η (balra) és p_T (jobbra, ha a pálya az $|\eta| < 1$ tartományban van) függvényében. A rugalmatlan p-p és a középponti Pb-Pb ütközések adatait ábrázoltuk. Az η-függésben látható különbségek a különböző $p_{T,min}$ beállításokra vezethetők vissza (0,075 és 0,175 GeV/c).

eloszlásnak megfelelően, átlagban 5 ütközést ($2 \cdot 10^{33}$cm^{-2}s^{-1}-es luminozitás), valamint 25 ütközést (10^{34}cm^{-2}s^{-1}) tartalmazó csoportokba rendeztük.

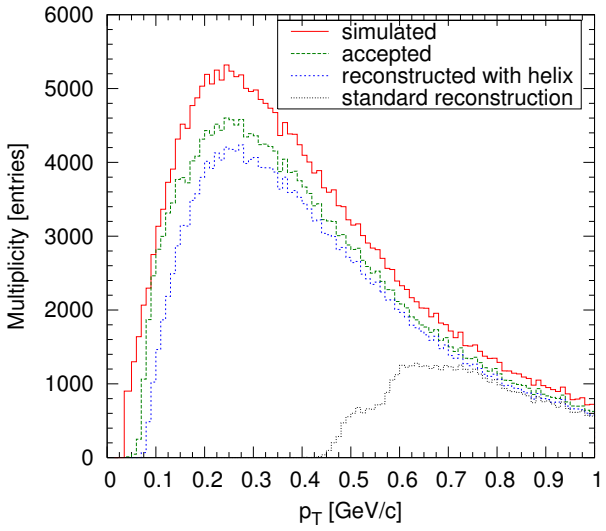
– Középponti mag-mag ütközések: a Hydjet [13] eseménygenerátor két beállításával („central", `NETA` = 30 000 és „medium", `NETA` = 15 000) készítettünk Pb-Pb ütközéseket. Mivel az LHC nehézion-módja során alacsony intenzitású nyalábokkal dolgozunk, nyalábkeresztezésenként legfeljebb csak egy ütközés várható. A részecskeszám nagyon magas, több tízezer töltött részecske keletkezik. Itt a kezdeti henger sugarát 0,1 cm-nek, $p_{T,min}$-t pedig 0,175 GeV/c-nek választottuk.

A nyomkövetés hatásfokát η és p_T függvényében az 5.11 ábra mutatja: Pb-Pb ütközésekre jellemzően 5%-kal kisebb értékeket kapunk. A hamis pályák részarányát a következő fejezetben, a 6.3 szakaszban tárgyaljuk.

Megjegyezzük, hogy a kis p_T-jű részecskék helyreállítása kisebb mágneses térben nagyobb hatásfokú lenne (például 1 T vagy 2 T, a tervezett 4 T helyett), hiszen ekkor azok nagyobb sugarú csavarvonalra kerülnének. Ugyanakkor az akceptanciát továbbra is az energiaveszteség és a többszörös szórás határozná meg, amely még így is hasonló maradna.

5.5. Összegzés

Egy új ponthármas-kereső algoritmussal a CMS kísérlet pixel detektorát kis p_T-jű töltött részecskék megtalálására is használhatjuk. A javasolt módszer akceptanciája 0,1, 0,2 és 0,3 GeV/c-ig terjed pionokra, kaonokra és protonokra (5.12 ábra). Átlagosan 80-90%-os



5.12. ábra. A szimulált (folytonos piros), akceptált (szaggatott zöld) és rekonstruált töltött részecskék transzverzális impulzusának eloszlása. Az új, csavarvonalakat használó módszer (pontozott kék) és a standard eljárás (pontozott fekete), 0,075 GeV/c minimális p_{T}-vel. A meghatározásokat az 5.4 szakasz tartalmazza.

akceptanciát és hatásfokot érhetünk el. Így a CMS detektor képessé válik a töltött részecskék spektrumainak és hozamainak mérésére, és ezzel hozzájárulhat az LHC-n induló hadronfizikai programokhoz.

A hamis és többszörösen megtalált pályák számának csökkentését, valamint a strip detektor felhasználásával kidolgozott teljes, ún. „minimum bias” nyomkövetést a következő fejezetben ismertetjük.

Irodalomjegyzék

[1] F. Siklér, „Reconstruction of low p_T charged particles with the pixel detector,” CMS AN 2006/100 .

[2] F. Siklér, „Low p_T hadronic physics with CMS,” Int. J. Mod. Phys. E 16 (2007) 1819–1825, `arXiv:physics/0702193`.

[3] CMS Collaboration, „CMS physics technical design report: Addendum on high density QCD with heavy ions,” J. Phys. G 34 (2007) 2307–2455.

[4] F. Siklér, „High Density QCD Physics with Heavy Ions in CMS,” `arXiv:0705.3538 [nucl-ex]`. Proceedings of the 42nd Rencontres de Moriond on QCD and Hadronic Interactions, 17-24 Mar 2007: La Thuile, Italy.

[5] F. Siklér and K. Krajczár, „Measurement of charged hadron spectra in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 14$ TeV,” CMS AN 2007/021, CMS PAS QCD-07-001 .

[6] F. Siklér, „Towards the measurement of charged hadron spectra in CMS,” PoS HIGHPTLHC (2008) 011.

[7] F. Siklér, „Soft physics capabilities of CMS in p-p and Pb-Pb," J. Phys. G 35 (2008) 104150, arXiv:0805.0809 [nucl-ex].

[8] CMS Collaboration, „Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV," JHEP 02 (2010) 041, arXiv:1002.0621 [hep-ex].

[9] CMS Collaboration, „Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV," Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 022002, arXiv:1005.3299 [hep-ex].

[10] CMS Collaboration, „Charged particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.36, and 7 TeV," JHEP 01 (2011) 079, arXiv:1011.5531 [hep-ex].

[11] CMS Collaboration, „Study of the inclusive production of charged pions, kaons, and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.76, and 7 TeV," Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2164, arXiv:1207.4724 [hep-ex].

[12] S. Cucciarelli, M. Konecki, D. Kotliński, and T. Todorov, „Track reconstruction, primary vertex finding and seed generation with the Pixel Detector," CMS Note 2006/026 (2006) .

[13] I. Lokhtin, L. Malinina, S. Petrushanko, A. Snigirev, I. Arsene, *et al.*, „Heavy ion event generator HYDJET++ (HYDrodynamics plus JETs)," Comput. Phys. Commun. 180 (2009) 779–799, arXiv:0809.2708 [hep-ph].

6. fejezet

Alacsony tévesztésű nyomkövetés

A töltött hadronok legnagyobb része a $p_{\mathrm{T}} < 1\,\mathrm{GeV}/c$ tartományban keletkezik, p_{T} eloszlásuk maximuma jóval $500\,\mathrm{MeV}/c$ alatt van. Így a differenciális hozamok mérése csak akkor lehetséges, ha képesek vagyunk annyira alacsony p_{T}-jű részecskék mérésére, amennyire lehetséges. A p_{T} tartomány kiterjesztése még inkább fontos az integrált hozamok és az átlagos transzverzális impulzus meghatározása esetén, hiszen az extrapolációra használt modellek jelentősen eltérhetnek.

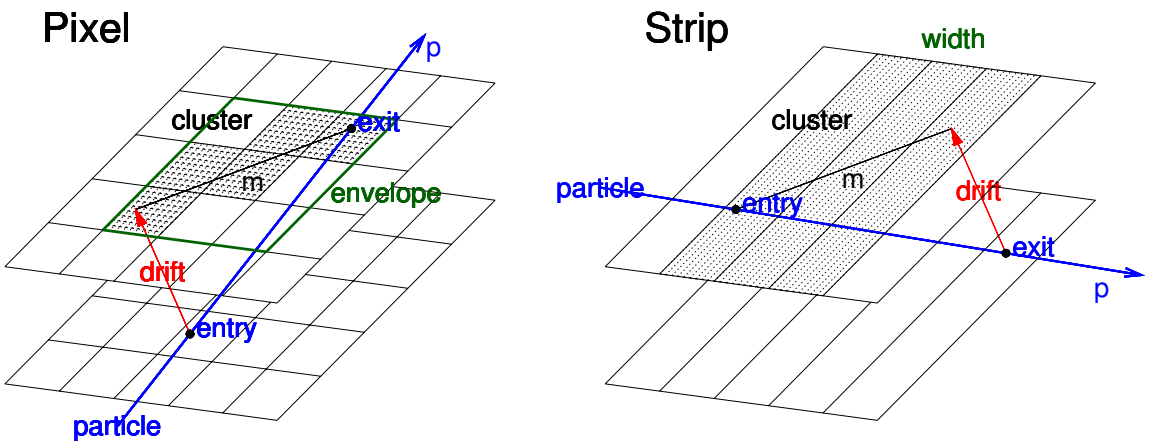
Kis impulzusnál a megnövekedett többszörös Coulomb-szórás megnehezíti az egyes szilíciumrétegek beütéseinek részecskepályákba rendezését: sok lesz a hamis (*fake*) nyom. Ebben segít az a felismerés, hogy a rétegekben kialakult beütés-klaszter alakja, mérete híven tükrözi a részecske áthaladásának irányát. Ezzel a módszerrel a tévesztés aránya p-p ütközésekben egy nagyságrenddel csökkenthető és 1% alá vihető, amely alapvető szerepet játszhat az LHC nagy intenzitású működésénél (akár 25-35 esemény protoncsomag-ütközésenként). A hibásan rekonstruált pályák részaránya még Pb-Pb kölcsönhatásban, $p_{\mathrm{T}} > 400\,\mathrm{MeV}/c$ esetén is az 5%-os szint alatt tartható.

Az eredményeket először egy belső analízis-jegyzetben ismertettem [1], majd több későbbi cikkben is bemutattam [2, 3, 4, 5, 6, 7]. Az CMS kísérlet első, proton-proton ütközésekről szóló analízisében ezt az algoritmust használtuk, a módszert négy CMS analízis is alkalmazta [8, 9, 10, 11]. A beütések alakjának szűrése a kísérlet standard nyomkövető algoritmusába is beépült.[1]

6.1. Klaszteralak-szűrők

A nyomkövető detektorokban hagyott beütések a mért helyzetüknél sokkal több információt hordoznak. Egy bejövő töltött részecske energiát hagy, töltést kelt, a szilícium-alapú detektor érzékeny elemeiben (pixelek vagy csíkok). A szomszédos pixeleket (melyek

[1] A programcsomag a `http://cmssw.cvs.cern.ch/cgi-bin/cmssw.cgi/CMSSW/RecoPixelVertexing/PixelLowPtUtilities` címen böngészhető.

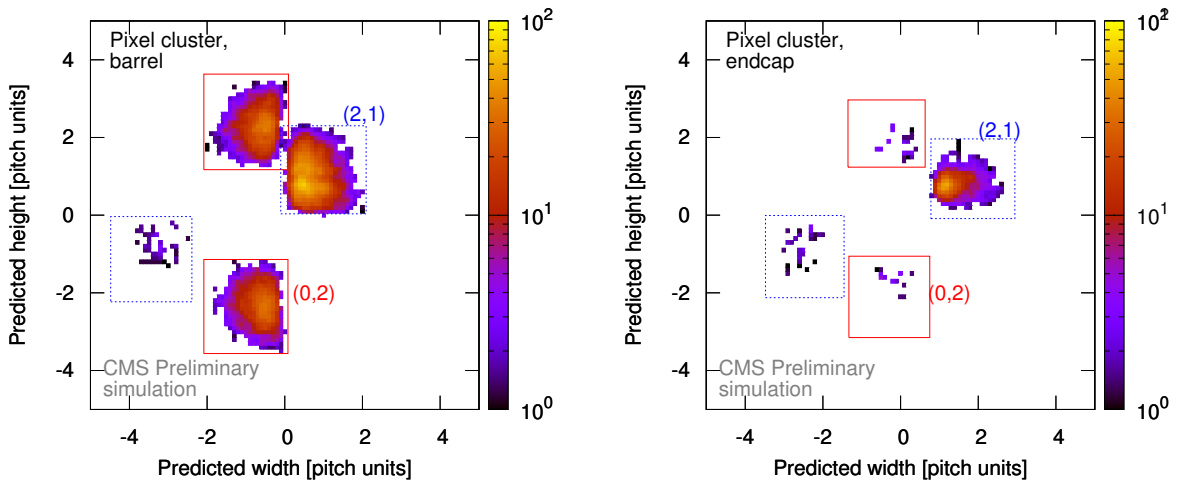


6.1. ábra. Egy részecske áthaladásának vázlata. A töltött részecske belép, majd kilép a szilícium rétegből (kék nyíl). Csak a szilíciumréteg felső és alsó határoló síkjait, felszínét ábrázoltuk. A drift irányát a piros nyíl jelzi. A beütés klaszterének elemei a satírozott téglalapok. A téglalap alakú burkolót a pixel klaszternél vastag zöld vonalakkal (balra) rajzoltuk meg, a strip esetben a klaszter szélességét jelöltük (jobbra). A vetített $\boldsymbol{m}$ elmozdulásvektor is látható.

közös éllel vagy csúccsal rendelkeznek) valamint csíkokat csoportosítva klasztereket, vagyis rekonstruált beütéseket kapunk. A klaszter mérete, kiterjedése függ a részecske beesési szögétől: nagyobb szögekhez elnyúltabb klaszterek tartoznak. Minderre az ad lehetőséget, hogy az elemek méretei ($100\,\mu$m $\times$ $150\,\mu$m nagyságú pixelek és $80\,\mu$m széles csíkok) összehasonlíthatóak az érzékeny szilíciumréteg vastagságával (300 és $500\,\mu$m). Ezt a felismerést kihasználva megvizsgálhatjuk, hogy a mért klaszter alakja összeegyeztethető-e a részecskepálya jósolt beesési szögével: ha a pályakezdemény ponthármasának bármelyik tagja nem megfelelő, a hármast hamisnak mondjuk és nem használjuk pályaépítésre.

Az alább ismertetett eljárásokat szimulált részecskékkel fejlesztettem ki. Valós adatokkal is kalibrálhatunk, ha alacsony részecskeszámú eseményekkel dolgozunk.

A pixel-klaszterek alakja. ♦ Amíg a nagy p_{T}-jű rekonstruált pályák általában tiszták, a pixel beütésekből gyakran tudunk hibás kis p_{T}-s pályakezdeményeket alkotni, ezért az ilyen háttér kiszűrése fontos feladat. Egy pixel klasztert téglalap alakú $(\Delta x, \Delta y)$ burkolója segítségével tudjuk leírni, ahol a kiterjedéseket osztásköz (*pitch*) egységekben értjük (6.1 ábra). Csak olyan klasztereket veszünk figyelembe, melyek egyenes vonalúak (összeegyeztethetők egyetlen részecske áthaladásával), teljesek (nem határosak a detektoregység szélével), csak egy szimulált részecskéhez kapcsolhatók, valamint a kapcsolt szimulált részecske transzverzális impulzusa $p_{\mathrm{T}} > 0{,}05\,\mathrm{GeV}/c$. A várható $\boldsymbol{m}$ elmozdulásvektort a részecske helyi $\boldsymbol{p}$ irányából, az osztásközből és a pixeles detektorlap elhelyezkedésének



6.2. ábra. A pixel klaszter szélességének és magasságának előrejelzett méretei, a helyi pályairány alapján, néhány klaszteralakra (balra: (0,2) és (2,1) a hordóban; jobbra: (0,2) és (2,1) a zárósapkában). Az elfogadott $\boldsymbol{m}$ pontok határait téglalapok jelzik.

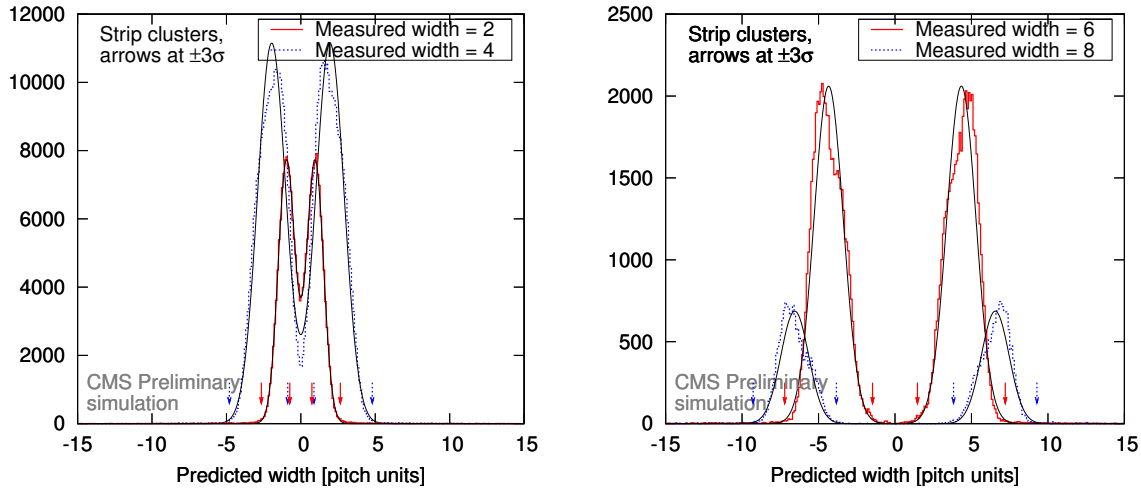
megfelelő előjel segítségével számolhatjuk:

$$\boldsymbol{m} = \frac{\boldsymbol{p}_{\parallel}}{p_{\perp}} \cdot \frac{\text{thickness}}{\text{pitch}} \cdot \text{sign}. \tag{6.1}$$

Az egymással szöget bezáró elektromos és mágneses terekből eredő ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$) ún. Lorentz-eltolódásra nem közvetlenül korrigálunk. A hordót és a zárósapkát külön kalibráljuk, hiszen a mágneses tér vagy párhuzamos (hordó), vagy nagyjából merőleges (zárósapka) a pixeles detektorlapokra.

Egy adott mért $(\Delta x, \Delta y)$ burkoló esetén az összegyűjtött $\boldsymbol{m}$ pontok két különálló csoportba sűrűsödnek (6.2 ábra). A két csoport amiatt jön létre, mert mindig két olyan helyi irány van, amely ugyanolyan klaszteralakot eredményez. Megmutatható, hogy a pontok mindkét koordináta irányában háromszögeloszlásúak. A csoportokat a k-means módszerrel azonosíthatjuk és válogathatjuk szét. Mivel a pontok sűrűségeloszlása mindkét irányban háromszöges, legtöbbjüket le tudjuk fedni egy alkalmasan elhelyezett téglalappal. Az oldalak kiterjedését úgy választjuk meg, hogy a pontok csak 0,5%-a maradjon a határoló téglalapokon kívül.

A csík-klaszterek szélessége ♦ A részecskepálya építését megszakíthatjuk a strip detektorban, ha a klaszter mért szélessége nem összeegyeztethető a pálya helyi irányának megfelelő szélességgel. Egy klasztert a mért (Δx) szélességével írhatjuk le, osztásköz egységekben. A szimuláció során csak olyan klasztereket használtunk, melyek teljesek (nem határosak a detektoregység szélével), csak egy szimulált részecskéhez kapcsolhatók, valamint a kapcsolt szimulált részecske transzverzális impulzusa $p_{\mathrm{T}} > 0{,}05\,\mathrm{GeV}/c$. A várható



6.3. ábra. A csík-klaszterek helyi pályairányon alapuló előrejelzett szélessége, néhány mért klaszterszélesség esetén (balra: 2, 4; jobbra: 6, 8). A két Gauss-eloszlás összegével elvégzett illesztés is látható. A nyilak a $\pm 3\sigma$ tartományokat határolják.

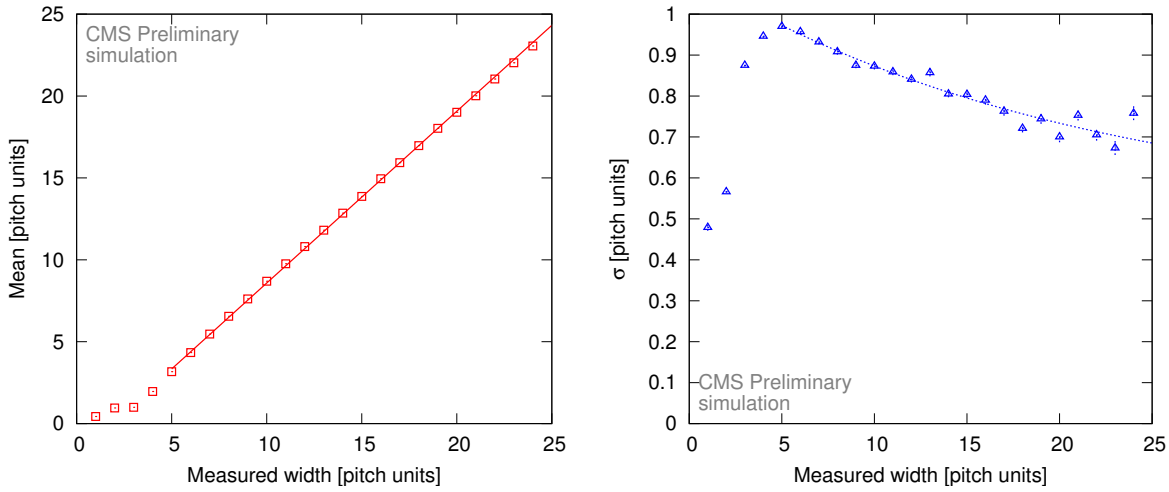
$\boldsymbol{m}$ elmozdulásvektort a részecske helyi $\boldsymbol{p}$ irányából, az osztásközből és a csík-detektorlap elhelyezkedésének megfelelő előjel segítségével számoltuk. A Lorentz-eltolódást figyelembe vevő klaszterszélesség korrekciójára is szükség volt, hiszen a strip detektor térfogatában a mágneses tér már nem tekinthető egységesnek.

$$\boldsymbol{m} = \left[\frac{\boldsymbol{p}_{\parallel}}{p_{\perp}} + \frac{\boldsymbol{\delta}_{\parallel}}{\delta_{\perp}} \cdot \mathrm{sign}\right] \cdot \frac{\mathrm{thickness}}{\mathrm{pitch}}. \tag{6.2}$$

Egy adott Δx mért szélesség esetén az összegyújtott m_x értékek eloszlását két Gauss-eloszlás összegével írhatjuk le (6.3 ábra). Valójában az eloszlásoknak háromszög alakúnak kellene lenniük, de a nagyobb zajszint gaussossá teszi őket. Két összetevő szükséges, mert minden esetben két olyan helyi pályairány van, amely ugyanakkora klaszterszélességet eredményez. A két-gaussos illesztés paraméterei, átlag és szórás, a mért klaszterszélesség (m_x) függvényében a 6.4 ábrán láthatók. Ha $m_x \geq 5$, az átlag lineárisan nő, a szórás pedig maximális értékétől (1-től) 0,7-ig csökken. A nyomkövetés során csak olyan beütéseket használunk, melyek jósolt szélességei a $\pm 3\sigma$ tartományban fekszenek (függőleges nyilak).

6.2. A „minimum bias” nyomkövetés felépítése

A nyomkövetés kiindulópontját az előző, 5. fejezetben ismertetett beütés-hármasok (pályakezdemények) jelentik. Három beütés megkövetelése kettő (pár) helyett a hamis pályák részarányának alacsonyan tartásához szükséges, kis p_{T}-n és többszörös ütközések esetén egyaránt. Megköveteljük, hogy a részecskék egy 0,2 cm sugarú, 15,9 cm félmagasságú hengerből jöjjenek. Ez utóbbi feltétel a kölcsönhatási pont z koordinátájának várható eloszlását, annak $3\sigma_z$-hez tartozó szélességét tükrözi. A legkisebb rekonstruálható p_{T} 0,075 GeV/c. A hamis részecskék részarányát nagymértékben csökkenthetjük és



6.4. ábra. A két-gaussos illesztés paraméterei (balra: átlag, jobbra: szórás), a mért klaszterszélesség függvényében, mindkettő osztásköz egységekben megadva.

a százalékos szint alatt tarthatjuk, ha a klaszterek alakjában rejlő információkat (6.1 szakasz) megfelelően használjuk.

A pályakezdemények kiválogatása ♦ A pixel rétegek speciális elhelyezkedése, átfedései folytán egy töltött részecske gyakran több, mint három beütést hagy a szilícium rétegekben. Így több, ugyanahhoz a részecskéhez tartozó hármasokat kaphatunk, melyek között válogatnunk kell. A célunk az, hogy az összes beütést a megfelelő pályához rendeljünk, anélkül, hogy a pályakezdeményeket megkettőznénk, vagy megtöbbszöröznénk. Ennek érdekében meg kell kísérelnünk – egymás után, rekurzívan – egyesíteni a hármasokat. Egy pálya-pár esetén elsőként a közös beütéseket keressük meg. Ha számuk a két pálya beütései minimumának felénél nagyobb, a pár tagjait tovább vizsgáljuk. Egy pár tagjait egyesítjük, ha a közös pixel-rétegeken nincsenek különálló beütéseik; ellenkező esetben a kisebb pálya-illesztés χ^2-tel rendelkező tartjuk meg, a másikat pedig eltávolítjuk. Ha a pár tagjainak vannak közös beütéseik, de számuk kisebb vagy egyenlő a két pálya beütéseinek minimumával, csak a több beütéssel rendelkező pályát tartjuk meg. Ha beütéseik száma megegyezik, a kisebb χ^2-űt megtartjuk, a másikat eltávolítjuk. A fenti eljárást addig ismételjük, amíg nem maradtak közös beütéssel rendelkező pixel-pályák. Ezzel 3-8 beütéses pályakezdeményeket kapunk. A beütések megóvása, felhasználása fontos a jobb p_{T} felbontás és a későbbi részecskeazonosítás jó teljesítménye érdekében.

Globális pályák ♦ Az impulzustér egyes részeiben a pixeles beütésekből kiinduló pálya, annak meghosszabbítása az első strip réteget csak hosszú repülési út után éri el. A pálya építése során a következő réteget vagy rétegeket könnyen elvéthetjük, főként alacsony p_{T}-n, ahol a többszörös szórás és az energiaveszteség hatásai a helymérés felbontását jócskán felülmúlják. Egy különösen érintett tartomány $\eta \approx 1{,}5$ és $p_{\mathrm{T}} \approx 200\,\mathrm{MeV}/c$-nél

található: a 6.6-bal ábrán levő „behorpadások”, valamint a kétdimenziós hatásfok ábrán (6.7-jobb) megjelenő függőleges sávok. A rekonstrukció hatásfokának növelése érdekében a sikertelenül hosszabbított pályák utolsó mért beütéseit elhagyjuk, és a maradék pontokat újraillesztjük. Az eljárást addig folytatjuk, amíg legalább három beütésünk marad. Ha ez a rövid pálya sem illeszthető megfelelő χ^2 értékkel, akkor eltávolítjuk a lehetséges pályák listájáról.

A pálya hosszabbítását abbahagyhatjuk, ha bizonyos feltételek teljesülnek. Egyik ilyen lehetőségünk a 6.1 szakaszban kifejtett klaszterméret-szűrő használata, így a nem összeegyeztethető pályajelölteket már idejekorán észrevehetjük.

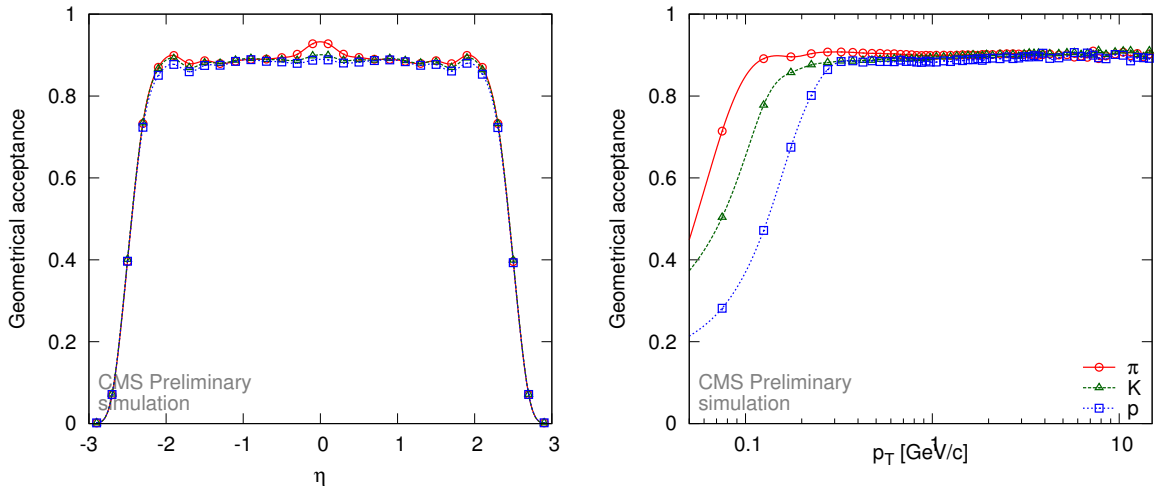
A pályák felépítését nagyon tiszta pixelhármasokkal kezdtük, ezért egy pályakezdemény általában csak egy globális pályát eredményez. Ez nincs mindig így, mert a pálya következő rétegig való meghosszabbítása néhány esetben problémás, a rétegen egyszerre több megfelelő beütést is találhatunk. (Ha az elsődleges részecske újabb, rugalmatlan kölcsönhatásokban vett részt, a keletkező kisenergiás részecskék ugyancsak nehézzé tehetik a megfelelő beütések kiválasztását.) Mindezt szem előtt tartva, ha egy kezdeményhez több pálya is tartozik, csak legtöbb beütéssel rendelkezőt tartjuk meg, a többieket pedig eltávolítjuk. Ha több, ugyanannyi beütéssel rendelkező pályánk van, a legkisebb χ^2-űt tartjuk meg. Végül a kapott pályát az elsődleges kölcsönhatási pont helyéből származó kényszerrel újraillesztjük, amely a kis impulzusú részecskékre javított η és p_{T} felbontást eredményez.

A nyomkövető algoritmus kialakításához, teszteléséhez és ellenőrzéséhez kifejlesztettem az események egy korszerű, háromdimenziós ábrázolását.[2]

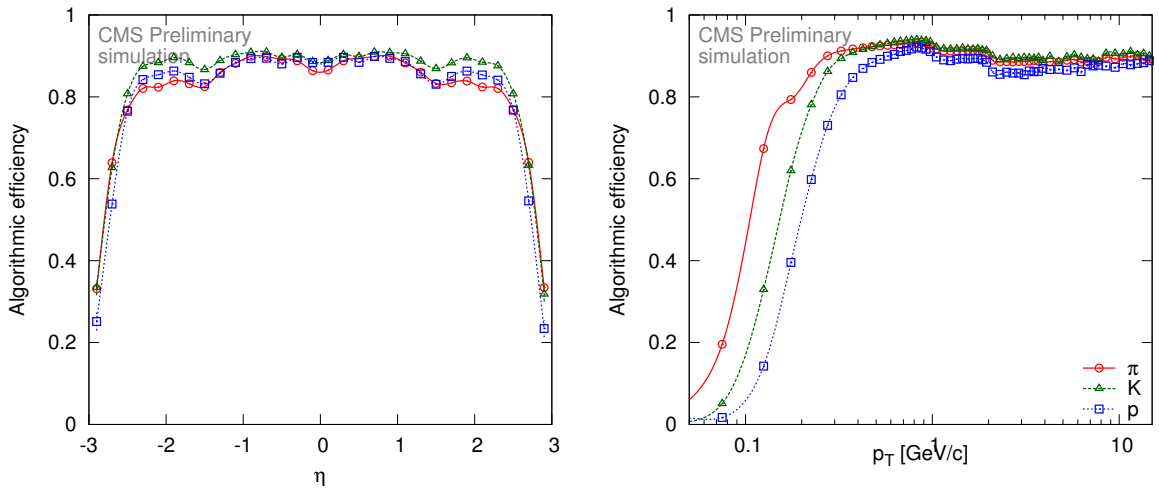
6.3. Eredmények

A töltött részecskék nyomkövetését jellemezhetjük, ha ábrázoljuk a módszer akceptanciáját, hatásfokát, a hamis pályák és a többszörösen megtalált pályák részarányát a kinematikai változók (η és p_{T}) és a részecsketípus függvényében. Az algoritmus teljesítménye a nyalábiránnyal párhuzamos és merőleges összetevőkre bontható, melyet az ütközőnyalábos kísérletek elhelyezése és a nyomkövető detektorok szimmetriája tesz lehetővé. Az akceptancia és hatásfok megbízható meghatározásának érdekében kétmillió rugalmatlan proton-proton ütközést szimuláltunk, kiegészítve tízezer speciális eseménnyel, melyek mindkét töltésből öt piont, kaont és protont tartalmaznak, egyenletes eloszlással

[2] Egy szimulált és egy rekonstruált eseményt látványosan, „online” körbejárhatunk a https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Main/FerencSikler/event_s.html és a https://twiki.cern.ch/twiki/pub/Main/FerencSikler/event_2.html weboldalakon. A lap jobb szélén levő kapcsoló segítségével a rekonstruált, a szimulál pályák, a detektorlapok, valamint az egyes aldetektorokhoz tartozó beütések is bekapcsolhatók, megjeleníthetők. A lap alján látható útmutatásnak megfelelően lehetőség van a kép nagyítására, forgatására, pörgetésére, valamint a sztereo-nézet aktiválására is.



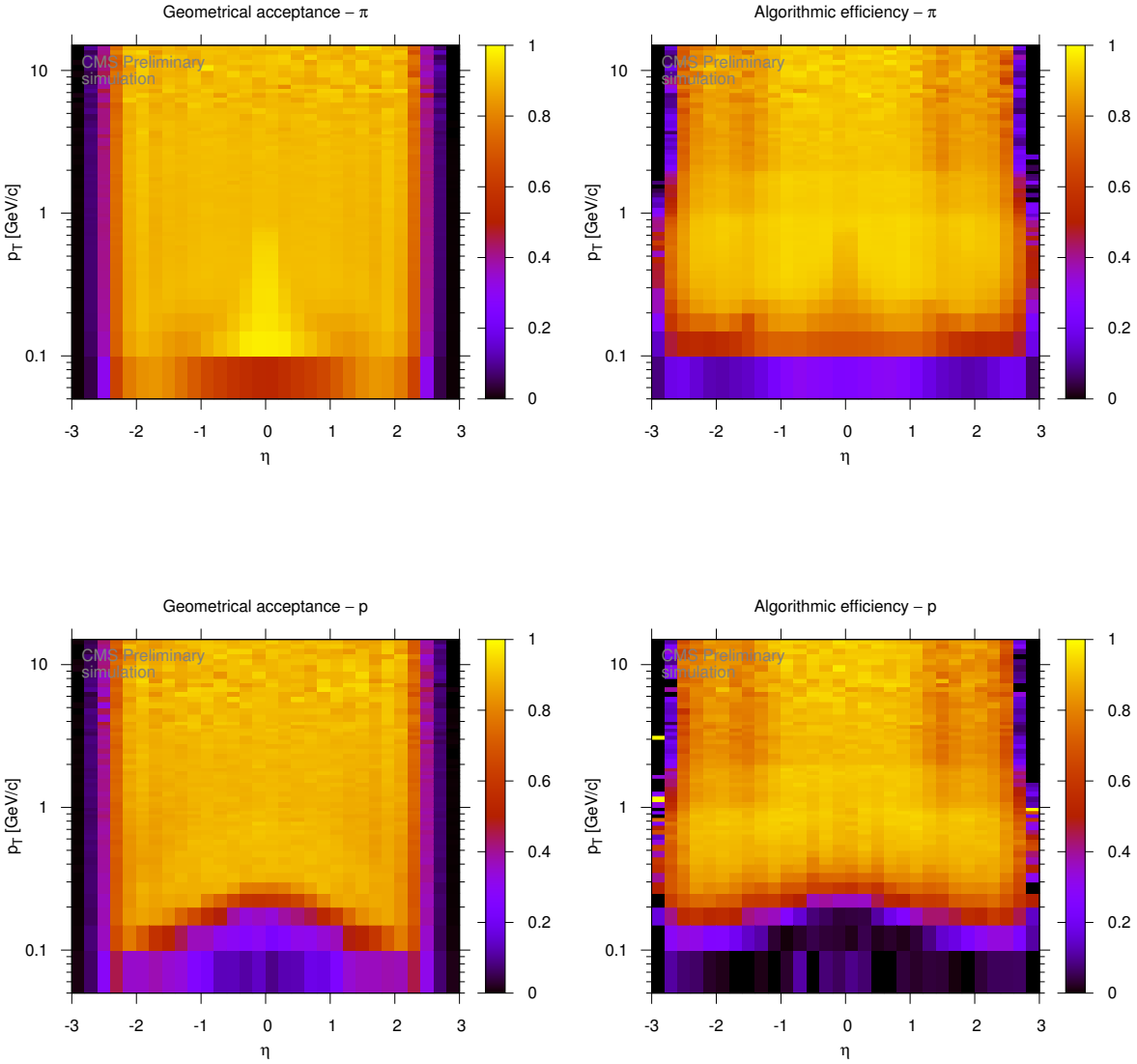
6.5. ábra. Geometriai akceptancia η (balra) és p_{T} (jobbra, ha a pálya az $|\eta| < 1$ tartományban van) függvényében. Az értékeket külön megadtuk pionokra (piros körök), kaonokra (zöld háromszögek) és protonokra (kék négyzetek). A berajzolt görbék a könnyebb megértést segítik.



6.6. ábra. A nyomkövető algoritmus hatásfoka η (balra) és p_{T} (jobbra, ha a pálya az $|\eta| < 1$ tartományban van) függvényében. Az értékeket külön megadtuk pionokra (piros körök), kaonokra (zöld háromszögek) és protonokra (kék négyzetek). A berajzolt görbék a könnyebb megértést segítik.

a $-3 < \eta < 3$ és $2\,\mathrm{GeV}/c < p_{\mathrm{T}} < 20\,\mathrm{GeV}/c$ tartományokban.

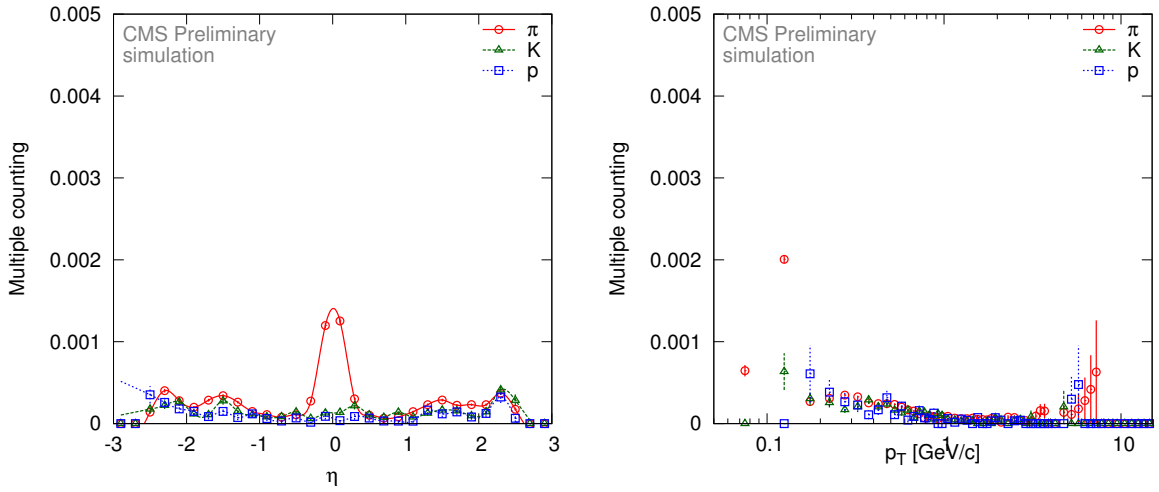
A geometriai akceptanciát és az algoritmus hatásfokát a 6.5, 6.6 és 6.7 ábrák mutatják. (A nem azonosított töltött hadronokra vonatkozó eredmények gyakorlatilag megegyeznek a pionok értékeivel, hiszen a keletkezett töltött részecskék legtöbbje pion.) A p_{T}-ben jól látható tömegfüggés a részecskék különböző mértékű energiaveszteségre vezethető vissza. Az akceptancia η-ban és p_{T}-ben lapos, értéke 0,9 körül alakul. Az eloszlások jellegzetes alakja η-ban (6.5-bal ábra) a kölcsönhatási pont z irányú gaussos eloszlásából fakad ($\sigma_z = 5{,}3$ cm). A pionokra $\eta \approx 0$-nál látható kiemelkedés olyan kis p_{T}-s elsődleges részecskéktől származik, melyek a mágneses térben feltekeredtek: ezek a detektorba visszatérnek



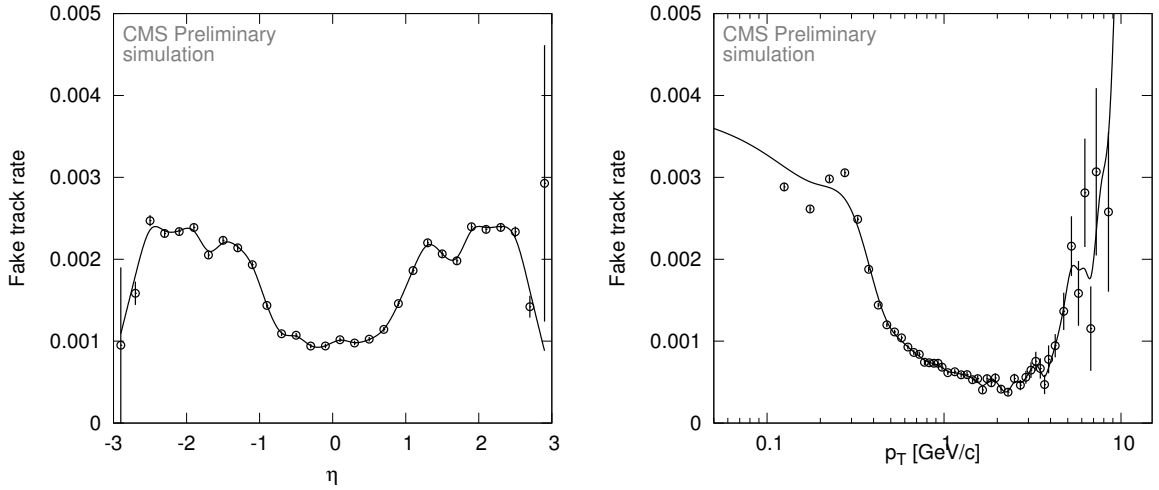
6.7. ábra. A geometriai akceptancia (balra) és a nyomkövető algoritmus hatásfoka (jobbra) az η és a p_{T} függvényében, pionokra (felső sor) és protonokra (alsó sor).

és újra a kölcsönhatási ponthoz közel haladhatnak el, így több esélyük van arra, hogy a nyomkövetés megtalálja őket. A hatásfok hasonló p_{T} és tömegfüggést mutat (6.6 ábra). A p_{T}-ben 1 GeV/c-nél és 2 GeV/c-nél látható lépcsők a változó minimális beütésszám követelmények miatt alakultak ki. Az η-ban és a kétdimenziós (η, p_{T}) síkon levő bemélyedések (6.7 ábra) a pixel és strip rétegek közötti sikertelen pályahosszabbítások eredményei.

A többszörös azonosítást és a hamis pályák részarányát, melyeket az 5.4 szakaszban már definiáltunk, a 6.8 és 6.9 ábrák mutatják. A többszörös azonosítás $\eta \approx 0$ körül és $p_{\mathrm{T}} \approx 0{,}1-0{,}15$ GeV/c-nél látható csúcsát a mágneses térben feltekeredő és a kölcsönhatási pont közelébe visszatérő pályák okozzák. Ettől függetlenül a többszörös pálya-megtalálás valószínűsége nagyon kicsi, jóval az ezrelékes szint alatt van. A hamis pályák részaránya



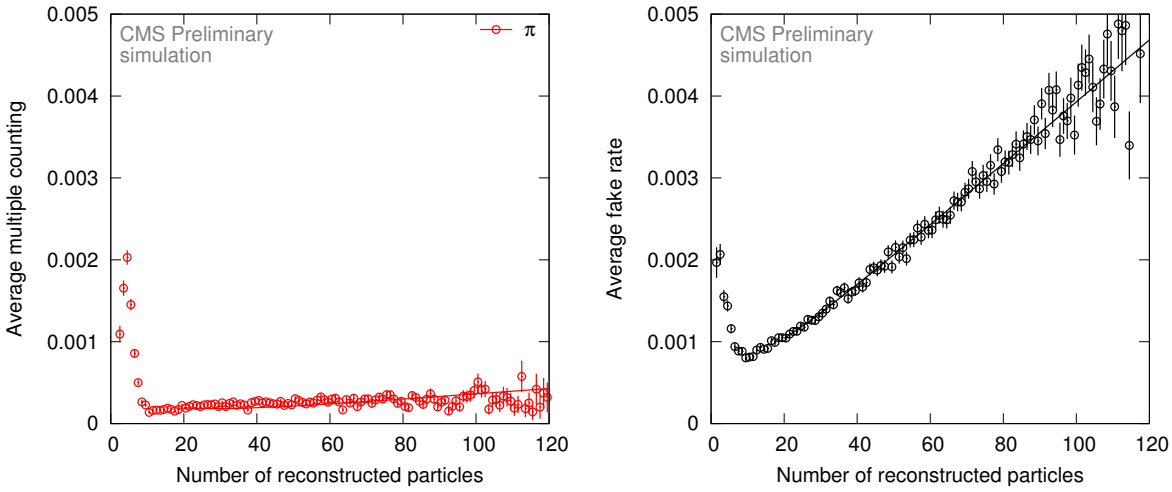
6.8. ábra. Többszörösen azonosított pályák részaránya η (balra) és p_T (jobbra, ha a pálya az $|\eta| < 1$ tartományban van) függvényében. Az értékeket külön megadtuk pionokra (piros körök), kaonokra (zöld háromszögek) és protonokra (kék négyzetek). A berajzolt görbék a könnyebb megértést segítik.



6.9. ábra. Hibás pályák részaránya η (balra) és p_T (jobbra, ha a pálya az $|\eta| < 1$ tartományban van) függvényében. A berajzolt görbék a könnyebb megértést segítik.

szintén nagyon alacsony, a 0,3%-ot csak $p_T < 0{,}3\,\mathrm{GeV}/c$ esetén haladja meg. Kissé emelkedik $4\,\mathrm{GeV}/c$ felett, amely az elsődleges részecskék meredeken eső p_T eloszlására vezethető vissza. Az átlagos értékek tartományonként különböznek (0,1% $|\eta| < 1$, és 0,2% $1 < |\eta| < 2{,}5$ esetén), mert a pixel klaszterek alakszűrője a hordóban hatásosabban alkalmazható. Amíg a központi részben mindhárom beütés a hordóban található, előremenve a zárósapka beütésein lesz a hangsúly, ahol az alakszűrésnek már nincs nagy megkülönböztető ereje, hiszen ott a pálya helyi iránya közel merőleges.

Részecskeszám-függés ♦ Azt várjuk, hogy a nyomkövetés egyes jellemzői az esemény részecskeszámától függenek, a rekonstruált beütések és pályák számán, valamint az egy-

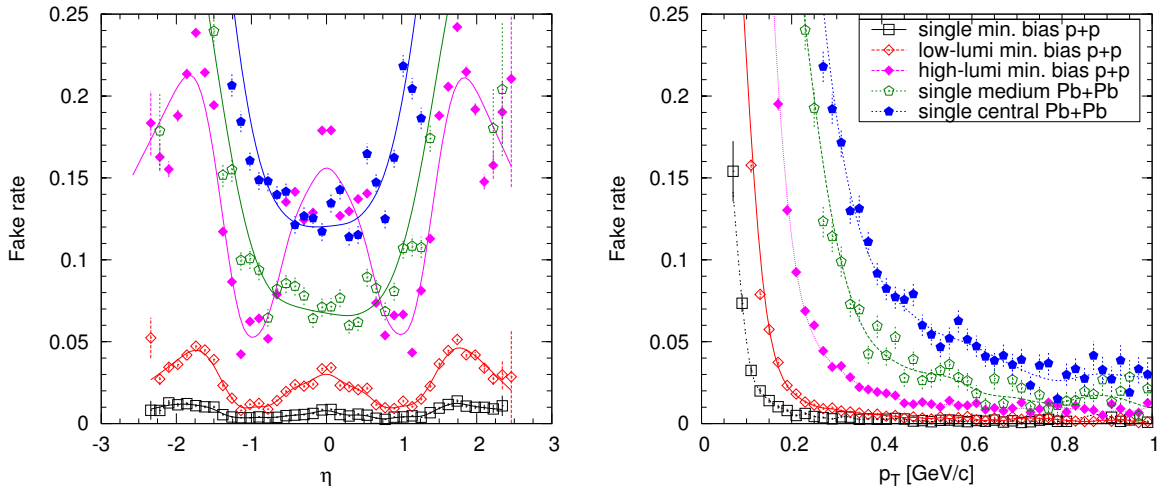


6.10. ábra. A nyomkövetés teljesítményének részecskeszámfüggése. Balra: A többszörös azonosítás átlagos aránya pionokra, a mért részecskék számának függvényében. Jobbra: A hamis pályák részaránya a mért részecskék számának függvényében. A berajzolt görbék a könnyebb megértést segítik.

idejű ütközések mennyiségén keresztül. Az akceptancia független a részecskeszámtól, hiszen az a detektor geometriáját írja le. Proton-proton ütközésekben, még nagyszámú egyidejű ütközés esetén is, a pályák nem befolyásolják egymás megtalálását, helyreállítását. (Ez az állítás a nagy részecskesűrűségű középponti nehézion-ütközésekre már nem állja meg a helyét.)

A többszörös azonosításnak is függetlennek kell lennie a részecskeszámtól, mert az ilyen pályák nagy része $\eta \approx 0$ körüli, feltekeredő részecskéktől származik (6.10-bal ábra). A hamis pályák részaránya függ a részecskeszámtól, nagyjából arányos azzal (6.10-jobb ábra). Több mért pálya több szimulált részecskére utal, melyek több beütést hagynak a szilícium-alapú detektorban. Ezáltal a hamis beütés-hármasok alkotása a pixel detektorban könnyebbé válik. A hatásos klaszteralak-szűrésnek köszönhetően, és az előzetesen meghatározott kölcsönhatási pont miatt, a köbös vagy magasabb rendű várható függés helyett csak lineáris emelkedést kapunk. A néhány megtalált pálya esetén megjelenő csúcs azért jelenik meg, mert ott a kölcsönhatási pont nem mindig határozható meg egyértelműen. Látszik, hogy ha a kölcsönhatási pontok (vertexek) helyeit nem ismerjük, a többszörös azonosítás és a hamis pályák részaránya is nő: ezért a vertex kényszert meg kell követelnünk a pályák helyreállítása során.

Teljesítmény más körülmények között ♦ Az 5.4 szakaszban leírt vizsgálatokat kiterjeszthetjük. A hamis pályák részarányát az η és p_{T} függvényében a 6.11 ábra mutatja. $\eta = 0$-nál nagyjából 3%-ot kapunk kis p-p luminozitás mellett (5 egyidejű ütközés nyalábkeresztezésenként), és 15%-ot nagy p-p luminozitásnál (25 ütközés), míg középponti Pb-Pb ütközésre ez az érték 13%. A p-p ütközések esetén a legjobb teljesítményt $|\eta| \approx 1$ körül kapjuk, ahol a kis luminozitásra 1%-nyi hamis pálya, a nagyra 5% adódik. A hamis



6.11. ábra. A hamis pályák részaránya η (balra) és p_{T} (jobbra, ha a pálya az $|\eta| < 1$ tartományban van) függvényében. Az egyedülálló, kis és nagy luminozitású rugalmatlan p-p eseményeket ábrázoltunk, a középponti és átlagos centralitású Pb-Pb ütközésekkel együtt. Megjegyezzük, hogy a p-p és Pb-Pb esetben látott η függés nem összehasonlítható, mert kiértékelésük más $p_{\mathrm{T,min}}$ beállításokkal folyt (0,075 és 0,175 GeV/c).

pályák részaránya meredeken esik növekvő p_{T}-vel, $p_{\mathrm{T}} = 0{,}2\,\mathrm{GeV}/c$-nél 2% illetve 10%. Középponti Pb-Pb ütközésben a részarány $p_{\mathrm{T}} > 0{,}4\,\mathrm{GeV}/c$ mellett megy 10% alá. A p-p esetben a részarány közel arányos a luminozitással.

6.4. Összegzés

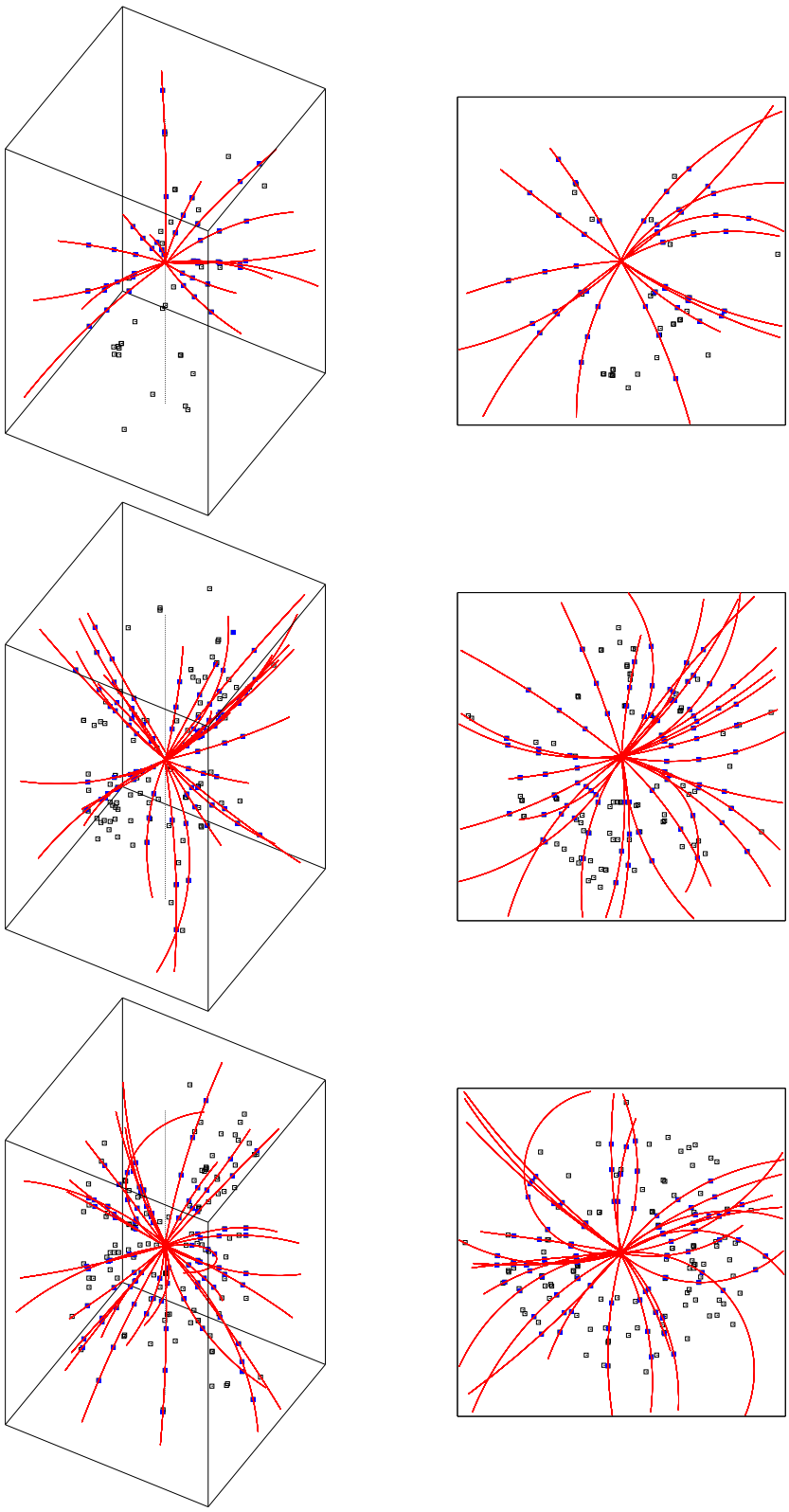
A töltött részecskék nyomkövetése során a hamis pályák részarányát – a pixel- és csík-klaszterek alakjában rejlő információkat felhasználva – nagymértékben lecsökkentettük. Az egyedülálló, alacsony- és magas átlapolású p-p ütközések esetén a részarány kisebb, mint 2%, rendre 0,13, 0,2 és 0,35 GeV/c alatt. A középponti Pb-Pb eseményekben a hamis pályák részaránya 10% alatt marad, ha $p_{\mathrm{T}} > 0{,}4\,\mathrm{GeV}/c$.

Összefoglalva a CMS kísérlet képessé vált széles impulzustartományban, töltött részecskékkel végzett fizikára is, így jelentősen hozzá tud járulni az LHC-n folyó hadronfizikai kutatásokhoz.

Irodalomjegyzék

[1] F. Siklér, „Reconstruction of low p_T charged particles with the pixel detector," CMS AN 2006/100 .

[2] F. Siklér, „Low p_T hadronic physics with CMS," Int. J. Mod. Phys. E 16 (2007) 1819–1825, `arXiv:physics/0702193`.



6.12. ábra. Rekonstruált rugalmatlan p-p ütközések. A mért beütéseket fekete négyzetek jelölik. Közülük azokat, melyek egy rekonstruált pályához tartoznak, kék négyzetek azonosítják. A rekonstruált pályák csavarvonalai folytonos piros görbeként jelennek meg. Mind a háromdimenziós nézet (balra), mind a síkbeli vetület (jobbra) is látható.

[3] CMS Collaboration, „CMS physics technical design report: Addendum on high density QCD with heavy ions," J. Phys. G 34 (2007) 2307–2455.

[4] F. Siklér, „High Density QCD Physics with Heavy Ions in CMS," `arXiv:0705.3538 [nucl-ex]`. Proceedings of the 42nd Rencontres de Moriond on QCD and Hadronic Interactions, 17-24 Mar 2007: La Thuile, Italy.

[5] F. Siklér and K. Krajczár, „Measurement of charged hadron spectra in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 14$ TeV," CMS AN 2007/021, CMS PAS QCD-07-001 .

[6] F. Siklér, „Towards the measurement of charged hadron spectra in CMS," PoS HIGHPTLHC (2008) 011.

[7] F. Siklér, „Soft physics capabilities of CMS in p-p and Pb-Pb," J. Phys. G 35 (2008) 104150, `arXiv:0805.0809 [nucl-ex]`.

[8] CMS Collaboration, „Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV," JHEP 02 (2010) 041, `arXiv:1002.0621 [hep-ex]`.

[9] CMS Collaboration, „Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV," Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 022002, `arXiv:1005.3299 [hep-ex]`.

[10] CMS Collaboration, „Charged particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.36, and 7 TeV," JHEP 01 (2011) 079, `arXiv:1011.5531 [hep-ex]`.

[11] CMS Collaboration, „Study of the inclusive production of charged pions, kaons, and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.76, and 7 TeV," Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2164, `arXiv:1207.4724 [hep-ex]`.

7. fejezet

Kölcsönhatási pontok javított keresése

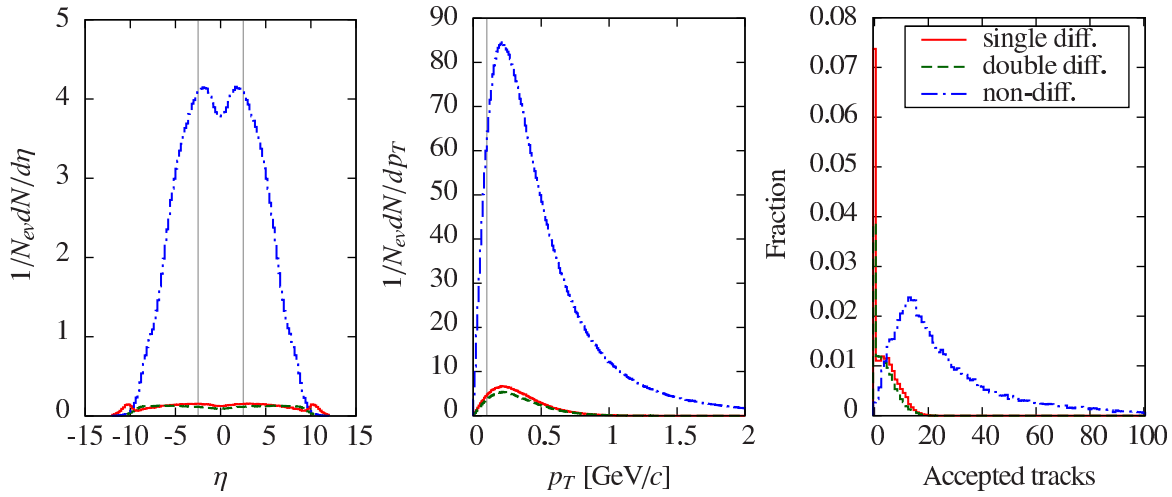
Sok fizikai analízis számára alapvető a kölcsönhatási pont (*vertex*) pontos ismerete. Nagyobb intenzitás esetén a jelenlegi – az egyes trajektóriák nyalábközelségi pontjait felhasználó – vertex-keresők teljesítménye nem megfelelő. Fejlett matematikai módszerek alkalmazásával mind a hatásfok, mint a talált vertexek tisztasága jelentősen javítható. Az egyes rekonstruált részecskék gyors összevonó (agglomeratív) klaszterezéssel csoportosíthatók. Ez a kezdeti besorolás a gaussos keverék modellel, valamint az ún. *k-means* eljárással finomítható. A javasolt eljárások főként nagyszámú átlapoló ütközések esetén jelentenek előrelépést az eddig alkalmazottakkal szemben, de már kis luminozitás mellett is hatásosabbak. A fel nem ismert kölcsönhatási pontok száma a harmadára, a hamis vertexek száma az ötödére esik vissza, nagyon kevés a megosztott vertexek száma. Az új vertex-kereső futási ideje és az egyes pontatlanságokra való érzékenysége (háttérrészecskék, a koordináták hibájának felül-, illetve alulbecslése) is kedvező.

Az eredményeket ismertető cikkem [1] a Nucl. Instum. Meth. A folyóiratban jelent meg. Az CMS kísérlet első, proton-proton ütközésekről szóló analízisében már ezt a vertex-kereső algoritmust használtam. A módszert eddig összesen öt CMS analízis alkalmazta és hivatkozza [2, 3, 4, 5, 6]. Az eljárások az Advanced European Infrastructures for Detectors at Accelerators (AIDA) projekt keretében egy kísérlet-független programcsomagban[1] széles körben elérhetők és felhasználhatók.

7.1. Bevezető

Sokféle módszert és algoritmust fejlesztettek ki az idők során. Többségük azt feltételezi, hogy a felvett eseményben *csak egy* kölcsönhatási pont található. Egy részük még vertex-kereséssel sem foglalkozik, ezért az összes megtalált pályát használja a kölcsönhatási pont illesztésére [7]. Egyes algoritmusok csak speciális bomlási pontok keresésével foglalkoznak (b-tagelés) [8, 9]. Találkozhatunk a probléma más megközelítésével is: driftkamra adatait felhasználva kerestek kölcsönhatási pontokat egy háromrétegű előrecsatolt

[1] minBiasVertexing csomag, http://code.google.com/p/bud-aida/



7.1. ábra. Balra és középen: A keletkezett töltött részecskék pszeudorapiditás és transzverzális impulzus eloszlásai, $\sqrt{s} = 10\,\text{TeV}$-es rugalmatlan proton-proton ütközésekben, a PYTHIA 6.4 generátor szerint. A feltételezett akceptancia-ablakot ($|\eta| < 2{,}5$ és $p_\text{T} < 0{,}1\,\text{GeV}/c$) szürke függőleges vonalak jelzik. Az eseményenkénti részecskeszám eloszlása a jobb oldalon látható. A három görbe az egyszeresen- és duplán diffraktív, valamint a nem diffraktív folyamatok járulékát mutatja.

ideghálózattal [10]. Máskor – egy két hengerből álló pixel detektor esetében – szimulált adatokkal tanították az ideghálózatot. A kapott eredmények mindkét esetben hasonlóak voltak a hagyományos eljárásoknál látottakhoz. A vertex keresését alapozhatjuk a detektorban hagyott beütésekre is. A vertex helyét először a beütések súlypontjával becsüljük, majd a különféle rétegeken hagyott beütések korrelációját felhasználva finomítjuk [11]. Már egy egyrétegű szilíciumdetektor is elegendő, ha kihasználjuk a szenzorok geometriai tulajdonságai és a mért ionizációs energiaveszteség közti összefüggést [2, 12]. Ez a megközelítés jó hatásfokú, de az esemény részecskeszámától függően széles eloszlást ad.

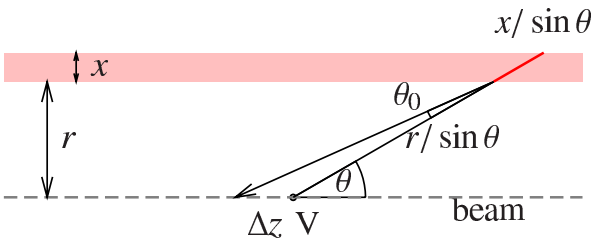
Léteznek módszerek *többszörös* kölcsönhatási pontok keresésére. Egy céltárgy-szálakat alkalmazó kísérletben pályák olyan halmazait gyűjtötték egybe, melyek térben átfednek [13]. A vertex helyét a pályák kezdőpontjainak súlyozott átlagával becsülték. A vizsgálatok szerint jó hatásfokot értek el, bár magasabb kölcsönhatási gyakoriság esetén a vertexek jelentős része megosztott (*split*, 31%) vagy egyesített, összevont (*merged*, 6%) lett. Más, fejlettebb megközelítéseket a 7.4 szakaszban tárgyaljuk.

Itt a rugalmatlan proton-proton ütközésekben való egydimenziós vertex-kereséssel foglalkozunk, különös tekintettel az *összes* kölcsönhatási pont meghatározására, még akkor is, ha a nyalábkeresztezés (*bunch crossing*) során sok egyidejű ütközés (*pile-up*) történik. Mivel a részecskecsomagok keskenyek de hosszúak, azt várjuk, hogy a kölcsönhatási pontok a nyalábirányra merőlegesen kis térrészt foglalnak el, de kiterjedésük a nyalábirányban (z) nagy lesz. Az eljárás során az elsődleges kölcsönhatásból származó részecskékre van szükségünk, azok jól becsült kezdeti (a trajektória nyalábvonalhoz legközelebbi pontjához tartozó) z koordinátájára, valamint ennek σ_z szórására. A megfelelő részecskék kiválasztásában gyakran a részecske d impakt paraméterét és annak becsült σ_d szórását használjuk,

például megkövetelve a $d < 3\sigma_d$ relációt (ún. nyalábfolt-megszorítás).

7.2. Szimuláció

A következő vizsgálatok során a PYTHIA [14] eseménygenerátorral gyártott 10 TeV tömegközépponti energiás rugalmatlan proton-proton ütközéseket használunk (egyszeresen és duplán diffraktív, nem diffraktív). A központi detektorok rendszerint behatárolt akceptanciáját úgy vesszük figyelembe, hogy csak azokat a töltött részecskéket használjuk vertex-keresésre, amelyekre $|\eta| < 2{,}5$ és $p_\mathrm{T} > 0{,}1\,\mathrm{GeV}/c$. A kölcsönhatási tartomány alakját z irányban egy 5 cm-es szórású Gauss-eloszlással közelítjük. A használt részecskék pszeudorapiditás, p_T és eseményenkénti részecskeszám eloszlásait a 7.1 ábra mutatja.



7.2. ábra. A többszörös szórás hatása. Az első szilícium réteget a vastag vízszintes sáv jelöli (nem méretarányosan), a kölcsönhatási pont helyét a V betű mutatja. Részletek a szövegben (7.2 szakasz).

Minden vertex esetén legalább két, a kölcsönhatási ponttal összeegyeztethető pályát követelünk meg ($n_k \geq 2$). Ez a feltétel kiküszöböli a kis p_T-jű, az erős mágneses térben feltekeredő részecskékből, hosszúéletű gyengén bomló rezonanciákból (K^0_S, Λ és $\overline{\Lambda}$), γ konverziókból, és másodlagos kölcsönhatásokból származó részecskéktől eredő hátteret.

A pályához tartozó z érték felbontását a használt pályarekonstruáló módszer becsli. A jelen szimulációban a szórás σ_z értéke számolható, mivel azt javarészt a közeli szilíciumdetektorok helyfelbontása és a többszörös (Coulomb) szórás határozza meg:

$$\sigma_z^2 = \sigma_{pos}^2 + \sigma_{ms}^2.$$

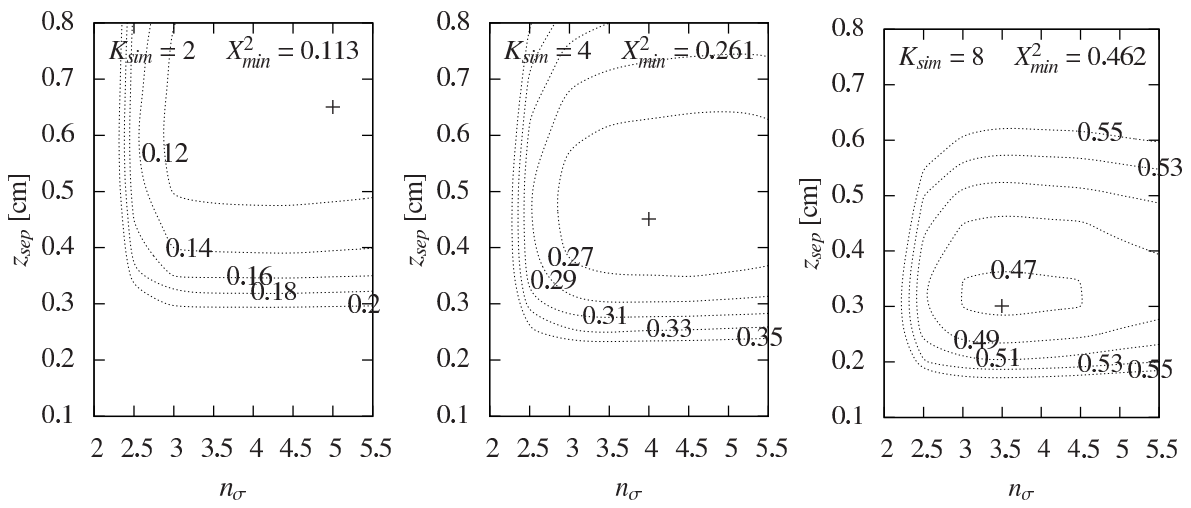
Ebben a tanulmányban $\sigma_{pos} = 50\,\mu$m-t feltételezünk. A z koordináta többszörös szórásból várható szórását a következő formában írhatjuk:

$$\sigma_{ms} = \frac{r}{\sin^2\theta}\,\theta_0 = \frac{r}{\sin^2\theta}\frac{13{,}6\ \mathrm{MeV}}{\beta pc}\sqrt{\frac{x}{X_0\sin\theta}} \approx \frac{100\,\mu\mathrm{m}}{p_\mathrm{T}c}\cosh^{3/2}\eta,$$

ahol θ a polárszög, θ_0 többszörös szórás szögének szórása, r az első pixel réteg sugárirányú távolsága, x/X_0 pedig a réteg vastagsága sugárzási hossz egységekben. A részleteket a 7.2 ábra mutatja be. A szimulációban az $r = 4$ cm, $x/X_0 = 3\%$ értékeket használtuk.

7.3. A módszer hatékonyságának mérőszámai

Néhány meghatározás következik. Egy vertex egy másik vertexhez kapcsolt (asszociált), ha pályáinak több, mint a fele közös. Így egy megtalált (szimulált) vertexet legfeljebb



7.3. ábra. A standard módszer optimalizálása $n_{min} = 2$ esetén, többféle K_{sim} értékekre. Az X^2 kontúrjai láthatók, a minimum helyét (+) és értékét megjelöltük.

egy szimulált (megtalált) vertekhez kapcsolhatunk. Egy szimulált vertexet n-szer megtaláltunk, ha n megtalált vertex hozzá kapcsolódik. A hatásfok megadja azon szimulált vertexek részarányát, melyeket legalább egyszer megtaláltunk. Az elvesztett (fel nem ismert) vertexek gyakorisága megadja azon szimulált vertexek részarányát, melyeket nem találtunk meg. A megosztott vertexek gyakorisága megadja azon szimulált vertexek részarányát, melyeket egynél többször megtaláltunk. Egy megtalált vertex hamis, ha nincsenek hozzá kapcsolható szimulált vertexek. Egy megtalált vertex összevont, ha több, mint egy szimulált vertex hozzá kapcsolható. A fenti mennyiségeket a későbbiekben állandó vagy Poisson-eloszlású pile-up függvényében is vizsgálni fogjuk.

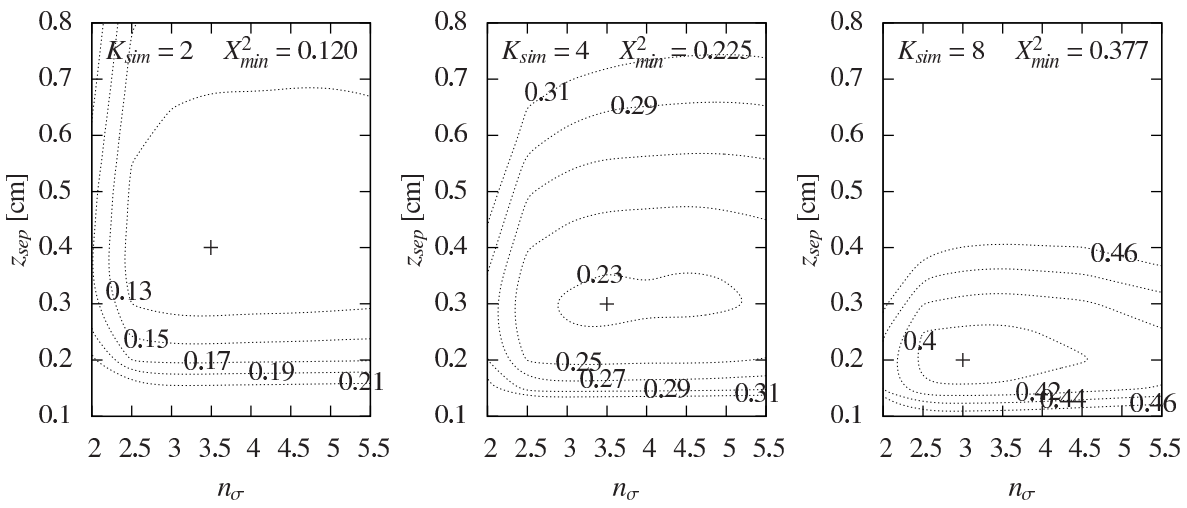
A vertexek közötti kapcsolat, megfelelés jóságát egy olyan X^2 függvénnyel fejezhetjük ki, amely az elvesztett és megosztott szimulált, valamint a hamis és összevont megtalált vertexet arányaiból képezünk:

$$X^2 = \left\langle \frac{K_{lost} + K_{multi}}{K_{sim}} + \frac{K_{fake} + K_{merged}}{K_{rec}} \right\rangle, \tag{7.1}$$

ahol K_{sim}, K_{multi} és K_{lost} rendre a szimulált, többszörösen megtalált és elvesztett vertexek száma, míg K_{rec}, K_{fake} és K_{merged} a megtalált, hamis és összevont vertexek száma. Az X^2 függvény megválasztása az optimalizálás céljait tükrözi: értéke nulla, ha minden szimulált vertexet pontosan egyszer találtunk meg; növekszik, ha nincs vagy egynél több a szimulált és megtalált vertexekhez kapcsolt kölcsönhatási pontok száma.

7.4. Egy standard módszer

Csak néhány többszörös kölcsönhatási pont keresésére alkalmazható módszer létezik. Egyikük az összes olyan pályát veszi, amely összeegyeztethető a nyalábfolttal [15], z koor-



7.4. ábra. A standard módszer optimalizálása $n_{min} = 3$ esetén, többféle K_{sim} értékekre. Az X^2 kontúrjai láthatók, a minimum helyét (+) és értékét megjelöltük.

dinátáiknak mediánja adja a vertex-jelölt helyzetét. Azokat a pályákat, melyek a vertexszel nem összeegyeztethetők eldobják, a többit pedig egy adaptív sokvertexes illesztésben használják fel. A maradék pályákból újabb vertex-jelölteket képeznek. Az eljárás addig folytatódik, amíg még két olyan pálya marad, amelyek egy közös vertexbe foglalhatók. A módszer magas hatásfokkal találja meg a helyes kölcsönhatási pontot $t\bar{t}$ eseményekben.

n_{min}	K_{sim}	n_σ	z_{sep} [cm]	X^2_{min}
2	1	nagy	nagy	kicsi
	2	5,0	0,65	0,113
	4	4,0	0,45	0,261
	8	3,5	0,30	0,462
3	1	nagy	nagy	kicsi
	2	3,5	0,40	0,120
	4	3,5	0,30	0,225
	8	3,0	0,20	0,382

7.1. táblázat. A standard módszer optimalizált paraméterei. A legjobb n_σ, z_{sep} és a minimális X^2 értékek $n_{min} = 2$ és 3 esetén, 1, 2, 4 vagy 8 szimulált vertex mellett.

Egy másik módszerben a kölcsönhatási pontokat a válogatott pályák z koordinátán alapuló csoportosításával kapják [16, 17]. Először a pályákat növekvő z értékük alapján rendezik. A rendezett listán végigmenve olyan klasztereket keresnek, melyeket legalább n_{min} egymásutáni pálya alkot és az előző klasztertől legalább z_{sep} távolságra van. Ez az ún. *felosztó* klaszterezés nagy, pályamentes tartományokat keres, majd a z tengelyt több részre osztja. Az egyes tartományokban a vertex helyét az alkalmas pályák súlyozott átlagával számítja ki. Azokat a pályákat, amelyek távolabb vannak a becsült vertex z_k helyétől mint n_σ-szor a szórás értéke ($|z - z_k| \leq n_\sigma \cdot \sigma_z$), elvetik. A kölcsönhatási pontok helyét a maradék pályák felhasználásával újraszámítják. Az eldobott pályákkal megpróbálnak új vertex-jelölteket létrehozni. Az eljárást addig ismétlik, ameddig minden egyes pálya összeegyeztethető lesz egy kapcsolt vertexszel.

Bizonyos fontos események, jelek esetére az $n_\sigma = 5$, $z_{sep} = 50 - 500\,\mu$m és $n_{min} = 2$ beállítások bizonyultak a legjobbnak. A vertex megtalálásának és helyes azonosításának

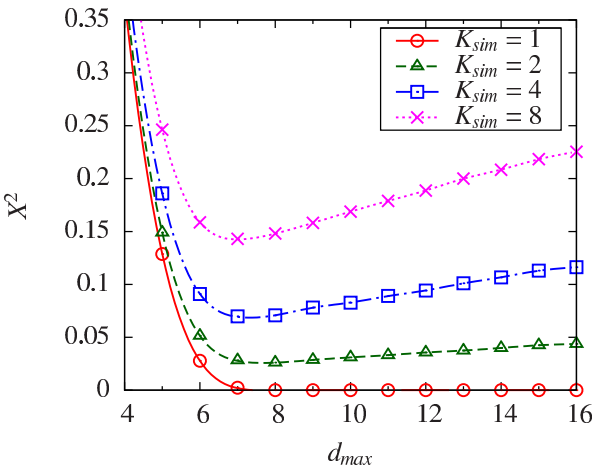
hatásfoka függ a vertexből kiinduló töltött részecskék számától: alacsony ütközési gyakoriság mellett (amikor nyalábkeresztezésenkénti ütközések átlagos száma 1 alatt van) 76% és 99% között változik, a tanulmányozott jel függvényében. A következőkben az összehasonlítások során a fenti módszer lesz a standard vertex-kereső, mert ez tűnik a többszörös vertexek keresésére legalkalmasabbnak a fenti tárgyalt algoritmusok közül.

A standard módszert optimalizálhatjuk az n_{min}, n_σ és z_{sep} paraméterek változtatásával, úgy, hogy a vertex-keresés teljesítménye a legjobb legyen. A megfelelő X^2 értékeket ((7.1) egyenlet), különféle paraméterbeállítások mellett, 10^4 rugalmatlan proton-proton eseményt használva egy rácson számoltuk ki: $K_{sim} = 1$, 2, 4 és 8; $n_\sigma = 2$, 2,5, ..., 5; $z_{sep} = 0{,}1$, 0,15, ..., 0,8 cm; $n_{min} = 2$, 3. A kapott kontúrok és a minimumok helyei a 7.3 ($n_{min} = 2$) és a 7.4 ábrán ($n_{min} = 3$) láthatók. A legjobb értékek a 7.1 táblázatban is megtalálhatók. Az optimális n_σ és z_{sep} is függ a vertexek valódi K_{sim} számától. Ha egy szimulált vertexünk van nagy n_σ és z_{sep} szükséges a jó helyreállításhoz. Az látszik, hogy az $n_{min} = 3$ választás hasonló vagy jobb teljesítményt nyújt minden K_{sim} esetén, mint az $n_{min} = 2$ választással. Az

$$n_{min} = 3, \qquad n_\sigma = 3{,}0, \qquad z_{sep} = 0{,}3 \text{ cm}$$

beállítás egy elfogadható kompromisszum. Ezért a standard módszer esetén ezeket az értékeket fogjuk használni a következőkben.

7.5. Hierarchikus csoportosítás



7.5. ábra. Az összevonó csoportosítás optimalizálása többféle szimulált vertexszám esetén. A berajzolt vonalak a könnyebb megértést segítik.

Mivel az eseményekben keltett részecskék száma nagymértékben különbözik, a hatásos csoportosítás érdekében (7.6 szakasz) a klaszterek középpontjainak pontos és elfogulatlan kijelölése alapvető fontosságú. A hierarchikus csoportosítást és az összevonó (agglomeratív) módszereket széles körben alkalmazzák [18]. Ezek először az egyes pontokat kapcsolják össze klaszterekké, majd összekötnek egyes klasztereket, és így tovább. A súlyozott átlagokat használó páronkénti legközelebbi szomszéd módszer (*pairwise nearest neighbor*, PNN) sikeresen használható összevonó csoportosításra. Itt egy fejlettebb változatot, a gyors páronkénti legközelebbi szomszéd módszert (*fast pairwise nearest neighbor method*, fPNN) [19] fogjuk használni, ahol a legközelebbi szomszédok listáját minden lépésben továbbvisszük és frissítjük.

Két pálya (i és j) d távolságát a következőképpen definiáljuk:

$$d^2 = \frac{(z_i - z_j)^2}{\sigma_i^2 + \sigma_j^2},$$

ahol z_i és z_j a pályák 7.1 szakaszban említett nyalábirányú koordinátái, σ_i és σ_j pedig a hozzájuk tartozó szórások. Vegyük észre, hogy d igazából annak az eseménynek a *log-likelihood* értéke, hogy a két pálya ugyanahhoz a vertexhez tartozik. A csoportosítás az összes megtalált pályával indul, mindegyikük önmaga is egy klaszter. Minden lépésben megkeressük az egymástól legkisebb távolságra levő klasztereket és a két klasztert egyesítjük:

$$z = \frac{z_i/\sigma_i^2 + z_j/\sigma_j^2}{1/\sigma_i^2 + 1/\sigma_j^2}, \qquad \sigma^2 = \frac{1}{1/\sigma_i^2 + 1/\sigma_j^2}.$$

Az eljárást addig folytatjuk, amíg csak K klaszterünk marad. A kapott vertexek helyeit további csoportosító módszereknek adjuk át, további finomításra. A megfelelő K érték kiválasztásáról a 7.6 szakaszban szólunk.

A csoportosítást akkor is megállíthatjuk, ha a legkisebb távolság nagyobb lesz mint egy adott d_{max} szám. A jóság X^2 értéke d_{max} függvényében, többféle szimulált részecskeszám mellett ($K_{sim} = 1$, 2, 4 és 8) a 7.5 ábrán látható. A $d_{min} \approx 8$ választással kaphatjuk a legjobb eredményeket. Ezen változat teljesítményét a 7.7 szakasz ábráin tanulmányozhatjuk majd (fPNN jelöléssel).

7.6. Csoportosítás felügyelet nélküli tanítással

Gaussos keverék modell ♦ A gaussos keverék modellek a felügyelet nélküli tanítás példái, ahol a megoldást átlagolások és maximalizálások egymásutánjával érjük el [20]. Egy nyalábkeresztezésben N pályát találtunk, nyalábirányú koordinátáik z_n, várható szórásuk σ_n ($n = 1,2,\ldots,N$). Ha a kölcsönhatási pontok K száma *adott*, a feladatunk a $\hat{z}_k$ átlagos helyek és a hozzájuk tartozó $\hat{P}(k)$ súlyok meghatározása ($k = 1,2,\ldots,K$).

Annak a valószínűsége, hogy a pályákat a z_n helyeken találjuk, egy szorzat:

$$\mathcal{L} = \prod_n P(z_n), \tag{7.2}$$

amelyet összeggé alakíthatunk:

$$\chi^2 = -2\log\mathcal{L} = -2\sum_n \log P(z_n), \tag{7.3}$$

ahol $P(z_n)$ az n-edik pálya keverék-súlya, melyet az egyes vertexekből származó hozzájárulásokra bonthatunk:

$$P(z_n) = \sum_k P(z_n, \sigma_n|\hat{z}_k)\hat{P}(k),$$

ahol a feltételes valószínűség gaussos:

$$P(z_n, \sigma_n | \hat{z}_k) = \frac{1}{\sigma_n \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(z_n - \hat{z}_k)^2}{2\sigma_n^2} \right].$$

Annak a valószínűsége, hogy az n-edik pálya a k-adik vertexből jött:

$$p_{nk} = \frac{P(z_n, \sigma_n | \hat{z}_k) \hat{P}(k)}{P(z_n)},$$

ahol p a felelősség (*responsibility*) mátrix. Összefoglalva, az átlagoló lépésben p kiszámítható a $\hat{z}_k$ átlagok és $\hat{P}(k)$ súlyok ismeretében. Az eljárás az összevonó csoportosítás eredményeinek felhasználásával indul, K vertexet feltételezve (7.5 szakasz). A maximalizálási lépésben az átlagokat és a súlyokat a következő módon becsüljük:

$$\hat{z}_k = \frac{\sum_n p_{nk} z_n}{\sum_n p_{nk}} \qquad \hat{P}(k) = \frac{\sum_n p_{nk}}{N}.$$

Az átlagolási és a maximalizációs lépések egymásutánja növelni fogja az együttes valószínűséget, és csökkenti a χ^2 értékét, így megismételt alkalmazásuk szélsőértékhez tart. A gyakorlatban az eljárást megállíthatjuk, ha χ^2 csak kismértékben csökkent, vagy a lépések száma meghaladt egy határt. Ezen változat teljesítményét a 7.7 szakasz ábráin tanulmányozhatjuk majd (fPNN+GaussM jelöléssel).

A k-means csoportosítás ♦ A k-means csoportosítás a gaussos keverék modell egyszerűsítése [20, 21]. A pályákat nem valószínűségekkel jellemezhető módon rendeljük hozzá klaszterekhez, hanem úgy, hogy egy és csak egy klaszterhez tartozhatnak. Az átlagoló lépésben a pályát ahhoz a k klaszterhez soroljuk, amelynek μ_k átlaga a legközelebb esik. A minimalizáló lépésben a μ_k átlagokat újraszámoljuk a k-adik klaszterhez rendelt pályák z koordinátáit felhasználva. Az eljárást akkor fejezzük be, amikor az átlagoló lépés egy pálya hovatartozását sem változtatta meg. A k-means csoportosítás egyszerűbb, mint a gaussos keverék modell: gyors és hamar konvergál, bár hatékonysága kicsit gyengébb. Ezen változat teljesítményét a 7.7 szakasz ábráin tanulmányozhatjuk majd (fPNN+kMeans jelöléssel).

A kölcsönhatási pontok számának becslése ♦ Mivel a kölcsönhatási pontok K száma előre nem ismert, azt meg kell határoznunk a rendelkezésre álló adatok segítségével. A $K = 1$ választásból kiindulva megvizsgáljuk a $\chi^2(K)$ függvény K-tól való függését. Ha egy újabb vertex hozzáadása a χ^2-et jelentősen csökkenti, a hozzáadás sikeresnek tekinthető, másképp a megtalált vertexek előző lépésben meglevő listáját kell megtartanunk.

Ha valójában K vertex volt egy nyalábkeresztezésben, $\widehat{\chi^2}(K)$ várható értéke különálló vertexeket (nem átfedő pálya-klasztereket) feltételezve

$$\widehat{\chi^2}(K) \approx \sum_n \frac{(z_n - \widehat{z}_k)^2}{\sigma_n^2} - 2 \sum_k n_k \log \frac{n_k}{N}, \tag{7.4}$$

ahol n_k a vertexhez kapcsolt pályák száma, melyet a 7.5 és a 7.6 szakaszokban leírt optimalizálás eredményeképpen kaptunk. $\widehat{\chi^2}$ egy N szabadsági fokú eltolt χ^2 eloszlással írható le

$$P(\widehat{\chi^2}|K) = f(\widehat{\chi^2} - \lambda; N),$$

ahol az eltolás

$$\lambda = 2\left(N \log N - \sum_k n_k \log n_k\right).$$

A feladatunk a jóság egyes pályák valószínűségein alapuló értékének ((7.3) egyenlet), valamint a fenti várható érték ((7.4) egyenlet) összehasonlítása. Ha $\chi^2(K)$ összeegyeztethető $\widehat{\chi^2}(K)$-vel, akkor K az kölcsönhatási pontok számának jó becslésének tekinthető. Egy értelmes megállási feltétel az

$$F(\chi^2 - \lambda; N) > 10^{-3}$$

lehet, ahol F a χ^2 eloszlás felső farkának valószínűsége.

Előfeltevések (priorok) használata. ♦ Ha a kölcsönhatási tartomány vagy a kölcsönhatási gyakoriság ismeretlen, akkor nincs további információnk. Ellenkező esetben a vertexek z eloszlását ($P(\hat{z}_k)$) és számeloszlásukat ($P(K|K \geq 1)$) belefoglalhatjuk az optimalizálás folyamatába. Eloszlásukat jól leírhatjuk Gauss- és Poisson-eloszlásokkal:

$$P(\hat{z}_k) = \frac{1}{\sigma_{IR}\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\hat{z}_k - z_{IR})^2}{2\sigma_{IR}^2}\right],$$
$$P(K|K \geq 1) = \frac{\mu^K e^{-\mu}}{K!} \frac{1}{1 - e^{-\mu}},$$

ahol z_{IR} és σ_{IR} a kölcsönhatási tartomány nyalábirányú koordinátájának átlaga és szórása, μ pedig a kölcsönhatási pontok nyalábkeresztezésenkénti átlagos száma. A kölcsönhatási tartományhoz (IR), valamint a megtalálható rugalmatlan kölcsönhatáshoz (int) kapcsolódó priorok hozzájárulása a χ^2 értékekhez

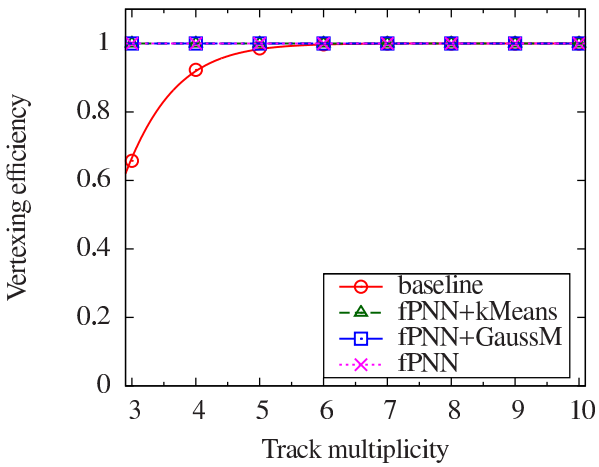
$$\Delta\chi^2_{IR} = \sum_k \frac{(z_k - z_{IR})^2}{\sigma_{IR}^2},$$
$$\Delta\chi^2_{int} = 2\left[\mu + \log(1 - e^{-\mu}) + \log K! - K \log \mu\right].$$

7.7. Eredmények

A többféle vertex-kereső teljesítményének összehasonlítását 10^5 rugalmatlan ütközéssel végeztük el (7.2 szakasz). Csak azokat a szimulált és megtalált vertexeket vettük figyelembe, amelyek legalább két pályával rendelkeztek. A vertex-keresés hatásfokát egyedülálló eseményekre – a részecskeszám függvényében – a tárgyalt módszerekre a 7.6 ábra

mutatja. A standard módszer esetében a kapott értékeket binomiális eloszlással illesztve az egyrészecske valószínűségre $p_{baseline} = 0{,}87$ értéket kapunk.

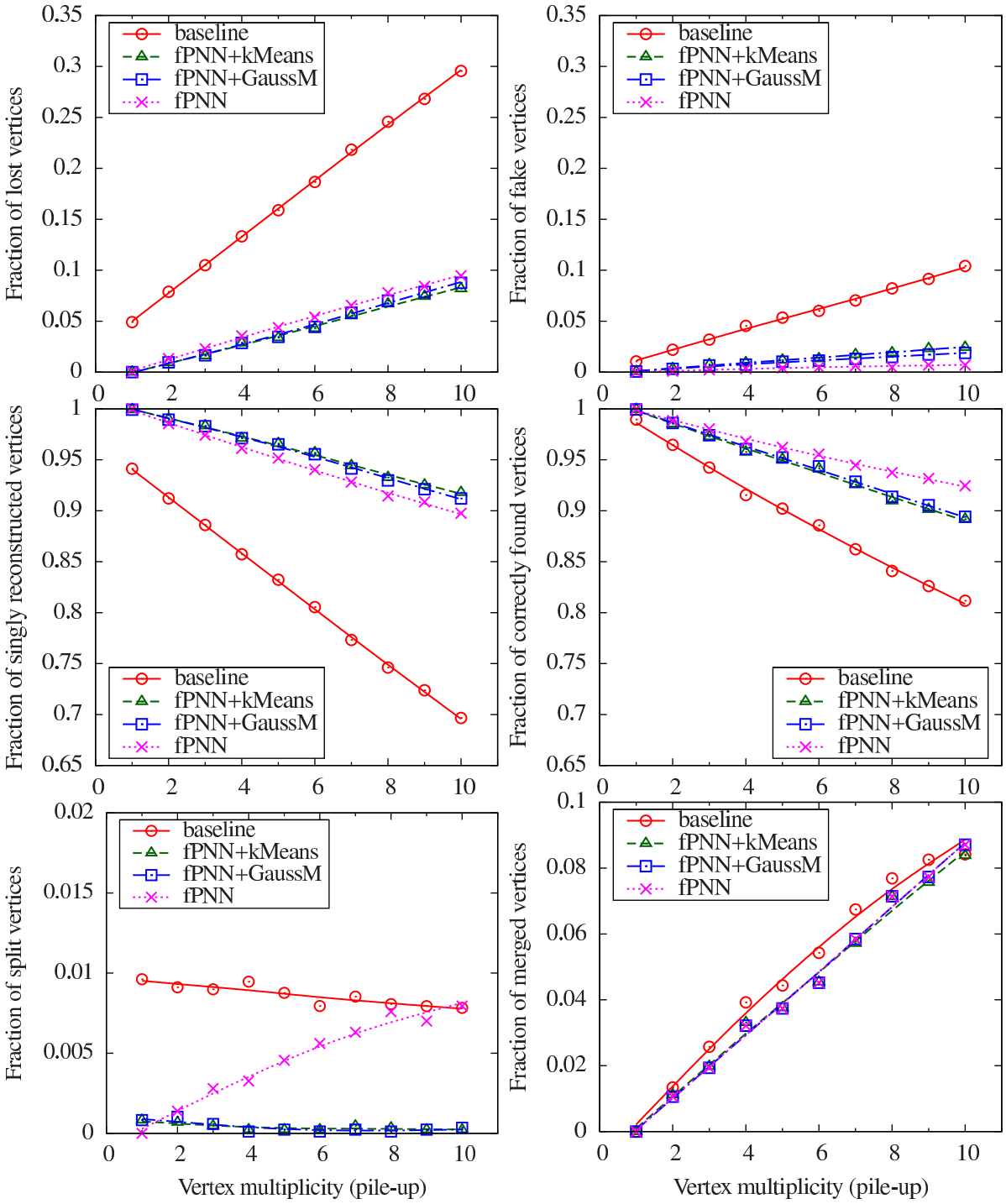
Az eredményeket a nyalábkeresztezésenkénti vertexek számának függvényében a 7.7 ábra mutatja. A bal oldalon láthatók a szimulált vertexekkel kapcsolatos ábrák, melyek rendre az elveszített, egyszeresen megtalált és megosztott vertexek részarányát ábrázolják, fentről lefelé haladva. Az elveszített vertexek részaránya közel lineárisan nő a vertexek K_{sim} számával, az új módszerünk esetén számuk a harmadára esik vissza. A megosztott vertexek részaránya lapos függést mutat: értéke a standard módszernél 1% körül van, az új esetében csak 0,1%. A jobb oldali oszlop a megtalált vertexekkel foglalkozik, rendre számba véve a hamis, helyesen megtalált, valamint az összevont vertexek részarányát, fentről lefelé haladva. A hamis vertexek részaránya ismét közel lineárisan nő a megtalált vertexek K_{rec} számával, az új módszerünk esetén számuk az ötödére esik vissza. Az összevont vertexek részaránya lineáris viselkedést mutat, amely hasonló a standard és az új módszer esetében is. Ez érthető, hiszen növekvő vertexszám mellett a vertexek közelebb kerülnek egymáshoz és egyre nehezebb szétválasztani őket. Jól látszik, hogy az új módszerek jobb teljesítményt mutatnak minden vizsgált változóban. Az fPNN keresés, a k-means csoportosítás és a gaussos keverék modell egyaránt hasonló értékeket ad.



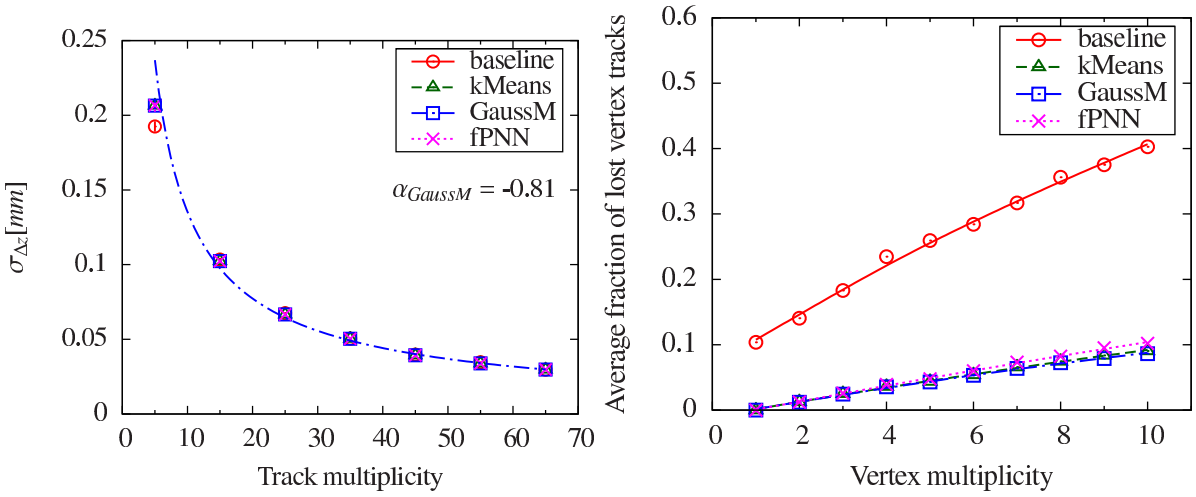
7.6. ábra. A vertex-keresés hatásfoka egyedülálló eseményekre a részecskeszám függvényében, a tárgyalt módszerekre. A görbe a standard módszer értékeire illesztett binomiális eloszlást ábrázolja.

A kölcsönhatási pont nyalábirányú koordinátájának felbontását a részecskeszám függvényében a 7.8-bal ábra mutatja. Értéke gyakorlatilag független a használt vertexkereső módszertől és $N^{-0{,}81}$ szerint változik. (Az N=5 esetében látható kisebb eltérés oka a javasolt módszerek nagyon kis részecskeszám melletti nagy hatásfoka.) A hatásosság egy másik mérőszáma, a megtalált vertexhez tartozó elvesztett pályák átlagos részaránya a 7.8-jobb ábrán látható. A standard módszer még egyedülálló vertexek esetén is elveszti a pályák mintegy 10%-át, de az új eljárás szinte az összeset megtartja. A veszteség közel lineárisan változik K_{sim}-mel, az új módszerünk esetén negyedannyi a számuk.

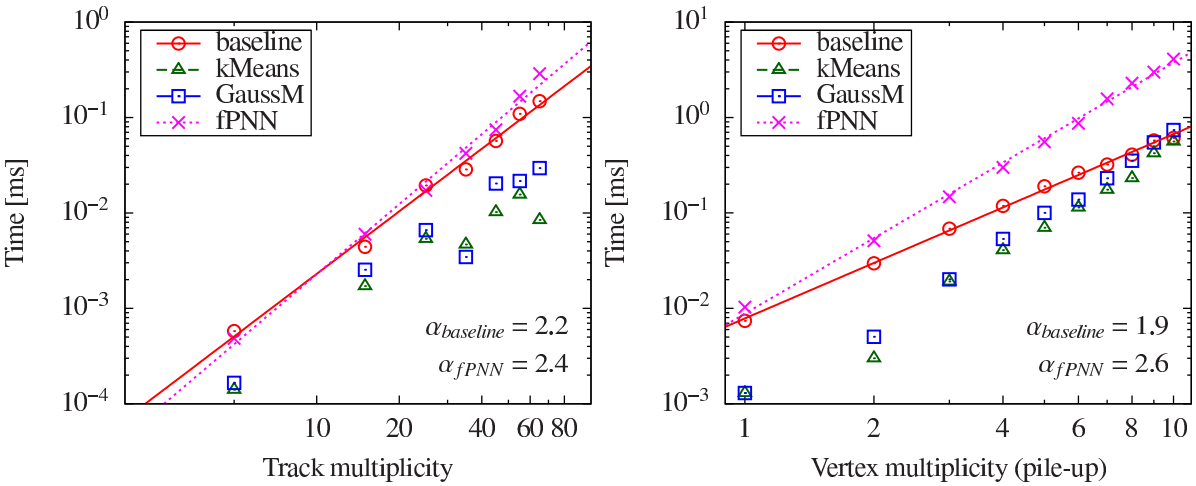
Futási idő ♦ A valósidejű alkalmazások és gyors eseményfeldolgozás érdekében fontos, hogy a vertex-keresésre szánt időt korlátozzuk. A tárgyalt módszerek esetén mért nyalábkeresztezésenkénti feldolgozási időket a 7.9 ábra mutatja. A mért értékeket egy 1,6 GHz CPU esetén, a standard módszerre, az fPNN csoportosítása, valamint a k-means és a gaussos keverék modellre adjuk meg. A futási időhöz a legnagyobb járulékot a csoportosí-



7.7. ábra. A tárgyalt vertex-keresők teljesítményének összehasonlítása. A bal oldali oszlop a szimulált vertexekkel foglalkozik, fentről lefelé: nulla (elveszített vertex), egy (egyszeresen megtalált) és több mint egy (megosztott) kapcsolt megtalált vertex. A jobb oldali oszlop a megtalált vertexeket ábrázolja, fentről lefelé: nulla (hamis vertex), egy (helyesen megtalált) és több mint egy (összevont) kapcsolt szimulált vertex. A berajzolt vonalak a könnyebb megértést segítik.

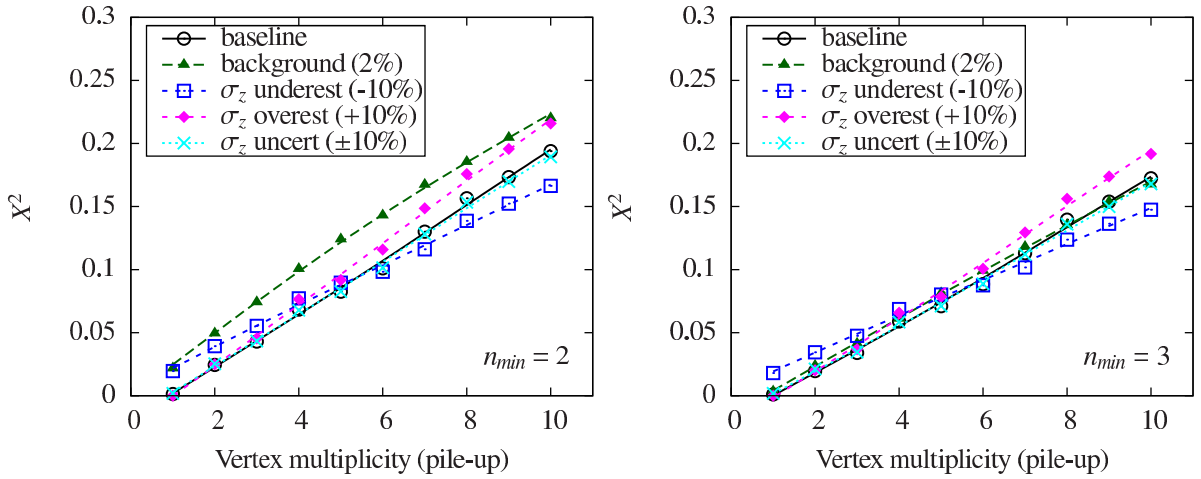


7.8. ábra. Balra: A megtalált kölcsönhatási pont nyalábirányú koordinátájának felbontása a részecskeszám függvényében, egyedülálló eseményekre. A görbe a gaussos keverék modellhez tartozó értékekre illesztett hatványfüggvényt mutatja, a kapott α_{GaussM} kitevőt az ábrán feltüntettük. Jobbra: A vertexhez tartozó, de elveszített pályák részaránya a vertexek számának függvényében. A berajzolt vonalak a könnyebb megértést segítik.



7.9. ábra. A tárgyalt módszerek nyalábkeresztezésenkénti feldolgozási ideje, egy 1,6 GHz CPU esetében. Balra: egyedülálló eseményekre, a részecskeszám függvényében. Jobbra: többszörös események, a vertexek számának függvényében. A standard módszer ($\alpha_{baseline}$) és az fPNN eljárások (α_{fPNN}) kitevőit az ábrán feltüntettük.

tási szakasz adja, mind az egyedülálló, mind a többszörös események esetén. Egyedülálló eseményeknél (7.9-bal ábra) az kölcsönhatásonként szükséges idő a részecskeszám függvényében hatványviselkedést mutat, a kitevők a standard ($\alpha_{baseline} = 2{,}2$) és az új módszer ($\alpha_{fPNN} = 2{,}4$) esetén hasonlóak. Feldolgozási idők is közel egyenlőek. Többszörös vertexek esetében (7.9-jobb ábra) a hatványfüggés az új módszerre meredekebb ($\alpha_{fPNN} = 2{,}6$) a standardhoz képest ($\alpha_{baseline} = 1{,}9$). Ennek eredményeképpen a 10 szimulált vertex mellett a feldolgozási idő ötször hosszabb lesz, a teljes nyalábkeresztezésenkénti idő pedig



7.10. ábra. A gaussos keverék módszer háttérpályákra való érzékenysége. Az alul- és felülbecsült σ_z, bizonytalan σ_z értékhez tartozó forgatókönyvek kiértékelése a vertexek számának függvényében, a X^2 függvény alapján, két n_{min} beállítás (balra: 2, jobbra: 3) esetén.

közel 4 ms.

Érzékenység ♦ Az eredmények stabilitását is megvizsgáltuk, hiszen az új módszerek teljesítménye érzékeny lehet:

- a nyalábvonallal összeegyeztethető háttérpályák számára (hamis pályák, kis p_{T}-jű felcsavarodó részecskék, gyenge bomlások leányai, másodlagos részecskék, 7.2 szakasz). Ebben a tesztben részarányukat 2%-ra állítottuk be, mert a jelenleg futó kísérletekben [2, 22, 23], az impakt paraméter vágások után, részarányuk nagyjából ennyinek adódott.
- szisztematikus eltolódásokra a pályákhoz tartozó z értékek szórásában (például a detektor anyagvastagságának alul- vagy felülbecsléséből). A tesztben a σ_z értékeket egyöntetűen növeltük vagy csökkentettük 10%-kal.
- véletlenszerű eltolódásokra a pályákhoz tartozó z értékek szórásában (például, ha σ_z eloszlása nem írható le egy Gauss-eloszlással, vagy hosszú farka van). Ebben a tesztben σ_z értékét pályánként változtattuk egy 10% szórású normális eloszlás szerint.

A jóság X^2 értékén alapuló összehasonlításokat a 7.10-bal ábra összegzi. A háttérpályák hozzáadása után előállt gyengébb teljesítmény a hamis vertexek megnövekedett részarányára vezethető vissza. A σ_z értékek alulbecslése több hamis és megosztott vertexet eredményez, ha a vertexek száma kicsi. A σ_z értékek felülbecslése az elvesztett és összevont vertexek magasabb részarányát okozza, ha a vertexek száma nagy. A tapasztalt hatásokat enyhíthetjük, ha az n_{min} paramétert 3-ra növeljük (a 7.10-jobb ábra). A σ_z véletlenszerű eltolásainak gyakorlatilag nincs hatása a teljesítményre.

7.8. Összegzés

Megmutattuk, hogy a kölcsönhatási pontok megtalálását javíthatjuk, ha olyan fejlett csoportosító módszereket alkalmazunk, mint az összevonó csoportosítás, melyet a gaussos keverék modell vagy a k-means csoportosítás követ. A javulás már egyedülálló eseményeknél is jelen van, de igazán többszörös ütközéseknél jelentős. A rugalmatlan ütközésekben tapasztalt jobb teljesítmény harmadannyi elvesztett, nagyon kevés megosztott, valamint ötödannyi hamis vertexet és negyedannyi elvesztett pályát jelent. A fenti eredményeket egy egyszerűsített szimulációval kaptuk, de rámutattunk a módszer esetleges érzékenységeire. Bemutattuk a javasolt új eljárások időigényének skálázását is.

Irodalomjegyzék

[1] F. Siklér, „Study of clustering methods to improve primary vertex finding for collider detectors," Nucl. Instrum. Meth. A 621 (2010) 526–533, `arXiv:0911.2767 [physics.ins-det]`.

[2] CMS Collaboration, „Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV," JHEP 02 (2010) 041, `arXiv:1002.0621 [hep-ex]`.

[3] CMS Collaboration, „Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV," Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 022002, `arXiv:1005.3299 [hep-ex]`.

[4] CMS Collaboration, „Charged particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.36, and 7 TeV," JHEP 01 (2011) 079, `arXiv:1011.5531 [hep-ex]`.

[5] CMS Collaboration, „Charged particle transverse momentum spectra in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV," JHEP 08 (2011) 086, `arXiv:1104.3547 [hep-ex]`.

[6] CMS Collaboration, „Study of the inclusive production of charged pions, kaons, and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.76, and 7 TeV," Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2164, `arXiv:1207.4724 [hep-ex]`.

[7] E. Andersen *et al.*, „Determination of the primary vertex position in the NA36 experiment," Nucl. Instrum. Meth. A 301 (1991) 69–75.

[8] V. Re *et al.*, „Status and future plans of the BABAR silicon vertex tracker," Nucl. Instrum. Meth. A 511 (2003) 1–5.

[9] M. G. van Beuzekom, „The LHCb Vertex Locator: Present and future," Nucl. Instrum. Meth. A 579 (2007) 742–744.

[10] C. S. Lindsey and B. H. Denby, „Primary vertex finding in proton - anti-proton events with a neural network simulation," Nucl. Instrum. Meth. A 302 (1991) 217–226.

[11] ALICE Collaboration, „Vertex finding in ALICE by the use of silicon pixel layers in the inner tracking system," Nucl. Instrum. Meth. A 485 (2002) 100–104.

[12] E. Garcia *et al.*, „Vertex reconstruction using a single layer silicon detector," Nucl. Instrum. Meth. A 570 (2007) 536–542, `arXiv:nucl-ex/0612005`.

[13] C. Bauer *et al.*, „Performance of the HERA-B vertex detector system," Nucl. Instrum. Meth. A 501 (2003) 39–48.

[14] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, „PYTHIA 6.4 Physics and Manual," JHEP 05 (2006) 026, `arXiv:hep-ph/0603175 [hep-ph]`.

[15] M. J. Costa, „Vertex and track reconstruction in ATLAS," Nucl. Instrum. Meth. A 582 (2007) 785–789.

[16] S. Cucciarelli, M. Konecki, D. Kotliński, and T. Todorov, „Track-parameter evaluation and primary-vertex finding with the pixel detector," CMS Note 2003/026 (2003) .

[17] CMS Collaboration, „Track and vertex reconstruction in CMS," Nucl. Instrum. Meth. A 582 (2007) 781–784.

[18] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing; 3rd ed. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2007.

[19] P. Franti, T. Kaukoranta, D.-F. Shen, and K.-S. Chang, „Fast and memory efficient implementation of the exact PNN," IEEE Transactions on Image Processing 9 (2000) no. 5, 773–777.

[20] A. Dempster, N. Laird, and D. Rubin, „Maximum likelihood from incomplete data via the EM algorithm," Royal Statistical Society B39 (1977) 1–38.

[21] G. J. McLachlan and D. Peel, Finite mixture models, vol. 299 of Probability and Statistics – Applied Probability and Statistics Section. Wiley, New York, 2000.

[22] ALICE Collaboration, „First proton-proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector: Measurement of the charged particle pseudorapidity density at $\sqrt{s} = 900$ GeV," Eur. Phys. J. C 65 (2010) 111–125, `arXiv:0911.5430 [hep-ex]`.

[23] ATLAS Collaboration, „Charged-particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} =$ 900 GeV measured with the ATLAS detector at the LHC," Phys. Lett. B 688 (2010) 21–42, `arXiv:1003.3124 [hep-ex]`.

8. fejezet

Alkalmazás: Töltött hadronok eloszlásai $\sqrt{s} = 0{,}9$, 2,36 és 7 TeV-es rugalmatlan p-p ütközésekben

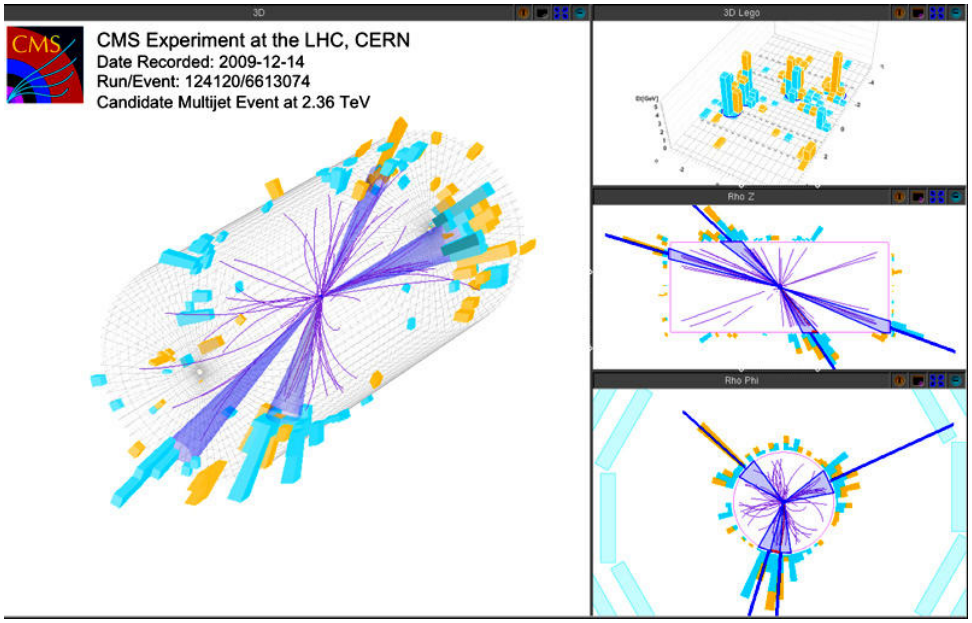
Az LHC-nál a CMS detektorral először 2009 decemberében figyelhettünk meg proton-proton ütközéseket. A kísérlet első proton-proton ütközésekkel foglalkozó cikke [1, 2] egyben az LHC *első impulzuseloszlással* foglalkozó, valamint az *első rekordenergiás* publikációja is, melyet néhány hónappal később a 7 TeV-es publikáció [3, 4] követett. A tényleges méréseket részletes felkészülési időszakok, próbakiértékelési kampányok előzték meg, ahol szimulált adatokat kellett valós adatként használva minél gyorsabban feldolgoznom [5, 6, 7, 8, 9]. A majdani cikkeket is előre elkészítettem [10].

A kapott eredmények 0,9 TeV-en összhangban vannak korábbi mérésekkel és megerősítik, hogy a proton-antiproton és a proton-proton ütközésekben közel azonos mennyiségű hadron keletkezik. A 2,36 TeV-en és 7 TeV-en kapott hadronsűrűség a modellek által jósoltnál meredekebb energiafüggésre utal.

A DIS 2010 (XVIII International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects) konferencián a kísérlet plenáris előadását tartottam [11], az új eredményekről így az elsők között számoltam be. Az eredmények Magyarországon [12, 13] és külföldön is [14, 15, 16] nagy sajtónyilvánosságot kaptak.

8.1. Bevezető

Ebben a fejezetben töltött hadronok proton-proton (p-p) ütközésekben mért transzverzális impulzus (p_{T}) és pszeudorapiditás (η) eloszlásainak mérését, eredményeit mutatom be, három tömegközépponti energián ($\sqrt{s}$): 0,9, 2,36 és 7 TeV-en. A két alacsonyabb energiájú adatsort 2009 decemberében, még az LHC üzembe helyezése közben, mintegy két óra alatt vettük fel. A 2,36 TeV-en, majd 7 TeV-en kapott eredmények a részecskeüt-



8.1. ábra. Egy rekonstruált $\sqrt{s} = 2{,}36$ TeV-es proton-proton ütközés.

köztetőnél valaha mért legnagyobb energiájú mérési adatok.

A mérések az elsődleges kölcsönhatásban keletkezett töltött hadronok eloszlásaival ($dN_{\mathrm{ch}}/dp_{\mathrm{T}}$ és $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$) foglalkoznak, az $|\eta| < 2{,}4$ tartományban. Az elsődleges töltött hadronok közé számítjuk a kölcsönhatásban keletkezett összes töltött hadront, beleértve az erős vagy elektromágneses bomlások termékeit, de kizárjuk a gyenge bomlások leányait és a másodlagos kölcsönhatásokból származó hadronokat. A szükséges korrekciók modellfügésének minimalizálása érdekében az eloszlásokat nem egyszeresen diffraktív (NSD) kölcsönhatásra korrigálva adjuk meg. (A trigger részletes leírása a 4.4 szakaszban található.) Így egyúttal a korábbi kísérletekkel való összevetések is lehetségesek. Az események válogatását úgy terveztük meg, hogy a rugalmatlan duplán diffraktív (DD) és a nem diffraktív (ND) események nagy részét megtartsuk, de a rugalmas és az egyszeresen diffraktív (SD) események jelentős részét kiszűrjük.

8.2. Kiértékelési módszerek

A $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ eloszlások meghatározásához három, javarészt független módszert használtunk:

- a pixel hordóban rekonstruált klaszterek számolásával, amely minden egyes pixel hordó rétegre egy független mérést ad;
- az ún. *tracklet*ek segítségével, melyeket a különböző pixel hordó rétegek klaszterei-nek párosításával kapunk;

– a teljes pixel és strip nyomkövető használatával, a rekonstruált pályák segítségével.

A klaszter-számolás minden egyes pixel hordó rétegre, a trackletek használata pedig minden rétegpárra egy független mérést ad. A rekonstruált pályák ezen felül a $dN_{\mathrm{ch}}/dp_{\mathrm{T}}$ mérését is lehetővé teszik. Mindhárom módszer a kölcsönhatási pont helyreállítására alapoz, melyet a 8.3 szakasz mutat be.

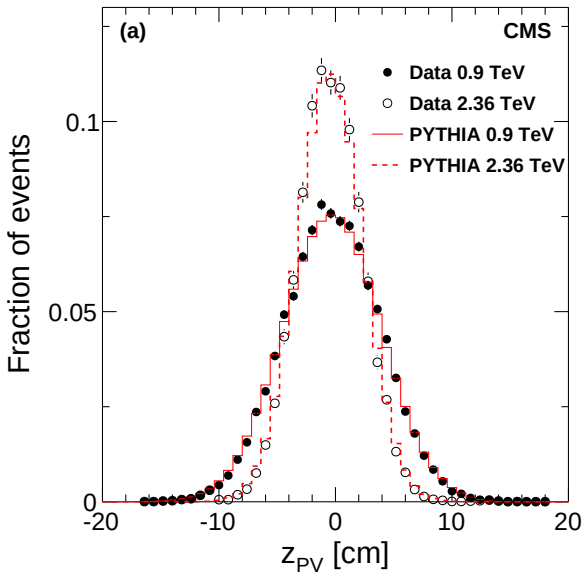
A pixel-klasztereket számoló módszernek előnye, hogy a legszélesebb p_{T} akceptanciája rendelkezik (30 MeV/c-ig), nem érzékeny a detektor geometriájának eltolódásaira és nem előfeltétele a kölcsönhatási pont felbontásának pontos ismerete. Egy lehetséges hátránya, hogy érzékeny lehet a nyalábcsőben maradt gáz atomjaival történő ütközésekre, a detektorok anyagában keltett másodlagos részecskékre, valamint a tengelyirányú mágneses térben felcsavarodó kis p_{T}-jű részecskékre. A pixel-tracklet módszer már képes a kombinatorikus háttér mérésére és hatásainak korrigálására, p_{T} küszöbe pedig 50 MeV/c. A harmadik módszer legalább két különböző rétegben levő pixel-beütést követel meg, p_{T} küszöbe 100 MeV/c. A használt algoritmus bonyolult, de a leginkább ellenálló a nem az elsődleges fizikai kölcsönhatásból származó háttér-beütésekkel szemben. A töltött részecskék számából mindhárom esetben levontuk az elsődleges ütközésben keletkezett leptonok részarányát ($< 1\%$). A mért $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ értékeket $p_{\mathrm{T}} = 0$-ig extrapolálva vagy korrigálva adjuk meg.

8.3. Kölcsönhatási pontok keresése

A szembefutó nyalábok protonjainak kölcsönhatási régióját (nyalábfolt, *beam spot*), annak x, y és z helyét minden ütközési energiára, a $p_{\mathrm{T}} > 0{,}9$ GeV/c-jű részecskéket felhasználva háromdimenziós vertex-illesztésekkel határozzuk meg. A nyalábfolt szórása a nyalábra merőleges irányban kisebb, mint 0,05 cm. A nyalábfolt helyzete és kiterjedése az egyes adatok felvétele során nem változott. A kölcsönhatási pont eseményenkénti megtalálásához pixel-beütéshármasokra épülő pályákezdeményeket használunk (5. fejezet). Az így felhasznált pályák minimális p_{T}-je 75 MeV/c. Megköveteljük, hogy a pályák a nyalábfolt környezetéből induljanak, úgy, hogy impakt paraméterük (d_{T}) kisebb, mint 0,2 cm és kisebb, mint $4\,\sigma_{\mathrm{T}}$, ahol σ_{T} az impakt paraméter bizonytalanságának és a nyalábfolt transzverzális irányú szórásának négyzetes összege.

A vertex-kereső algoritmus [17] a pályák nyalábvonalhoz legközelebbi pontjának z koordinátáját, valamint annak becsült σ_z mérési bizonytalanságát használja (7. fejezet). Egy összevonó klaszterezés segítségével a pályákat ismétlődően egyre nagyobb csoportokba rendezzük. A csoportokat normált távolságuk $d_{ij}^2 = (z_i - z_j)^2/(\sigma_i^2 + \sigma_j^2)$ alapján egy gyors legközelebbi szomszéd algoritmus segítségével egyesítjük, ahol z_i és z_j a helyeik, σ_i és σ_j pedig azok becsült hibája. Az újonnan létrejövő csoport z és σ_z értékeit súlyozott átlagolással kapjuk. A klaszterezés akkor fejezzük be, ha a megmaradt csoportok közötti legkisebb távolság meg haladja a 8-at. Ezt a feltételt szimulált események felhasználásával

optimalizáltuk. Csak olyan vertexekkel foglalkozunk, melyeket legalább két pálya alkot, kivéve ha pontosan egy pályát találtunk egy nyalábkeresztezésben.



8.2. ábra. Az elsődleges vertexek z koordinátájának eloszlása az adatokban (pontok), illetve a felhasznált PYTHIA szimulációban (hisztogram).

A csak egy pályát tartalmazó vertexek részaránya 1,7% és 1,3%, rendre a 0,9 TeV és 2,36 TeV-es adatokban. A vertex-keresés hatásfoka 99% felett van. A több, mint egy vertexet tartalmazó események száma 5,0% és 7,4%, rendre a 0,9 TeV-es és a 2,36 TeV-es adatokban. Ha több vertexet találtunk, a több részecskét tartalmazó vertexet választottuk.

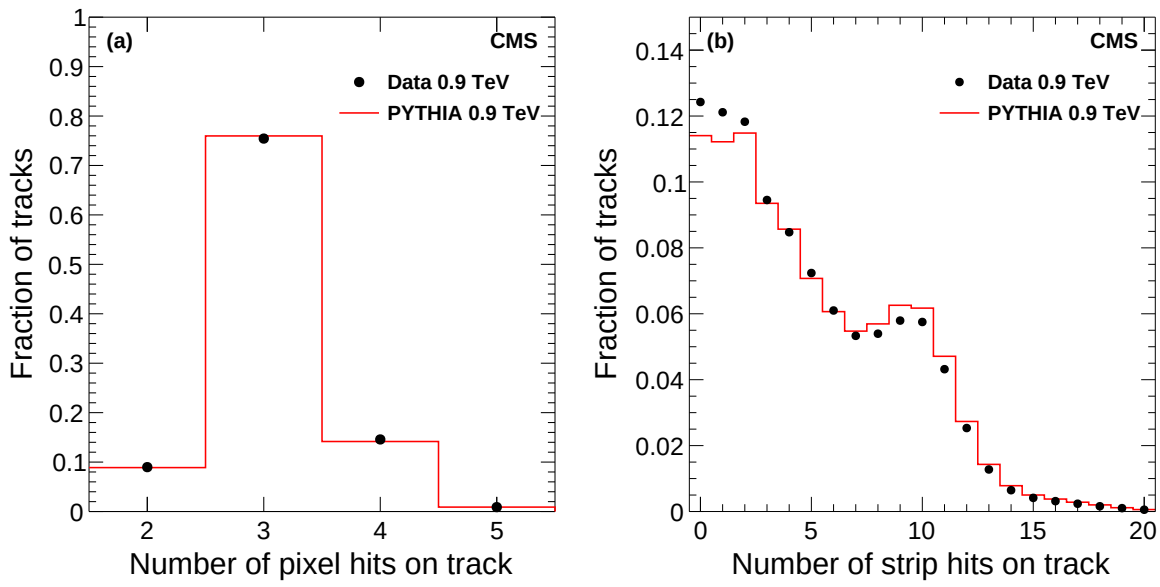
A rekonstruált elsődleges vertexek helyének z irányú felbontása a kapcsolt részecskeszám (N) függvénye, amely a szimulált események szerint a $0{,}087\,\mathrm{cm}/N^{0{,}6}$ képlettel írható le. A rekonstruált elsődleges vertexek z koordinátájának eloszlását a 8.2 ábra mutatja, melyre a megfelelően újrasúlyozott szimulált események eloszlását is felrajzoltuk.

8.4. Töltött részecskék nyomkövetése

A töltött részecskék nyomkövetése az 5. és a 6. fejezetekben leírtakon alapul. Az akceptanciát $|\eta| < 2{,}4$-ban korlátoztuk, hogy elkerüljük a detektor szélénél fellépő esetleges torzításokat.

Elsőként három pixel-beütésből álló pályákból indulunk, melyeket a nyalábfolt kiterjedését és az előzetesen azonosított kölcsönhatási pont helyét figyelembe véve építünk. Ezeket a tiszta pályakezdeményeket használjuk a pályák Kalman-filteres kiépítésére a strip detektoron keresztül. A kapott pályákat eltároljuk, a felhasznált pixel és strip beütéseket letakarjuk, maszkoljuk. A második lépésben szintén pixel hármasokkal építésével kezdünk, de már nem követeljük meg azt, hogy a részecskéink a vertex környezetéből induljanak, az impakt paraméter feltételünk is sokkal lazább (3,5 cm). A nyomkövetés újabb lefuttatása után ismét levesszük a felhasznált beütéseket. A harmadik lépésben pixel-beütéspárokkal dolgozunk, így azokat a pályákat is megtaláljuk, melyek esetleg a szilíciumlapkák között, beütést nem hagyva haladtak át. A legalább három beütéssel rendelkező globális pályákat fogadjuk el.[1] A fent részletezett lépések során megtalált pályákat összegyűjtjük, majd segítségükkel a kölcsönhatási pont keresését megismételjük, így annak kezdeti helyét tovább

[1] A rekonstrukciós lépések sorrendjének optimalizálásában Krajczár Krisztián volt segítségemre.



8.3. ábra. A rekonstruált pályákon található beütések számának eloszlása az $|\eta| < 1$ tartományban (pontok), összehasonlítva a CMS detektor szimulációjával (hisztogramok). A bal oldalon a pixel, a jobb oldalon a strip detektor beütései láthatók.

pontosítjuk. Végül a pályákat a vertex helyének kényszerével újraillesztjük, ezzel javítva η és p_{T} felbontásukat.

Egy rekonstruált részecskét akkor tekintünk elsődlegesnek, ha a kölcsönhatási pont környezetéből indul: $d_{\mathrm{T}} < \min(4\sigma_{\mathrm{T}}, 0{,}2\ \mathrm{cm})$ és $d_z < 4\sigma_z$, ahol d_z a pálya nyalábtengelyhez legközelebbi pontjának és a kölcsönhatási pont távolságának z irányú összetevője. Szimulált eseményekkel végzett vizsgálatok azt mutatták (5 fejezet), hogy a geometriai akceptancia és a nyomkövetés hatásfokának szorzata az 50%-ot $p_{\mathrm{T}} \approx 0{,}1$, 0,2 és 0,3 GeV/$c$ mellett haladja meg, rendre pionokra, kaonokra és protonokra. A hatásfok 96% az $|\eta| < 1$ tartományban $p_{\mathrm{T}} > 0{,}25\,\mathrm{GeV}/c$ esetén, továbbá 80% fölött alakul pionokra $p_{\mathrm{T}} = 0{,}15\,\mathrm{GeV}/c$-nél. A pixel klaszterek alakjának és a részecskepálya helyi beesési szögének kapcsolatát megkövetelve (6. fejezet) a hamis pályák részaránya 1% alatt tartható. A megkettőzött (többszörösen megtalált) pályák részaránya a központi tartományban 0,1% körül van, majd nagy $|\eta|$-ra 0,5%-ig emelkedik.

A mért hozamokat többféle hatásra korrigáltuk: geometriai akceptancia (2% korrekció $p_{\mathrm{T}} > 200\,\mathrm{MeV}/c$ esetén), a rekonstrukciós algoritmus hatásfoka (5-10% $p_{\mathrm{T}} > 300\,\mathrm{MeV}/c$ esetén), hamis és megkettőzött pályák (mindkettő 1% alatt). A korrekciók mértéke Monte Carlo szimuláción és adatokkal való összehasonlításon alapult. A hosszú életű hadronok bomlástermékeinek, a fotonok konverziójának, valamint a hadronok a detektor anyagával történt rugalmatlan kölcsönhatásainak figyelembe vétele kevesebb, mint 2%-os korrekciót eredményeztek. A $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ értékeket a p_{T} spektrumból $p_{\mathrm{T}} = 0$ felé történő extrapolációval kapjuk, amely a mért hadronok számát mintegy 5%-kal növeli.

A pixel rétegek átlagos beütési hatásfokát, a nyalábfolt méretét, a pixel-beütésekből álló pályakezdemények nyalábirányú és transzverzális impakt paraméterének felbontását mért adatokkal ellenőriztük. Példaként, a rekonstruált pályákon levő pixel és strip beütések számeloszlását, az $|\eta| < 1$ tartományban mutatja a 8.3 ábra, ahol a PYTHIA-ból várt eloszlást is feltüntettük. A $p_{\mathrm{T}} < 500\,\mathrm{MeV}/c$ tartományban a szimuláció kevesebb részecskét jósol, így a kevés strip beütéssel rendelkező pályáknál látott kis eltérés jól érthető. Ez a különbség nem befolyásolja a végső eredményeket. Az esemény kiválasztás hatásfoka és a SD események járulékát minden egyes részecskeszám esetén meghatároztuk, a korrekció teljes mértéke 8,3%.

8.5. Szisztematikus hibák

A sokféle korrekció, azok eseményválogatástól és a felhasznált modellektől való függése, mind hozzájárul a mért mennyiségek szisztematikus hibáihoz. A szisztematikus bizonytalanságok η-re és p_{T}-re átlagolt értékeit a 8.1 táblázat foglalja össze, a fontosabb összetevőket alább részletezzük.

A triggerhez és az eseményválogatáshoz kapcsolódó bizonytalanságok mindhárom kiértékelési módszerben közösek. A trigger és az eseményválogatás hatásfokát a PYTHIA D6T eseménygenerátor és a CMS detektor teljes GEANT4 szimulációja kombinálásával határoztuk meg. Az egyszeresen és duplán diffraktív p-p ütközésekben keletkezett töltött hadronok száma sokkal kisebb, mint a nem diffraktív eseményeké. Emiatt az eseményválogatáson átesett diffraktív események főként az SD és DD folyamatok részarányának bizonytalanságán keresztül járulnak hozzá a mért $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ értékek szisztematikus hibájához. A PYTHIA és PHOJET eseménygenerátorok, valamint korábbi mérések (UA5 [18]) részletes összehasonlítása alapján mintegy 2%-os hiba származhat ebből a forrásból. A BSC detektorok hatásfoka jobb, mint 98%. A teljes, a triggerrel és eseményválogatással kapcsolatos bizonytalanságot 3%-ra becsültük. Az átlagos transzverzális impulzus mérése kevésbé érzékeny a trigger és kiválasztás hatásfokára, így egy kisebb, 1%-os hibát rendeltünk az eredményeihez.

A geometriai akceptanciát a pixel hordó mért betöltöttségének szimulációval való összehasonlításával vizsgáltuk meg. A pixel-beütések megtalálásának hatásfokát a strip detektorból a pixel detektorba elvitt pályákkal, valamint a pixel nyomkezdemények kihagyott rétegeinek vizsgálatával becsültük meg. A mért pixel-beütés hatásfok 99% felett volt, 0,5% bizonytalansággal, amely 0,3% szisztematikus hibát jelent a teljes nyomkövetést alkalmazó módszerünk esetén. Ha a pixel klaszter egy vagy több pixelében a begyűjtött töltés a kiolvasási küszöb alatt marad, a klaszter kettéválhat. Ennek gyakoriságát a közeli pixelek távolságának eloszlásából határoztuk meg: az adatokból 1,0-1,5%, a szimulációból pedig 0,5-0,9% valószínűséget kaptunk, egy pixel klaszter esetére. A nyomkövetés hatásfokának hibáját mintegy 2%-nak becsültük. A mágneses térben felcsavarodó,

8.1. táblázat. A szisztematikus hibák összefoglalása. Bár a bizonytalanságok forrásai javarészt függetlenek, a hibák a mért pontok között korreláltak. A zárójelbe tett értékek az $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ mérésre vonatkoznak.

Forrás	*Járulék [%]*
Eseménykiválasztás korrekciója	3,0 (1,0)
Az akceptancia bizonytalansága	1,0
Pixel-beütések hatásfoka	0,3
Pixel-klaszter kettéválása	0,2
Nyomkövetés hatásfoka	2,0
Másodlagos részecskék korrekciója	1,0
Geometria eltérése	0,1
Többszörösen rekonstruált pályák	0,1
Hibás pályák	0,5
p_{T} extrapoláció	0,5
Teljes, közös hibák nélkül	2,4
Teljes, a közös hibával	4,0 (2,8)

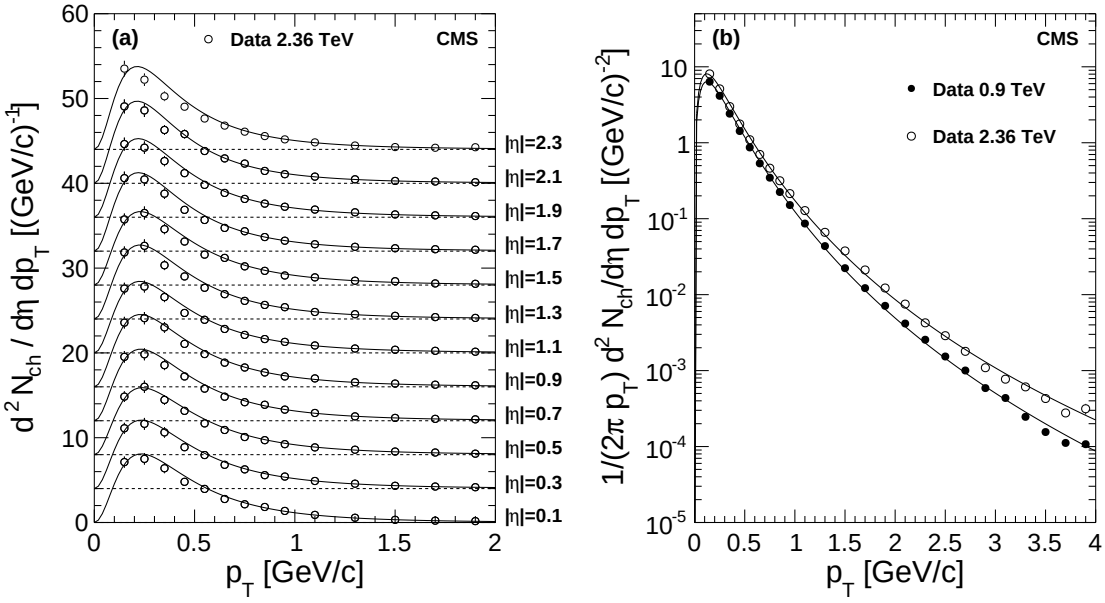
valamint másodlagos részecskékre vonatkozó korrekciók szimulációfüggőek. A geometria eltolódása, főként a pixel detektor esetén, csak mintegy 0,1% hibát okozhatott. A többszörösen rekonstruált valamint hamis pályák gyakoriságát Monte Carlo szimulációval becsültük, melynek hibája kisebb, mint 1%. A teljes p_{T} tartományra való extrapoláció hibája függ a választott módszer kis p_{T}-s hatásosságától, a teljes nyomkövetés esetén ez 0,5%. Bár a bizonytalanságok forrásai javarészt függetlenek, a hibák a mért pontok között korreláltak.

8.6. Eredmények

Töltött hadronok transzverzális impulzus eloszlásai ♦ A $dN_{\mathrm{ch}}/dp_{\mathrm{T}}$ mérésére olyan rekonstruált pályákat használtunk, melyekre $|\eta| < 2{,}4$ és $p_{\mathrm{T}} > 0{,}1\,\mathrm{GeV}/c$. A töltött hadronok NSD eseményekben mért átlagos hozamát a 8.4-bal ábra mutatja a p_{T} függvényében, $|\eta|$ binekben. A hozamokat a Tsallis-függvénnyel (8.1 egyenlet) illesztettük, amely jól leírja a mért eloszlások kis p_{T}-s exponenciális, valamint a nagy p_{T}-nél látott hatványfüggvény viselkedését [19, 20, 21]:

$$E\frac{d^3N_{\mathrm{ch}}}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_{\mathrm{T}}}\frac{E}{p}\frac{d^2N_{\mathrm{ch}}}{d\eta dp_{\mathrm{T}}} = C(n,T,m)\frac{dN_{\mathrm{ch}}}{dy}\left(1+\frac{E_T}{nT}\right)^{-n}, \tag{8.1}$$

ahol $y = 1/2 \cdot \ln[(E+p_z)/(E-p_z)]$ a rapiditás; $C(n,T,m)$ egy normálási állandó, amely n, T és m függvénye; $E_{\mathrm{T}} = \sqrt{m^2+p_{\mathrm{T}}^2} - m$, és m a töltött pion tömege. A fenti függvény tartalmazza a meredekség T reciprokát, amely a kis p_{T}-s tartományt jellemzi, valamint



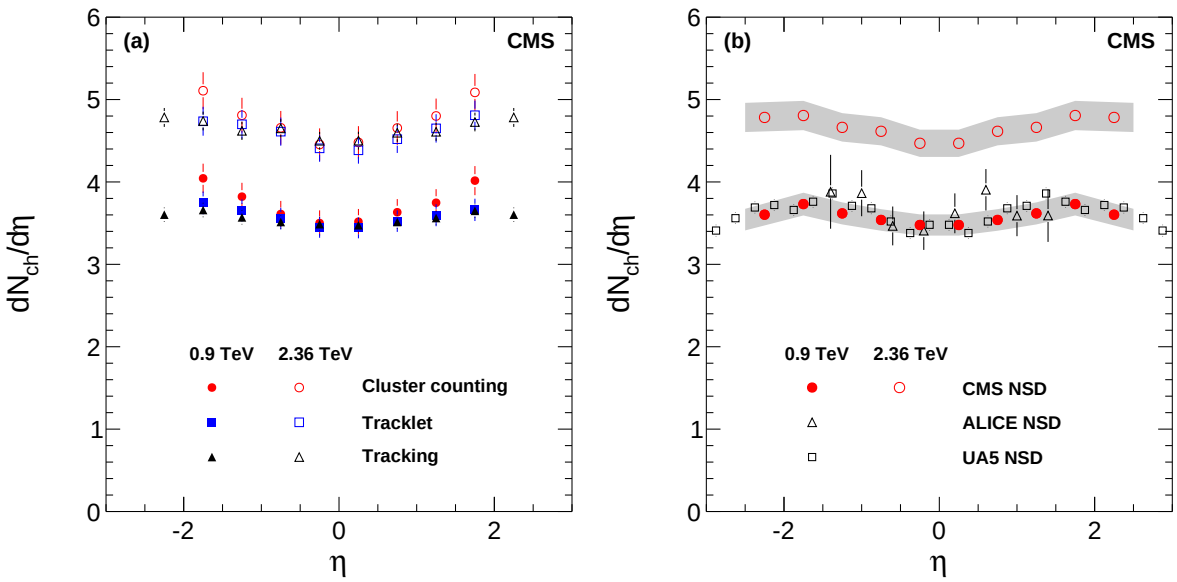
8.4. ábra. Balra: A töltött hadronok mért differenciális hozama az $|\eta| < 2{,}4$ tartomány 0,2 egység széles $|\eta|$ szeleteiben, a 2,36 TeV-es adatokra. A mért értékeket és szisztematikus hibákat (pontok), valamint az illesztett függvényt ((8.1) egyenlet) ábrázoltuk. A pontokat a növekvő η-val elcsúsztattuk négy-négy egységgel a függőleges tengely mentén. Jobbra: A töltött hadronok mért hozamai 0,9 és 2,36 TeV-en az $|\eta| < 2{,}4$ tartományban (pontok), valamint az illesztett függvények.

az n kivetőt, amely a nagy p_{T}-s hatványfüggésű farkat írja le. Ezek az illesztett paraméterek kevesebb mint 5%-kal változnak, ha az η-t változtatjuk. Így a töltött hadronok p_{T} eloszlását $(1/(2\pi p_{\mathrm{T}})d^2N_{\mathrm{ch}}/d\eta dp_{\mathrm{T}})$ az $|\eta| < 2{,}4$ tartományban szintén a fenti függvénnyel ((8.1) egyenlet) illesztettük, melynek eredményét a 8.4-jobb ábra mutatja. Úgy találtuk, hogy a CMS nyomkövető p_{T} felbontásának a mért spektrumalakra vonatkozó hatása elhanyagolható, így azt nem is vettük figyelembe az illesztendő függvény felírásakor.

A 0,9 TeV-es adatokra a meredekség reciproka $T = 0{,}13 \pm 0{,}01$ GeV, a kitevő pedig $n = 7{,}7 \pm 0{,}2$. A 2,36 TeV-es adatokra $T = 0{,}14 \pm 0{,}01$ GeV és $n = 6{,}7 \pm 0{,}2$ adódik. A mért adatpontokból, valamint a hozzájuk kapcsolódó kis- és nagy p_{T}-s extrapolációval számított átlagos transzverzális impulzus $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle = 0{,}46 \pm 0{,}01\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}01\,(\mathrm{syst.})$ GeV/c 0,9 TeV-re, $0{,}50 \pm 0{,}01\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}01\,(\mathrm{syst.})$ GeV/c pedig a 2,36 TeV-es adatokra.

Töltött hadronok pszeudorapiditás-sűrűsége ♦ A $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ eloszlást a $0{,}1 < p_{\mathrm{T}} < 3{,}5$ GeV/c tartományban a differenciális hozamok összegzésével, majd az illesztett függvény $p_{\mathrm{T}} < 0{,}1$ GeV/c és $p_{\mathrm{T}} > 3{,}5$ GeV/c tartományokra vett integráljainak hozzáadásával határoztuk meg. A nagy p_{T}-s tartomány a teljes hozam mintegy 5%-át tartalmazza.

A töltött hadronok pszeudorapiditás-sűrűségének eloszlásait a 8.5 ábra összegzi. A különféle módszerekkel és különböző rétegek használatával kapott $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ eredmények egymással összeegyeztethetők (8.5-bal ábra). A hibavonalak tartalmazzák az egyes eljárások

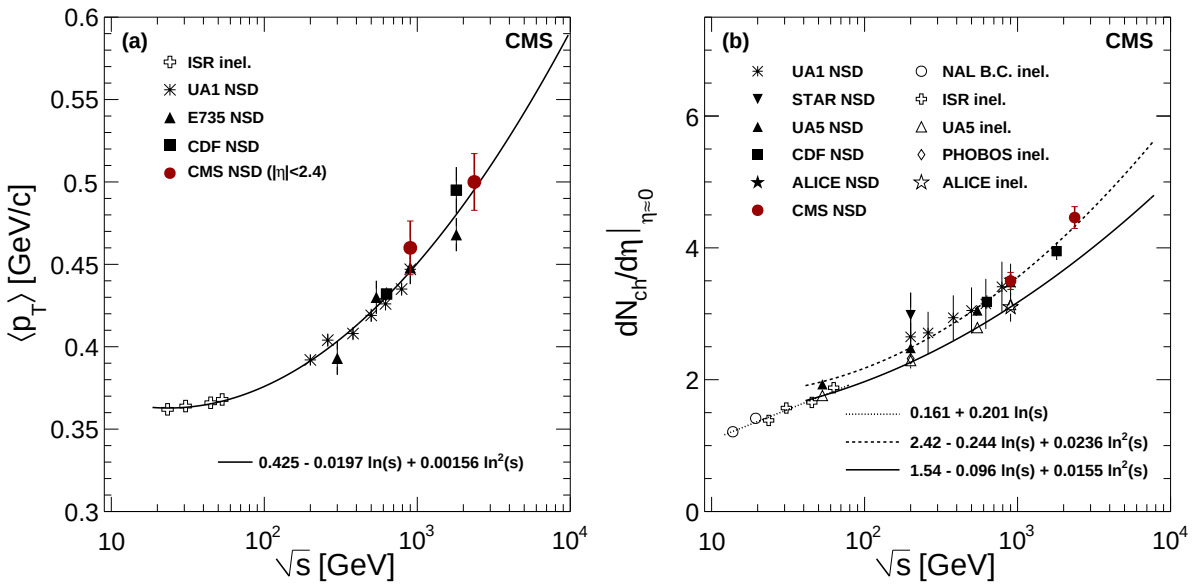


8.5. ábra. Balra: A rekonstruált $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ eloszlások p-p ütközésekre a klaszter-számolásból (pontok hibavonalakkal), trackletekből (négyzetek) és a teljes nyomkövetésből (háromszögek), 0,9 TeV (betöltött jelek) és 2,36 TeV (üres jelek) esetén. A megadott hibavonalak a szisztematikus hibákat jelzik, de nem tartalmazzák a mindegyik módszer számára közös bizonytalanságokat. Jobbra: A $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ három módszerre vett átlaga (körök), valamint UA5 [22] (üres négyzetek) és ALICE [23] (üres háromszögek) adatokkal való összehasonlítása 0,9 TeV-en és 2,36 TeV-en (üres körök). A CMS és UA5 adatpontok szimmetrizáltak η-ban. Az árnyékolt sáv a CMS mérés szisztematikus hibáit jelöli, melyek pontonként erősen korreláltak. Az UA5 és ALICE pontok hibavonalai csak a statisztikus hibákat mutatják.

specifikus, mintegy 2,4–4,4%-nyi szisztematikus hibáját, mely értékeket a szimulációban alkalmazott modellek paramétereinek változtatásával, valamint adatok felhasználásával becsültük meg. A mindhárom módszer számára közös 3,2%-os szisztematikus hibát nem tüntettük fel. A kapott $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ értékek jó egyezést mutatnak. A háttérbeütések adatban látott nagyobb gyakorisága a klaszter-számolás módszerét másként érinti, ezzel magyarázható a nagyobb η esetén látott eltérés, amelyet a mérés szisztematikus hibája jól lefed.

A végső $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ eloszlást a három módszer megfelelő súlyozott átlagával számoltuk ki, figyelembe véve az eljárások szisztematikus hibáit, kizárva a közös hibákat. Az átlagolt eredményeket a 8.5-jobb ábra mutatja, ahol megtalálhatjuk ugyanazon gyorsítón (ALICE p-p [23]), valamint korábban más gyorsítókon, más részecskékkel, de hasonló energiákon végzett mérések (UA5 $\overline{\mathrm{p}}$-p [22]) eredményeit is. A CMS adatok árnyékolt hibasávjai a szisztematikus bizonytalanságokat, az UA5 és ALICE adatok hibavonalai pedig csak a statisztikus hibákat jelzik. A $\sqrt{s} = 0{,}9$ TeV-en p-p és $\overline{\mathrm{p}}$-p ütközésekben mért $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ eloszlások között nem találunk jelentős eltéréseket.

A $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ eloszlás csak gyengén függ η-tól, kissé emelkedik a nagyobb η értékek felé, sőt $|\eta| > 2$ esetén kis csökkenést is láthatunk a 0,9 TeV-es adatoknál. 2,36 TeV-en a teljes eloszlás szélesebb, hiszen a megnövekedett ütközési energia miatt szélesebb η

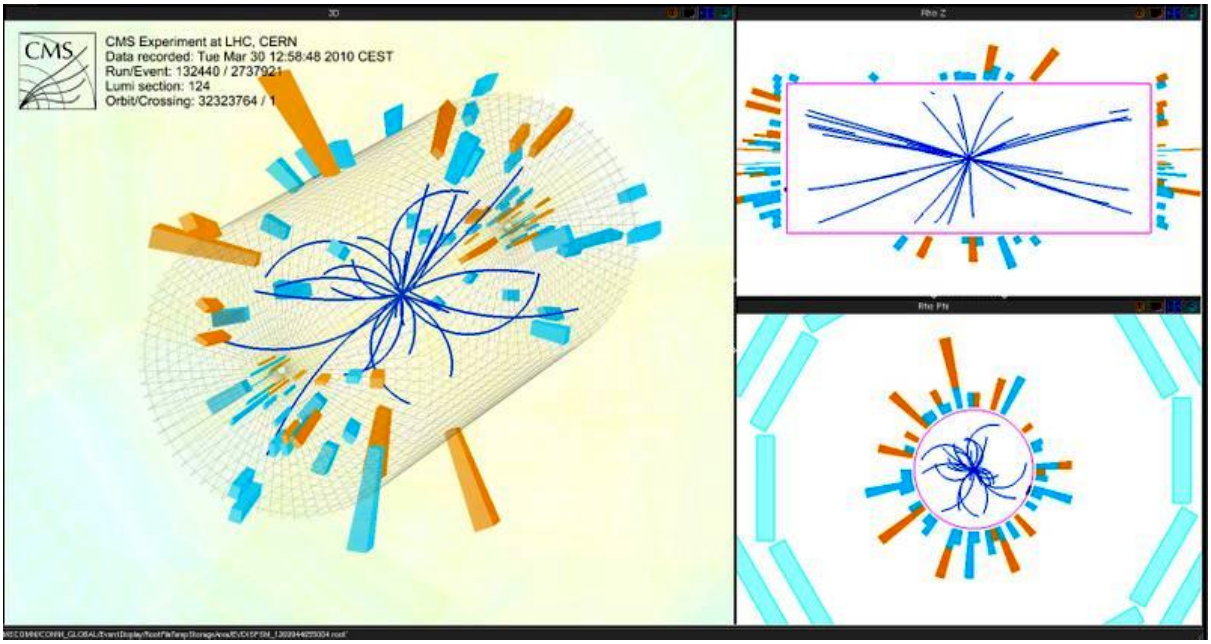


8.6. ábra. Balra: A töltött hadronok átlagos transzverzális impulzusának energiafüggése. A CMS adatpontok az $|\eta| < 2{,}4$ tartományra vonatkoznak. Más kísérletek adatait a [24, 30, 31, 32] referenciákból vettük. A görbe a $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle = 0{,}425 - 0{,}0197 \ln(s) + 0{,}00156 \ln^2(s)$ függvényalak adatokra való illesztését mutatja, ha $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$-t GeV/$c$-ben, s-et pedig GeV^2-ben mérjük. A CMS adatok hibavonalai a szisztematikus hibákat jelzik. Jobbra: Töltött hadronok pszeudorapiditás-sűrűsége a központi tartományban, a tömegközépponti energia függvényében, p-p és $\overline{\mathrm{p}}$-p ütközésekre. Az alacsonyabb energiájú adatokat a [22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29] referenciákból vettük. Többféle tapasztalati illesztést is megadunk rugalmatlan (folytonos és pontozott vonalak, üres jelekkel), valamint NSD eseményválogatásra (szaggatott vonal, betöltött jelekkel). A hibavonalak a szisztematikus bizonytalanságokat jelölik.

tartomány áll a részecskekeltés rendelkezésére. Az $|\eta| < 0{,}5$ tartományban a korrigált és átlagolt eredményeink: $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta = 3{,}48 \pm 0{,}02\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}13\,(\mathrm{syst.})$ és $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta = 4{,}47 \pm$ $\pm\, 0{,}04\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}16\,(\mathrm{syst.})$, NSD eseményekre, rendre $\sqrt{s} = 0{,}9$ és $2{,}36\,\mathrm{TeV}$ esetén. A 0,9 és 2,36 TeV közötti $(28{,}4 \pm 1{,}4 \pm 2{,}6)\%$-os növekedés jelentősen nagyobb a PYTHIA és PHOJET modellek által jósolt 18,5% illetve 14,5%-os növekedésnél.

A mért átlagos transzverzális impulzus és pszeudorapiditás-sűrűség értékeit korábbi kísérletek méréseivel hasonlíthatjuk össze, az ütközés tömegközépponti energiájának függvényében. Alacsony energiákon $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ energiafüggését $\ln s$ egy másodfokú függvényével írhatjuk le. A jelen mérés ebbe a trendbe jól illeszkedik, amint azt a 8.6-bal ábra is mutatja. A 0,9 TeV-nél kapott érték hasonló a p-$\overline{\mathrm{p}}$ ütközésben ugyanezen energián mért adathoz [24].

A $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta|_{\eta\approx 0}$ értékek ütközési energia függése a 8.6-jobb ábrán látható, amely tartalmazza a NAL Bubble Chamber [25], az ISR [26], az UA1 [24], UA5 [22], CDF [27], STAR [28], PHOBOS [29] és ALICE [23] adatait is. Az általunk kapott $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ értékek jól illeszkednek az adatok korábban megfigyelt tendenciájába.

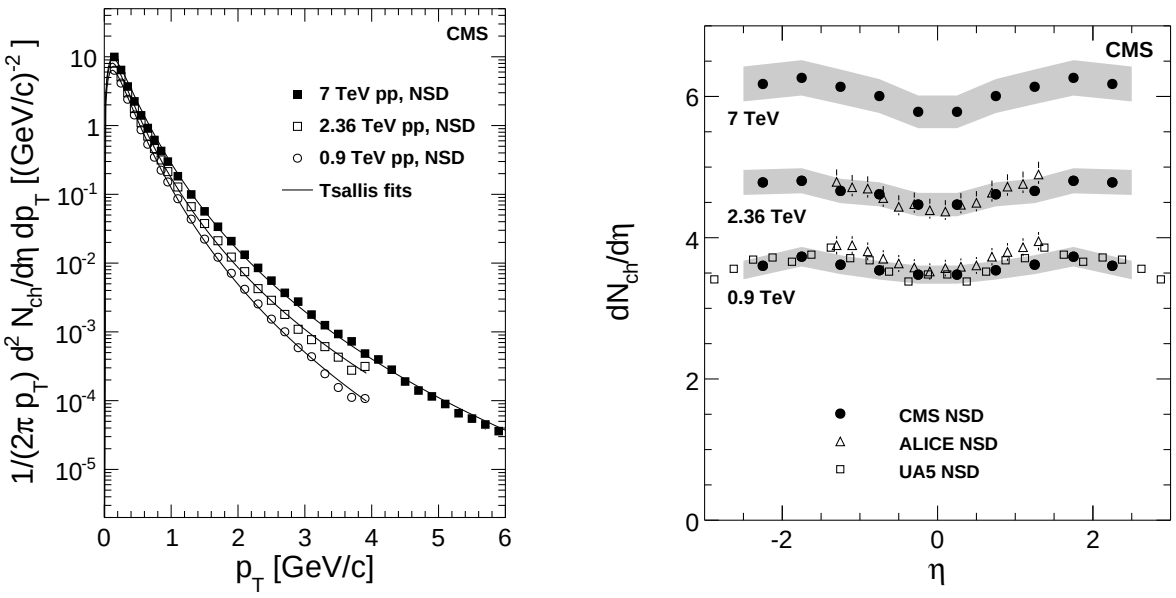


8.7. ábra. Egy rekonstruált $\sqrt{s}$ =7 TeV-es proton-proton ütközés.

A 7 TeV-es adatok ♦ 2010 tavaszán lehetőségünk nyílt a mérést egy magasabb energián, $\sqrt{s}$ = 7 TeV-en elvégezni (8.7 ábra), lényegében az előzőekben leírt körülmények között és módszerekkel. A 0,9 és 2,36 TeV-es méréshez hasonlóan a kapott p_{T} eloszlásokat a Tsallis parametrizációval illesztettük ((8.1) egyenlet). A töltött hadronok $|\eta| < 2{,}4$ tartományban mért p_{T} spektrumát 0,9, 2,36, és 7 TeV energiákra a 8.8-bal ábra mutatja. A mérést nagy p_{T} irányába a szisztematikus hibák növekedése korlátozza. A meredekség reciproka $T = 0{,}145 \pm 0{,}005\,(\mathrm{syst.})$ GeV, a kitevő $n = 6{,}6 \pm 0{,}2\,(\mathrm{syst.})$, $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle = 0{,}545 \pm$ $\pm\, 0{,}005\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}015\,(\mathrm{syst.})$ GeV/c.

A $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ mérések a három használt módszer esetén 1-4%-ra megegyeznek, η-tól függő módon, így a végső eredményekben ezeket megfelelően átlagoltuk. A $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ eloszlásokat a 8.8-jobb ábra mutatja $\sqrt{s} = 0{,}9$, 2,36, és 7 TeV esetén. A CMS eredményeket más kísérletek adataival is összehasonlítjuk. Az ATLAS együttműködés analízisében [33] az események és részecskék válogatása különbözött. Ez az összehasonlítást nehézzé teszi, így ezeket az adatokat nem tüntettük fel.

A töltött hadronok átlagos p_{T}-jének $\sqrt{s}$ függése rendszerint $\ln s$ másodfokú függvényével jól leírható [24]. Amint azt a a 8.9-bal ábra mutatja, a 7 TeV-es mérés jól illeszkedik a görbére. Az $|\eta| < 0{,}5$ tartományban NSD eseményekben a töltött hadronok átlagos sűrűsége $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta = 5{,}78 \pm 0{,}01\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}23\,(\mathrm{syst.})$. A mért $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta|_{\eta\approx 0}$ értékek $\sqrt{s}$ függését a 8.9-jobb ábra mutatja. A $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ értékek meglehetősen meredek emelkedést mutatnak 0,9 és 7 TeV között, melynek mértéke $(66{,}1 \pm 1{,}0\,(\mathrm{stat.}) \pm 4{,}2\,(\mathrm{syst.}))\%$. Kissé más eseményválogatással az ALICE együttműködés hasonló növekedést talált, $(57{,}6 \pm$ $\pm\, 0{,}4\,(\mathrm{stat.})^{+3{,}6}_{-1{,}8}\,(\mathrm{syst.}))\%$ [34]. A mért értékeink eléggé pontosak ahhoz, hogy megfigyelhessük az eseménygenerátorok egyes állítható paramétereinek hatását, valamint meg tud-

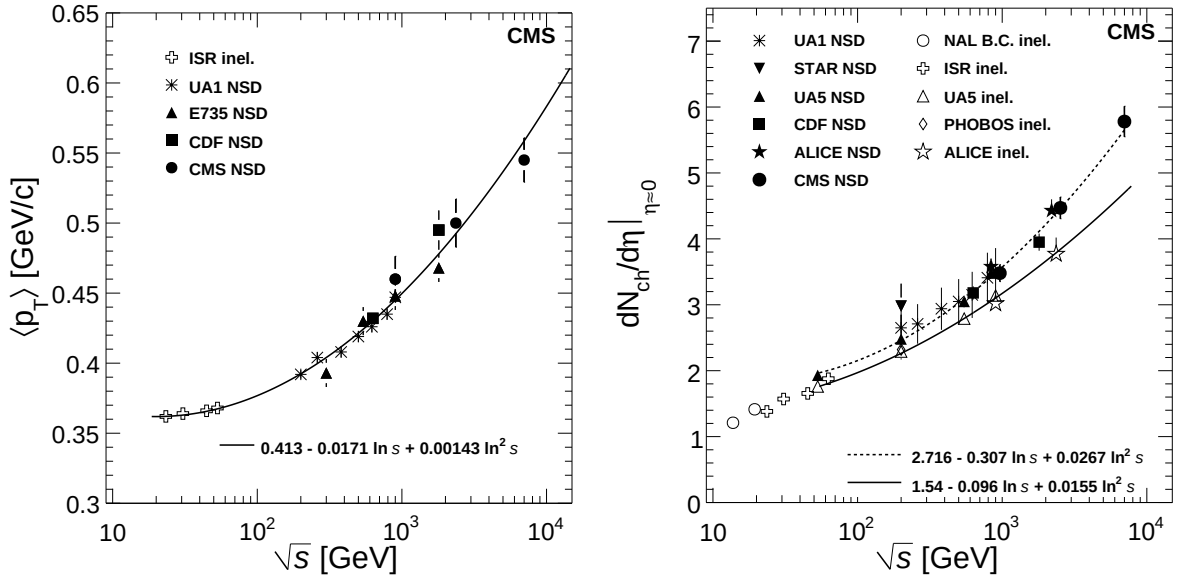


8.8. ábra. Balra: A töltött hadronok hozama NSD eseményekben az $|\eta| < 2{,}4$ tartományban, a p_{T} függvényében, mindhárom vizsgált energián. A szisztematikus hibák a jelek méreténél kisebbek. A folytonos vonalak a (8.1) egyenlet szerinti illesztéseket mutatják. Jobbra: A három kiértékelési módszer eredményeiből átlagolt $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ eloszlások, valamint az UA5 [22] ($\overline{\mathrm{p}}$-p, csak statisztikus hibákkal) és az ALICE [23] (szisztematikus hibákkal) méréseivel való összehasonlítás. Az árnyékolt sávok a CMS adatok szisztematikus bizonytalanságát ábrázolják. A CMS és UA5 adatokat η pozitív és negatív értékeire átlagoltuk.

juk ítélni több modell teljesítményét. A 7 TeV-en mért érték jócskán meghaladja a PHOJET [35, 36] 4,57-es, a PYTHIA DW [37], ProQ20 [38] és Perugia0 [39] tune-ok 3,99, 4,18 és 4,34 értékeit. Ugyanakkor mérésünk közel esik a PYTHIA [40] referenciában megadott paraméterbeállításokkal kapott 5,48-as jóslatához. Hasonlóan jól teljesítenek az analitikus modellek: gluon szaturáció [41] (5,58), vagy más elgondolások [42] (5,78). A töltött hadronok eseménygenerátorokhoz képest mért többlete független η-tól, de a $p_{\mathrm{T}} < 1\,\mathrm{GeV}/c$ tartományban összpontosul. Ezek a különbségek is a szimulációk folytonos fejlesztésének és javításának szükségességére mutatnak rá.

8.7. Összegzés

Töltött hadronok $dN_{\mathrm{ch}}/dp_{\mathrm{T}}$ és $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ eloszlásait mértük meg proton-proton ütközésekben, $\sqrt{s} = 0{,}9$, 2,36 és 7 TeV tömegközépponti energiákon, nem egyszeresen diffraktív kölcsönhatások esetén. A töltött hadronok átlagos transzverzális impulzusa $0{,}46 \pm 0{,}01\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}01\,(\mathrm{syst.})\,\mathrm{GeV}/c$ 0,9 TeV-en, $0{,}50 \pm 0{,}01\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}01\,(\mathrm{syst.})\,\mathrm{GeV}/c$ 2,36 TeV-en, valamint $0{,}545 \pm 0{,}005\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}015\,(\mathrm{syst.})\,\mathrm{GeV}/c$ 7 TeV-en. A $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ mérésében alkalmazott három kiértékelési módszer konzisztens eredményeket adott, ezzel is bizonyítva a CMS nyomkövető rendszerének kiváló teljesítményét és működésének rész-



8.9. ábra. Balra: Töltött hadronok átlagos p_{T}-je az ütközés tömegközépponti energiája függvényében. A CMS adatok az $|\eta| < 2{,}4$ tartományra vonatkoznak. Az ISR [30] (p-p), az E735 [31] ($\overline{\mathrm{p}}$-p), és a CDF [32] ($\overline{\mathrm{p}}$-p) méréseit is ábrázoltuk. A folytonos vonal egy $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle = 0{,}413 - 0{,}0171 \ln s + 0{,}00143 \ln^2 s$ függvényalak görbéje. A CMS adatok hibavonalai tartalmazzák a szisztematikus hibákat is. Jobbra: A $dN_{\mathrm{ch}}/d\eta$ átlagos értéke a központi η tartományban, a tömegközépponti energia függvényében, p-p és $\overline{\mathrm{p}}$-p ütközésekben. NSD és rugalmatlan ütközésekre vonatkozó NAL Bubble Chamber [25] ($\overline{\mathrm{p}}$-p), ISR [26] (p-p), UA1 [24] ($\overline{\mathrm{p}}$-p), UA5 [22] ($\overline{\mathrm{p}}$-p), CDF [27] ($\overline{\mathrm{p}}$-p), STAR [28] (p-p), PHOBOS [29] (p-p), és ALICE [23] (p-p) adatokat is ábrázoltunk. A görbék másodfokú polinomok illesztései rugalmatlan (folytonos vonal) és NSD eseményekre (szaggatott vonal). A hibavonalak tartalmazzák a szisztematikus hibákat is.

letes ismeretét. A töltött hadronok pszeudorapiditás-sűrűsége a központi tartományban ($dN_{\mathrm{ch}}/d\eta|_{|\eta|<0{,}5}$) $3{,}48 \pm 0{,}02\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}13\,(\mathrm{syst.})$ 0,9 TeV-en, $4{,}47 \pm 0{,}04\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}16\,(\mathrm{syst.})$ 2,36 TeV-en, valamint $5{,}78 \pm 0{,}01\,(\mathrm{stat.}) \pm 0{,}23\,(\mathrm{syst.})$ 7 TeV-en. A 0,9 TeV-en kapott eredmények jól egyeznek korábbi $\overline{\mathrm{p}}$-p és p-p ütközések méréseivel. Az új 2,36 és 7 TeV-es mérések a töltött hadronok sűrűségének a vártnál meredekebb energiafüggését mutatják.

Ezekkel a mérésekkel a p-p ütközésekben keletkezett részecskék tulajdonságainak tanulmányozását egy új energiatartományba terjesztettük ki. Az analízisek a hadronok kölcsönhatásait leírni próbáló modellek és eseménygenerátorok folyamatban levő tökéletesítéséhez is fontos adatokkal szolgáltak, hozzájárulva a kis impulzusnál zajló folyamatok dinamikájának megértéséhez.

Irodalomjegyzék

[1] CMS Collaboration, „Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV," JHEP 02 (2010) 041, `arXiv:1002.0621 [hep-ex]`.

[2] I. Cali, T.-J. Kim, Y. Kim, K. Krajczár, Y.-J. Lee, W. Li, C. Loizides, F. Ma, C. Roland, G. Roland, R. Rougny, F. Siklér, H. Snoek, G. Veres, E. Wenger, Y. Yilmaz, and A. Yoon, „Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV and 2.36 TeV," CMS AN 2009/182 (2009) .

[3] CMS Collaboration, „Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV," Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 022002, `arXiv:1005.3299 [hep-ex]`.

[4] I. Cali, Y. Kim, K. Krajczár, Y.-J. Lee, W. Li, F. Ma, C. Roland, G. Roland, F. Siklér, G. Veres, E. Wenger, Y. Yilmaz, and A. Yoon, „Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} =$ 7 TeV," CMS AN 2010/069 (2010) .

[5] F. Siklér and K. Krajczár, „Measurement of charged hadron spectra in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 14$ TeV," CMS AN 2007/021, CMS PAS QCD-07-001 .

[6] F. Siklér, „Towards the measurement of charged hadron spectra in CMS," PoS HIGHPTLHC (2008) 011.

[7] F. Siklér, „Soft probes of high density QCD physics with CMS," J. Phys. G 35 (2008) 044045, `arXiv:0710.1874 [nucl-ex]`.

[8] F. Siklér, „First physics with hadrons and the underlying event at CMS," PoS 2008LHC (2009) 037.

[9] F. Siklér and K. Krajczár, „CMS: minimum bias studies," DESY-PROC-2009-06 (2009) 91–95.

[10] F. Siklér [CMS Collaboration], „Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV," CMS PAPER QCD-09-008 .

[11] F. Siklér [CMS Collaboration], „Highlights from CMS," PoS DIS2010 (2010) 006.

[12] MTA, „Rekord energiájú ütközések az LHC-ben." World wide web electronic publication, 2010. `http://mta.hu/index.php?id=634&tt_news=120753`.

[13] MTA, „Magyar kutatók újabb eredményei a Nagy Hadronütköztetőnél." World wide web electronic publication, 2010. `http://mta.hu/index.php?id=634&tt_news=128362`.

[14] A. Trafton, „Record-breaking collisions." World wide web electronic publication, 2010. `http://web.mit.edu/newsoffice/2010/lhc−results−0205.html`.

[15] CERN Courier, „Let the physics begin at the LHC." World wide web electronic publication, 2010. http://cerncourier.com/cws/article/cern/42317.

[16] CERN Courier, „Workshop looks deep into the proton and QCD." World wide web electronic publication, 2010. http://cerncourier.com/cws/article/cern/43192.

[17] F. Siklér, „Study of clustering methods to improve primary vertex finding for collider detectors," Nucl. Instrum. Meth. A 621 (2010) 526–533, arXiv:0911.2767 [physics.ins-det].

[18] UA5 Collaboration, „Diffraction Dissociation at the CERN Pulsed p p-bar Collider at c.m. Energies of 900 and 200 GeV," Z. Phys. C 33 (1986) 175.

[19] C. Tsallis, „Possible Generalization of Boltzmann-Gibbs Statistics," J. Stat. Phys. 52 (1988) 479–487.

[20] G. Wilk and Z. Włodarczyk, „Power laws in elementary and heavy-ion collisions: A Story of fluctuations and nonextensivity?," Eur. Phys. J. A 40 (2009) 299.

[21] T. S. Biró, G. Purcsel, and K. Ürmössy, „Non-Extensive Approach to Quark Matter," Eur. Phys. J. A 40 (2009) 325–340, arXiv:0812.2104 [hep-ph].

[22] UA5 Collaboration, „Scaling of Pseudorapidity Distributions at c.m. Energies Up to 0.9 TeV," Z. Phys. C 33 (1986) 1–6.

[23] ALICE Collaboration, „First proton-proton collisions at the LHC as observed with the ALICE detector: Measurement of the charged particle pseudorapidity density at $\sqrt{s} = 900$ GeV," Eur. Phys. J. C 65 (2010) 111–125, arXiv:0911.5430 [hep-ex].

[24] UA1 Collaboration, „A Study of the General Characteristics of Proton-Antiproton Collisions at 0.2 to 0.9 TeV," Nucl. Phys. B 335 (1990) 261.

[25] J. Whitmore, „Experimental Results on Strong Interactions in the NAL Hydrogen Bubble Chamber," Phys. Rept. 10 (1974) 273.

[26] Aachen-CERN-Heidelberg-Munich Collaboration, „Charged Particle Multiplicity Distributions in pp Collisions at ISR Energies," Nucl. Phys. B 129 (1977) 365.

[27] CDF Collaboration, „Pseudorapidity distributions of charged particles produced in $\bar{p}p$ interactions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV," Phys. Rev. D 41 (1990) 2330.

[28] STAR Collaboration, „Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in pp, d+Au and Au+Au Collisions from STAR," Phys. Rev. C 79 (2009) 034909, arXiv:0808.2041 [nucl-ex].

[29] PHOBOS Collaboration, „Pseudorapidity distributions of charged particles in d+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV," J. Phys. G 30 (2004) S1133, `arXiv:nucl-ex/0403033`.

[30] A. Rossi, G. Vannini, A. Bussiere, E. Albini, D. D'Alessandro, *et al.*, „Experimental Study of the Energy Dependence in Proton Proton Inclusive Reactions," Nucl. Phys. B 84 (1975) 269.

[31] E735 Collaboration, „Multiplicity dependence of the transverse momentum spectrum for centrally produced hadrons in antiproton-proton collisions at $\sqrt{s} =$ 1.8 TeV," Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 1622.

[32] CDF Collaboration, „Transverse momentum distributions of charged particles produced in $\bar{p}p$ interactions at $\sqrt{s} = 630$ GeV and 1800 GeV," Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 1819.

[33] ATLAS Collaboration, „Charged-particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} =$ 900 GeV measured with the ATLAS detector at the LHC," Phys. Lett. B 688 (2010) 21–42, `arXiv:1003.3124 [hep-ex]`.

[34] ALICE Collaboration, „Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ALICE at LHC," Eur. Phys. J. C 68 (2010) 345–354, `arXiv:1004.3514 [hep-ex]`.

[35] F. W. Bopp, R. Engel, and J. Ranft, „Rapidity gaps and the PHOJET Monte Carlo, version 1.12-35," `arXiv:hep-ph/9803437`.

[36] R. Engel, J. Ranft, and S. Roesler, „Hard diffraction in hadron-hadron interactions and in photoproduction," Phys. Rev. D 52 (1995) 1459, `arXiv:hep-ph/9502319`.

[37] R. Bernhard *et al.*, „Proceedings of the First International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC (MPI08)," `arXiv:1003.4220 [hep-ex]`.

[38] A. Buckley *et al.*, „Systematic event generator tuning for the LHC," Eur. Phys. J. C 65 (2010) 331, `arXiv:0907.2973 [hep-ph]`.

[39] P. Z. Skands, „The Perugia Tunes," `arXiv:0905.3418 [hep-ph]`.

[40] A. Moraes, C. Buttar, and I. Dawson, „Prediction for minimum bias and the underlying event at LHC energies," Eur. Phys. J. C 50 (2007) 435.

[41] E. Levin and A. H. Rezaeian, „Gluon saturation and inclusive hadron production at LHC," `arXiv:1005.0631 [hep-ph]`.

[42] A. K. Likhoded, A. V. Luchinsky, and A. A. Novoselov, „Light hadron production in semi-inclusive *pp*-scattering at LHC," `arXiv:1005.1827 [hep-ph]`.

9. fejezet

Energiaveszteség-ráta becslése – lineáris kombináció

Egy töltött részecske detektorban hagyott beütéseinek – az egyes energialeadásainak – mérésével a sebességfüggő dE/dx érték becsülhető. Az eddig széles körben alkalmazott levágott átlagolás (*truncated mean*) a súlyozott átlagok körében tovább javítható, így a felbontás akár 15%-kal is jobb lehet. A módszer mind a szilícium-alapú detektorokra, mind a gáztöltésű kamrákra működik. A részletesebb vizsgálatok során – az optimális súlyok meghatározása mellett – több érdekes kapcsolatra is fény derül: bizonyos estekben miért annyira sikeres a levágott átlagolás; mikor javítható a súlyozott átlagolás *maximum likelihood* módszerekkel.

Az eredményeket ismertető cikkem [1] a Nucl. Instum. Meth. A folyóiratban jelent meg.[1]

9.1. Bevezető

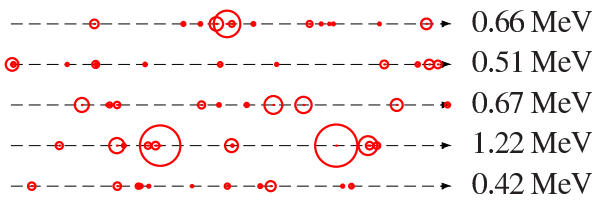
A töltött részecskék azonosítása a részecske- és magfizika több területén alapvető fontosságú: részecskék eloszlásai, korrelációk, rezonanciák bomlástermékeinek kiválasztása, ritka folyamatok hátterének csökkentése [2, 3, 4]. Mind a félvezető, mind a gáztöltésű nyomkövető detektorokat felhasználhatjuk részecskeazonosításra, vagy a hozamok meghatározására, ha a részecskepálya mentén keltett beütéseket, energialeadásokat megfelelően feldolgozzuk. Amíg a gázdetektorok esetén széles impulzustartomány érhető el [5, 6], a félvezetőknél gyakorlatilag hiányzik az átlagos energiaveszteség-ráta logaritmikus emelkedése nagy impulzusnál, így csak a minimum ionizálási tartomány alatti rész hozzáférhető [7, 8]. Ebben a tanulmányban két gyakoran használt anyagot, a szilíciumot és a neont vizsgáljuk.

[1] A kezdeti vizsgálatokban egy hallgató is részt vett (TDK dolgozat, 2009), így a végső cikken az ő neve is szerepel.

dc_245_11

A töltött részecskék anyagban való energiavesztesége bonyolult folyamat. Részletes leírást a [9, 10] referenciákban találhatunk. Az itt közölt számolások mind Monte Carlo módszereken alapulnak. Bár a részecske által elvesztett és a detektorban leadott energia rendszerint különbözik, ezeket az elnevezéseket a következőkben felváltva fogjuk használni. Az is világos, hogy a detektorban kiolvasott energia is változik a jelenlevő zajok és a digitalizálás hatásai miatt.

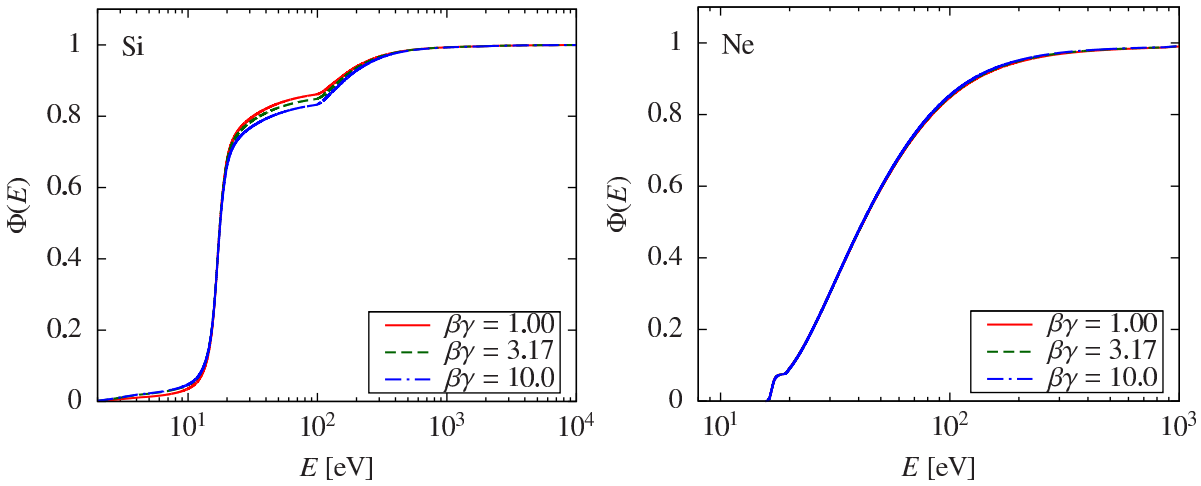
9.2. Szimuláció



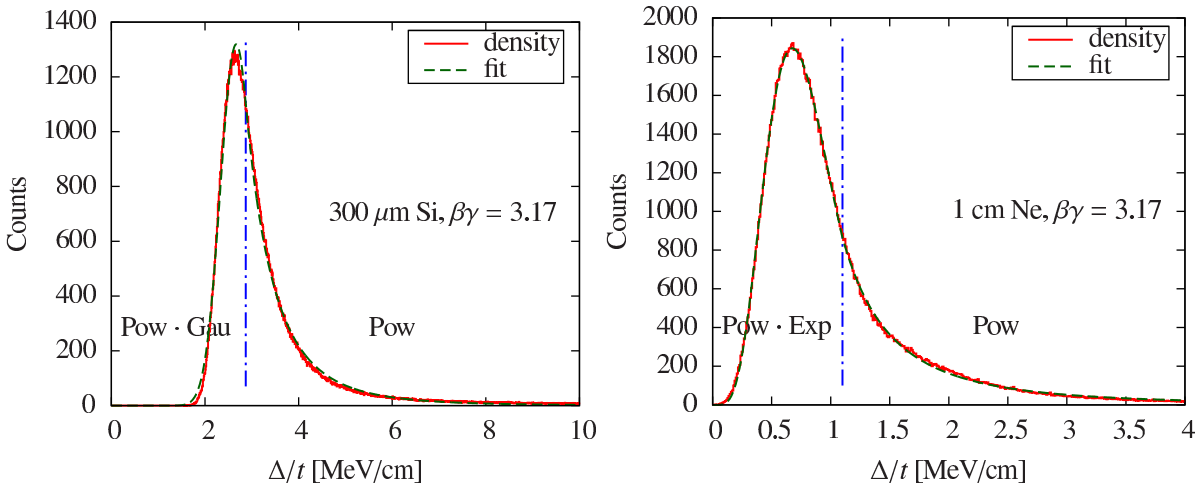
9.1. ábra. Öt töltött részecske 1 cm neonon való áthaladásának szimulációja, $\beta\gamma = 3{,}17$ esetén. A körök helyei a pályamenti (vízszintes szaggatott vonal) ütközéseket jelölik. Sugaruk arányos az ott elvesztett energiával. A vonalak végén az adott szakaszon elvesztett teljes energiát tüntettük fel.

Ha egy töltött részecske anyagon halad át, a sok ütközés folytán energiát veszít. A bejövő részecske pályája mentén történő energialeadás a részecske $\beta\gamma = p/m$ értékének függvénye, továbbá függ a keresztezett anyag tulajdonságaitól. A $p(\Delta|t)$ feltételes valószínűséget – Δ energia leadása adott t úthosszon – minden részletre kiterjedő mikroszkopikus szimulációval építhetjük fel. Az ütközések egységnyi úthosszra eső átlagos Σ száma megadja a két ütközés közti átlagos szabad úthosszat. A következő ütközésig hátralevő távolságot egy exponenciális eloszlású véletlenszámmal sorsoltuk ki, melynek paramétere Σ. Adott t anyagvastagság esetén az egymásutáni ütközések létrehozását addig folytattuk, amíg a teljes vastagságot el nem értük. (Az eljárás Poisson-eloszlású ütközési számokat eredményez.) A teljes Δ energiaveszteség az egyes energialeadások összege (9.1 ábra). Az egyes ütközések energiaspektruma $\Phi(E)$ (kumulatív) eloszlásfüggvényének inverzét szilíciumra a Bethe-Fano elméletből vettük [11, 12], neonra pedig a Fermi-féle virtuális foton elméletet használtuk [13, 14]. A függvényeket a két esetben a 9.2 ábra mutatja, értékeik megegyeznek a [9] és [15] referenciában kapottakkal. Ezeket a függvényeket használtuk az egyes energiaveszteségek véletlenszerű előállítására. Mind az eloszlásfüggvény inverzét, mind az átlagos ütközések számát a táblázatokbban megadott értékek természetes spline interpolációjával kaptuk, energia és $\beta\gamma$ változók szerint. További részletek és számértékek a [9, 10, 15] referenciákban találhatók.

Számos adat-elmélet összehasonlításon keresztül megmutatható [15], hogy a fenti számolások helyesen adják vissza méréseket. Az ionizációs görbe jósolt szélessége, valamint a legvalószínűbb energiaveszteség helye – a mérési hibákon belül – a [16]-ban és máshol publikált adatokkal jól egyezik. A mérések súlyozott átlagának optimalizálásához ez a pontosság bőven elegendő. A számolás végeredményei sima, de aszimmetrikus sűrűségfüggvények, hosszú farokkal (9.3 ábra, folytonos vonalak). A detektor és a kiolvasás zaját úgy vettük figyelembe, hogy a minden beütéshez egy 3 keV és 0,01 keV szórású gaussos



9.2. ábra. Az egyes ütközések $\Phi(E)$ kumulatív energiaveszteség eloszlásai szilíciumban (balra) és neonban (jobbra), több $\beta\gamma$ érték mellett.



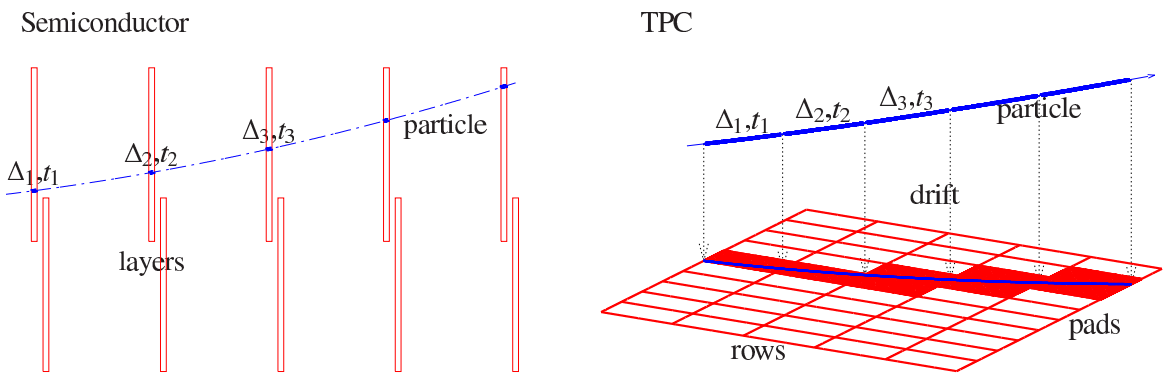
9.3. ábra. Energiaveszteség-eloszlások 300 μm vastag szilíciumra (balra) és 1 cm neonra (jobbra), $\beta\gamma =$ $= 3{,}17$ mellett. A sűrűségfüggvényt (folytonos vonal) elmélet által motivált illesztésekkel (szaggatott vonalak) együtt mutatjuk. Egy bizonyos Δ/t érték felett, melyet a függőleges szaggatott-pontozott vonal jelöl, hatványfüggvényt, alatta hatványfüggvény és Gauss-eloszlás szorzatát (szilícium), vagy hatványfüggvény és exponenciális szorzatát (neon) használtuk. Ezeket a részleteket az „Univerzalitás, összefüggések” bekezdésben használjuk fel (9.6 szakasz).

véletlenszámot adtunk hozzá, a szilícium illetve a neon esetében. A zajfüggést majd az „Egyéb meggondolások” bekezdésben vizsgáljuk tovább (9.6 szakasz).

9.3. A levágott átlag

Többféle lehetőségünk van egy töltött részecske energiaveszteség-rátájának meghatározására. Ha kezünkben lenne az energialeadás egy számolható, analitikus modellje támaszkodhatnánk fejlett maximum likelihood módszerekre (11. fejezet). Ugyanakkor,

dc_245_11



9.4. ábra. Egy részecskepálya vázlata félvezető- (balra) és gázdetektorban (jobbra). A mért pályaszakaszokat, beütéseket vastag (kék) szakaszok jelzik. A részletek a 9.3 szakaszban találhatók.

különösen a berendezések működésének első szakaszában, a részecske-detektorokat még nem tudjuk annyira beállítani, működésüket megérteni, hogy egy ilyen nagy precizitást igénylő eljárást alkalmazhassunk.

Az egyik robusztus és egyszerű becslő (*estimator*) az ún. levágott átlag, melyet már régóta használnak gázzal töltött kamrák kiértékelése során [17, 18]. Ez a becslő elfogult (*biased*), de lecsökkenti az energiaveszteség-eloszlás hosszú farkában ülő nagy energialeadások hatását. Ennek érdekében az egy részecskére vonatkozó energiaveszteségek közül a mérések felső 30-60%-át (és néha az alsó 0-10%-át) eldobják és csak a megmaradt értékeket átlagolják, egyenlő súlyokkal. Vizsgálatok azt mutatják, hogy öt, vagy akár négy rétegnyi szilícium-alapú detektorral is 10%-os energiaveszteség-ráta felbontást érhetünk el [7], ha levágott átlagolás módszerét használjuk.

Félvezetők esetén az érzékeny detektorelemeket rétegekbe rendezik (9.4-bal ábra). A töltött részecske áthaladása után a keltett elektronokat és/vagy lyukakat elektromos térrel egy pixel- vagy csík-geometriával rendelkező kiolvasó síkra küldjük (*drift*). Gázdetektorokban a kamra térfogatában keltett elektronokat kiolvasó lapocskákra tereljük, példaként egy időprojekciós kamrát mutatunk a 9.4-jobb ábrán. A pixelek egy-, valamint a csíkok, lapocskák kétdimenziós csoportosítása során mindkét esetben klasztereket kapunk, melyek töltése megfelel az eredeti pályaszakaszokon leadott energiának, azzal arányosnak tekinthető.

Jelölje Δ_i a leadott energiát, t_i pedig az úthosszat a részecske i-edik mért szakaszán.[2] Egy szakaszra az energiaveszteség-ráta $y_i \equiv \Delta_i/t_i$. A méréseket sorba rendezzük: $y_i \leq \leq y_{i+1}$, ha a mért szakaszok száma n ($i = 1, 2, \ldots, n$). A becslés

$$y = \frac{\sum_{i=1}^{n} w_i y_i}{\sum_{i=1}^{n} w_i}, \tag{9.1}$$

[2] Ezeket a mért szakaszokat gyakran térbeli pontoknak hívják a gázdetektorok, és beütéseknek a szilícium-alapú detektorok esetén, de itt csak pályaszakaszként, vagy szakaszként, fogjuk őket említeni.

ahol a w_i számok a súlyok. Ha csak az energiaveszteségek alsó felét használjuk – ez a (0%,50%)-os levágás – a súlyok a következők:

$$w_i = \begin{cases} 0, & \text{ha } 2i > n+1 \\ 1/2, & \text{ha } 2i = n+1 \\ 1, & \text{ha } 2i < n+1. \end{cases} \tag{9.2}$$

A fejezet további részében az *50%-os levágott átlag* alatt ezt a kifejezést fogjuk érteni. A következő diszkusszió során állandó t_i értékekkel dolgozunk, de a változó úthosszak kezelését a 9.5 szakaszban megvitatjuk.

9.4. Súlyozott átlagok

A fenti becslést általánosíthatjuk és a súlyokat optimalizálhatjuk. Az általánosítás kétféle lehet. Egyrészt az 50%-os levágott átlag helyett a bővebb súlyozott átlagot vehetjük, ahol a súlyok nem csak 0, 1/2 és 1 értékeket vehetnek fel. Másrészt lehetséges, hogy a súlyozott átlaggal jobb teljesítményt érhetünk el, ha az y_i értékek helyett azok egy $x_i = R(y_i)$ monoton függvényét használjuk az átlagolás során. Világos, hogy a transzformált értékek is rendezettek lesznek: $x_i \leq x_{i+1}$. Tekintsük az n mérés lineárkombinációját:

$$y = R^{-1}\left(\sum_{i=1}^{n} w_i R(y_i)\right), \qquad R(y) \equiv x = \sum_{i=1}^{n} w_i x_i, \tag{9.3}$$

ahol $\sum_{i=1}^{n} w_i = 1$. A következőkben két esetet fogunk tovább vizsgálni. Ha R az identitás, visszakapjuk a súlyozott számtani közepet, az $R(y) = \log y$ esetében pedig a súlyozott mértani közepet. Amíg az előbbi választás a legegyszerűbb, a mértani közép is hasznos lehet, mert az energiaveszteség eloszlása jól közelíthető egy lognormális eloszlással. Emiatt a $\log(y)$ eloszlása az y hosszú farkú eloszlásánál szimmetrikusabb.

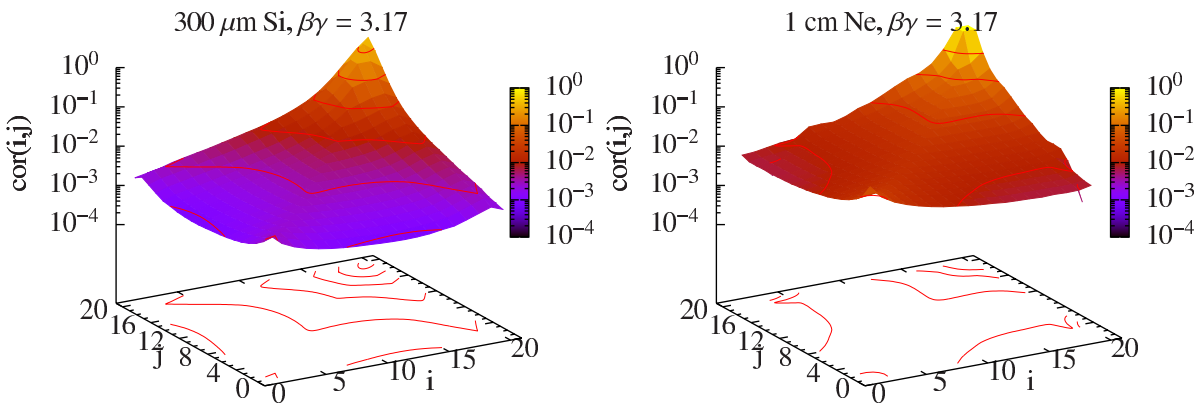
Igazából az R transzformációs függvény optimalizálása koronázhatná meg ezt a tanulmányt, de ez a feladat korántsem egyszerű. Másrészt a számtani és a mértani közép egyaránt a hatványátlagok speciális esetei ($R(y) = y^p$), $p = 1$ és $p \to 0$ választással:

$$y_{\text{arith}} = \sum w_i y_i, \qquad y_{\text{geom}} = \exp\left(\sum w_i \ln y_i\right),$$

valamint még ide sorolhatjuk a $p = -\infty$ (minimum) és a $p = \infty$ (maximum) különleges eseteket is.

Az optimalizálás célja ♦ A könnyebb részecskeazonosítás és a hozamok pontos meghatározása érdekében a becslésre használt mennyiség eloszlásának minél keskenyebbnek és az átlagos energiaveszteség megváltozására érzékenynek kell lennie. Ha a részecske impulzusát és tömegét megváltoztatjuk, a leadott energia is megfelelő módon változik. Egy

dc_245_11



9.5. ábra. Az (i, j) energialeadások korrelációs mátrixa 300 μm szilícium (balra) és 1 cm neon (jobbra) esetén, $\beta\gamma = 3{,}17$ mellett, ha a pályán 20 mért szakaszunk van.

kis eltérést úgy modellezhetünk, hogy a pálya minden egyes energialeadását megszorozzuk egy $1 + \alpha$ faktorral, ahol α kicsi. Ha a becslés eloszlása a gaussoshoz közeli (m átlag, σ szórás), várható értéke eltolódik. A kezdeti és a megváltoztatott eloszlás közti távolság, a szétválás (*separation power*), a szórás egységeiben:

$$\frac{1}{\sigma}\frac{\partial m}{\partial \alpha}.$$

A számtani közép esetén a becslés lineáris, $\partial m/\partial\alpha = m$, így a σ/m relatív felbontást kell minimalizálnunk („Súlyozott számtani közép” bekezdés). A mértani középnél a szorzás egy α-val való eltolást jelent, így a σ abszolút felbontást kell minimalizálni („Súlyozott mértani közép” bekezdés).

Az i-edik sorba rendezett mérés várható értéke, valamint az i-edik és j-edik mérés kovarianciája központi szerepet játszik az optimalizálásban:

$$m_i = \langle x_i \rangle, \qquad V_{ij} = \langle x_i x_j \rangle - \langle x_i \rangle \langle x_j \rangle.$$

m_i-et és V_{ij}-t a 9.2 szakaszban ismertetett szimuláció segítségével kiszámíthatjuk. A szilíciumra és neonra vonatkozó korrelációs mátrixokat a 9.5 ábra mutatja, adott anyagvastagság és $\beta\gamma$ választása esetén, 20 mért pályaszakasz mellett. A nagy energialeadások erősen korreláltak, így kevesebb információt tartalmaznak, emiatt a többi szakasznál kisebb súllyal fognak szerepelni. A $\sum_{i=1}^{n} w_i x_i$ súlyozott összeg ((9.3) egyenlet) várható értéke és szórásnégyzete

$$m = \sum_{i=1}^{n} m_i w_i, \qquad \sigma^2 = \sum_{i,j=1}^{n} w_i V_{ij} w_j. \tag{9.4}$$

Az optimális súlyokkal nem csak az energiaveszteség-ráta, hanem annak szórása is becsülhető, amely mindenképpen előny a levágott átlag, vagy más egyszerű átlagokkal szemben. A kapott súlyoknak akkor van gyakorlati haszna, ha azok – a mérések számának széles tartományában – érzéketlenek a $\beta\gamma$ értékére és az anyagvastagságra. A következőben megmutatjuk, hogy valóban ez a helyzet.

Súlyozott számtani közép ♦ Célunk a relatív felbontás

$$\frac{\sigma}{m} = \frac{\sqrt{\boldsymbol{w}^T V \boldsymbol{w}}}{\boldsymbol{m}\boldsymbol{w}}, \tag{9.5}$$

minimalizálása a $\boldsymbol{w}$ súlyok változtatásával. (Itt vektor- és mátrix-jelölésre váltottunk, $\boldsymbol{w}^T$ a $\boldsymbol{w}$ oszlopvektor transzponáltja.) Ezen mennyiség négyzete

$$q(\boldsymbol{w}) = \frac{\boldsymbol{w}^T V \boldsymbol{w}}{(\boldsymbol{w}^T \boldsymbol{m})(\boldsymbol{m}^T \boldsymbol{w})} = \frac{\boldsymbol{w}^T V \boldsymbol{w}}{\boldsymbol{w}^T M \boldsymbol{w}}.$$

A jobb oldalon álló kifejezés egy Rayleigh-hányados, $M = \boldsymbol{m} \otimes \boldsymbol{m}^T$ egy diád. Az első variációra

$$\delta q = \frac{\delta[\boldsymbol{w}^T (V - qM) \boldsymbol{w}]}{\boldsymbol{w}^T M \boldsymbol{w}}.$$

A q-t minimalizáló $\boldsymbol{w}$ vektornak ki kell elégítenie a $\delta q = 0$ egyenletet, így a $V\boldsymbol{w} = qM\boldsymbol{w}$ összefüggést, melyet átrendezve kapjuk:

$$\boldsymbol{w} = q(V^{-1}\boldsymbol{m})(\boldsymbol{m}^T \boldsymbol{w}).$$

Itt a $\boldsymbol{w}$ és $V^{-1}\boldsymbol{m}$ vektoroknak párhuzamosaknak kell lenniük. Ha a súlyok összegének 1-et kell adnia, az optimális súlyok

$$\boldsymbol{w} = \frac{V^{-1}\boldsymbol{m}}{\boldsymbol{1}^T V^{-1} \boldsymbol{m}}, \tag{9.6}$$

ahol $\boldsymbol{1}$ egy egyesekből álló oszlopvektor. A relatív felbontás a minimumban:

$$\min\left(\frac{\sigma}{m}\right) = \sqrt{q} = \frac{1}{\sqrt{\boldsymbol{m}^T V^{-1} \boldsymbol{m}}}. \tag{9.7}$$

A súlyokra való érzékenységet a Hesse-mátrix segítségével kaphatjuk, amely

$$H = 2\frac{V - qM}{(\boldsymbol{w}^T \boldsymbol{m})(\boldsymbol{m}^T \boldsymbol{w})}.$$

Mivel a minimumban $H\boldsymbol{w} = \boldsymbol{0}$, a Cramer-szabály miatt $\det H = 0$, ezért H szinguláris. A relatív felbontás 1%-os növekedésének megfelelő érzékenységet ezért a következő módon jellemezhetjük:

$$\Delta w_i = \sqrt{10^{-2} \cdot 2q/H_{ii}}. \tag{9.8}$$

Súlyozott mértani közép ♦ Célunk a σ^2 szórásnégyzet minimalizálása, a $\sum_i w_i = 1$ kényszerrel. A minimalizálandó kifejezés

$$q(\boldsymbol{w}) = \boldsymbol{w}^T V \boldsymbol{w} + \lambda\left(\boldsymbol{1}^T \boldsymbol{w} - 1\right). \tag{9.9}$$

dc_245_11

ahol λ egy Lagrange-féle multiplikátor. A minimumban egy lineáris egyenletrendszert kell megoldanunk,

$$2V\boldsymbol{w} + \lambda\mathbf{1} = \mathbf{0}, \qquad \mathbf{1}^T\boldsymbol{w} - 1 = 0,$$

vagy mátrix jelöléssel

$$H\begin{pmatrix}\boldsymbol{w}\\ \lambda\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\mathbf{0}\\ 1\end{pmatrix}, \qquad H = \begin{pmatrix}2V & \mathbf{1}\\ \mathbf{1}^T & 0\end{pmatrix},$$

ahol H a q-hoz tartozó Hesse-mátrix. A blokkos szerkezetű H mátrix invertálható:

$$H^{-1} = \frac{1}{\mathbf{1}^TV^{-1}\mathbf{1}}\begin{pmatrix}-V^{-1} - V^{-1}\mathbf{1}\mathbf{1}^TV^{-1} & V^{-1}\mathbf{1}\\ \mathbf{1}^TV^{-1} & -2\end{pmatrix}$$

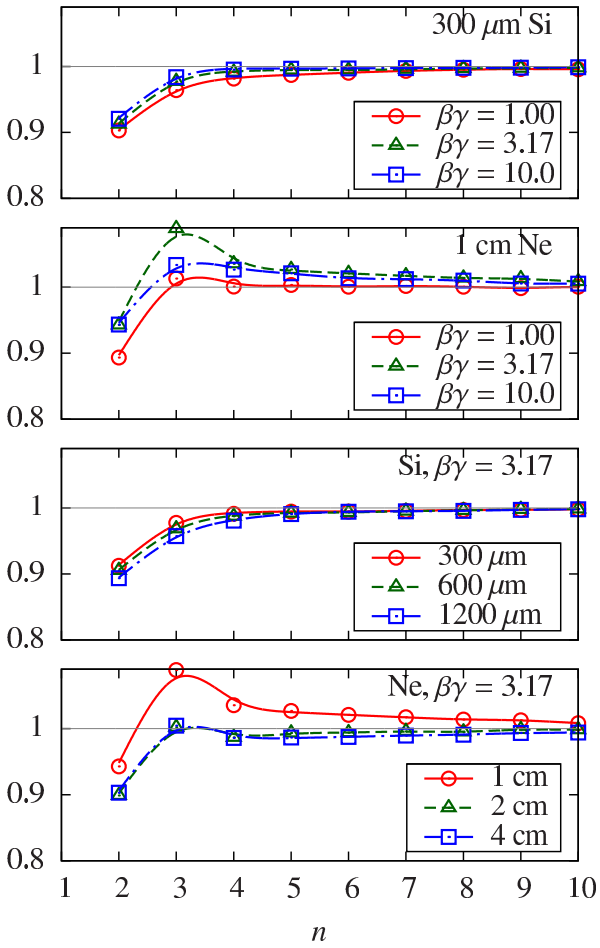
és az egyenletrendszert megoldhatjuk. Az optimális súlyok

$$\boldsymbol{w} = \frac{V^{-1}\mathbf{1}}{\mathbf{1}^TV^{-1}\mathbf{1}}, \tag{9.10}$$

a multiplikátor pedig $\lambda = -2/(\mathbf{1}^TV^{-1}\mathbf{1})$. A (9.6) és (9.10) egyenletek szerkezete hasonló. A szórás értéke a minimumban

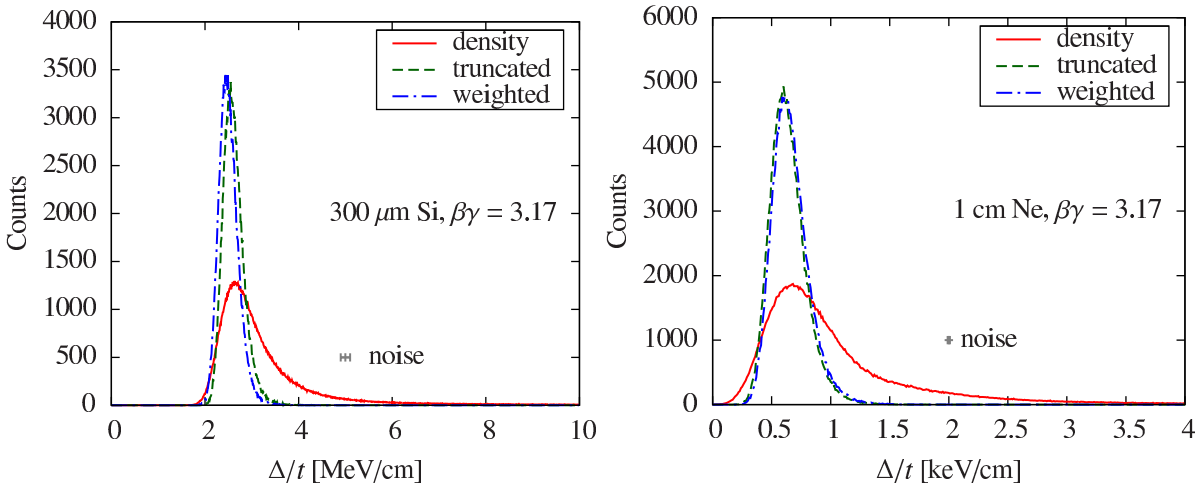
$$\min(\sigma) = \frac{1}{\sqrt{\mathbf{1}^TV^{-1}\mathbf{1}}}, \tag{9.11}$$

amely egyben a visszatranszformált $\exp(x) \equiv \equiv y$ relatív felbontása is. A súlyok – a relatív felbontás 1%-os növekedéséhez tartozó – érzékenysége a fentiekhez hasonló módon kapható.



9.6. ábra. Fentről lefelé: normalizáló faktorok 300 μm szilícium és 1 cm neon esetén, többféle $\beta\gamma$ érték mellett; normalizáló faktorok $\beta\gamma = 3{,}17$ mellett szilíciumra és neonra, különféle anyagvastagságok mellett. A berajzolt vonalak a könnyebb megértést segítik.

A súlyok átskálázása ♦ A kapott súlyok a számtani és a mértani közepek esetében is a mérési pontok n számának függvényei. Ugyanakkor a közepek várható értékei és szórásai is függenek n-től. Hogy megszüntessük a várható érték függését, a súlyokat az $n \to \infty$ határesethez normáljuk. A szükséges normálási faktorokat a 9.6 ábra mutatja. Látszik, hogy az értékek gyorsan 1-hez tartanak. Még alacsony számú mérési pont esetén is ($n \leq 4$) elmondhatjuk, hogy a faktorok meglehetősen függetlenek $\beta\gamma$-tól és az anyagvastagságtól, különösen a szilícium esetében.



9.7. ábra. Energiaveszteség-eloszlások összehasonlítása 300 μm szilícium (balra) és 1 cm neon (jobbra) esetén, $\beta\gamma = 3{,}17$ mellett, ha a pályának 6 mért szakasza van. A sűrűségfüggvényt (folytonos vonal), az 50%-os levágott átlagot (szaggatott vonal) és a súlyozott számtani közép eloszlását (szaggatott-pontozott vonal) ábrázoltuk, az optimalizálás után. A vízszintes szakasz a zaj nagyságát jellemzi (3 keV szilíciumra, 0,01 keV neonra).

9.5. A súlyozott közép különböző úthosszak esetén

Eddig feltételeztük, hogy az egyes mért pályaszakaszok hossza ugyanaz. A valós pályák esetén az úthosszak a mágneses térbeli elhajlás és a detektorelemek változatos elhelyezése miatt különfélék lehetnek. A mért energiaveszteségeket egy referencia-úthosszra korrigálhatjuk. A Δ energiaveszteség eloszlása függ a részecske β sebességétől, és a keresztezett anyag t vastagságától. Jó közelítéssel a legvalószínűbb Δ_p energiaveszteségre [9]:

$$\Delta_p = \xi \left[\ln \frac{2mc^2\beta^2\gamma^2\xi}{I^2} + 0{,}2000 - \beta^2 - \delta \right], \tag{9.12}$$

ahol

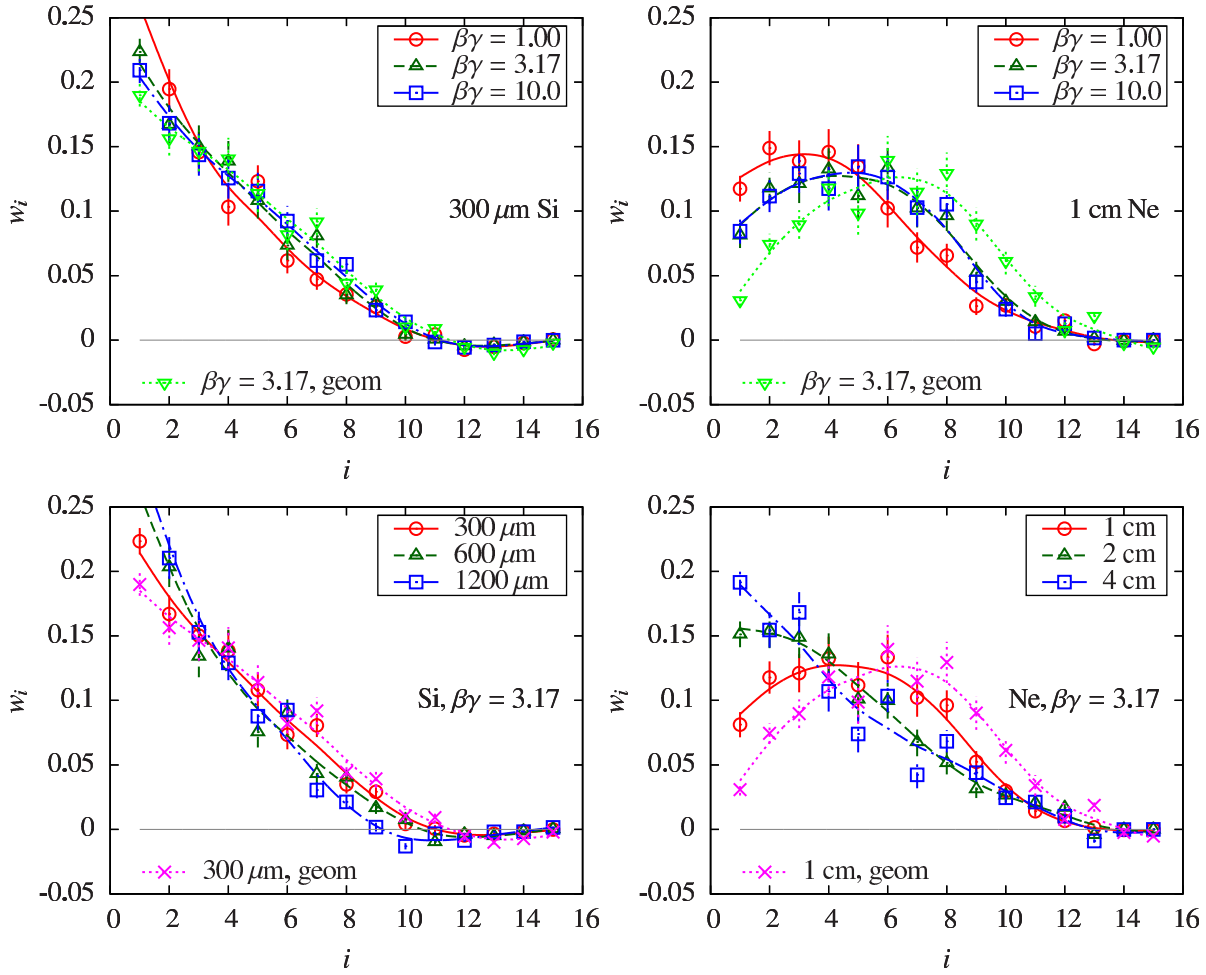
$$\xi = \frac{K}{2} z^2 \frac{Z}{A} \rho \frac{t}{\beta^2} \tag{9.13}$$

a Landau paraméter; $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0{,}307\,075$ MeV cm^2/mol; z a részecske töltése elektrontöltés egységekben; Z, A és ρ az anyag rendszáma, atomszáma és sűrűsége [19]. Tekintsük az $y = \Delta/t$ mennyiség eloszlását egy adott részecskére, vagyis adott β-nál. Az eloszlás Γ_Δ félértékszélessége kissé függ t-től, ennek ellenére a legvalószínűbb y_p értéket t segítségével eltolhatjuk:

$$y_p(t) = y_p(t_0) + \frac{K}{2} z^2 \frac{Z}{A} \rho \frac{\ln(t/t_0)}{\beta^2}, \tag{9.14}$$

ahol t_0 a referencia-úthosszat jelöli. Ilyen módon a t függést csökkenthetjük, ha minden egyes mérést $y(t_0)$-re korrigálunk. A transzformáláshoz szükséges β-t az eredeti y értékekből becsülhetjük.

dc_245_11

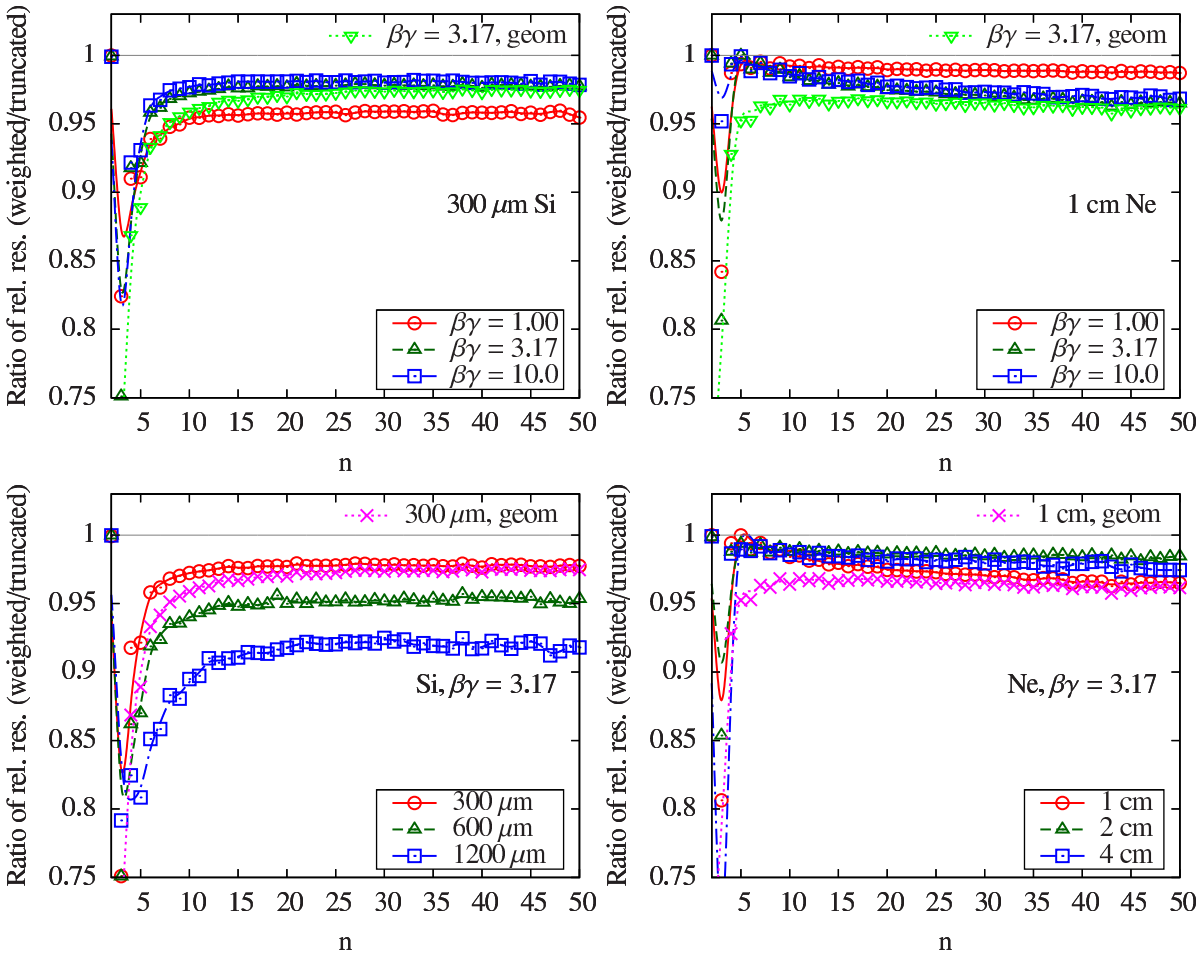


9.8. ábra. Optimális súlyok 300 μm szilíciumra (balra felül) és 1 cm neonra (jobbra felül). Az értékeket $\beta\gamma = 1{,}00$, 3,17 és 10,0 esetén adtuk meg. A $\beta\gamma = 3{,}17$ esetén, 300, 600 és 1200 μm vastag szilíciumra (balra alul), valamint 1, 2 és 4 cm neonra (jobbra alul) kapott optimális súlyok is láthatók. Minden eredmény 15 mért szakasszal rendelkező pályákra vonatkozik ($i = 1, \ldots, 15$). Összehasonlításképpen a mértani középpel kapott súlyokat is ábrázoltuk (csúcsukra állított háromszögek és keresztek). A berajzolt vonalak a könnyebb megértést segítik.

9.6. Eredmények

A részecskék azonosítása és hozamuk meghatározása különösen nehéz azoknál az impulzusoknál, ahol a különböző részecskék energiaveszteség-rátái egymáshoz közel esnek. Hadronok esetében a pion-kaon felbontás problematikus 0,8 GeV/c felett, míg a pion-proton esetben 1,6 GeV/c felett. Így a számunkra fontos $\beta\gamma$ tartomány $1 - 10$ közé esik.

Ebben a tanulmányban példaképpen olyan töltött részecskéket vizsgálunk, melyekre $\beta\gamma = 1{,}00$, 3,16 és 10,0, mért pályaszakaszaik száma pedig $2 - 50$. A félvezető és a gáztöltésű detektorokkal is foglalkozunk: a szilíciumra a 300, 600 és 1200 μm, a neonra az 1, 2 és 4 cm vastagságokkal számoltunk. Minden egyes vizsgálatban egymillió szimulált részecskét használtunk. (Hogy a számolásokat felgyorsítsuk, előzetesen több millió 300 μm-os (szilícium) és 1 cm (neon) pályaszakaszokon történő energialeadásokat gene-



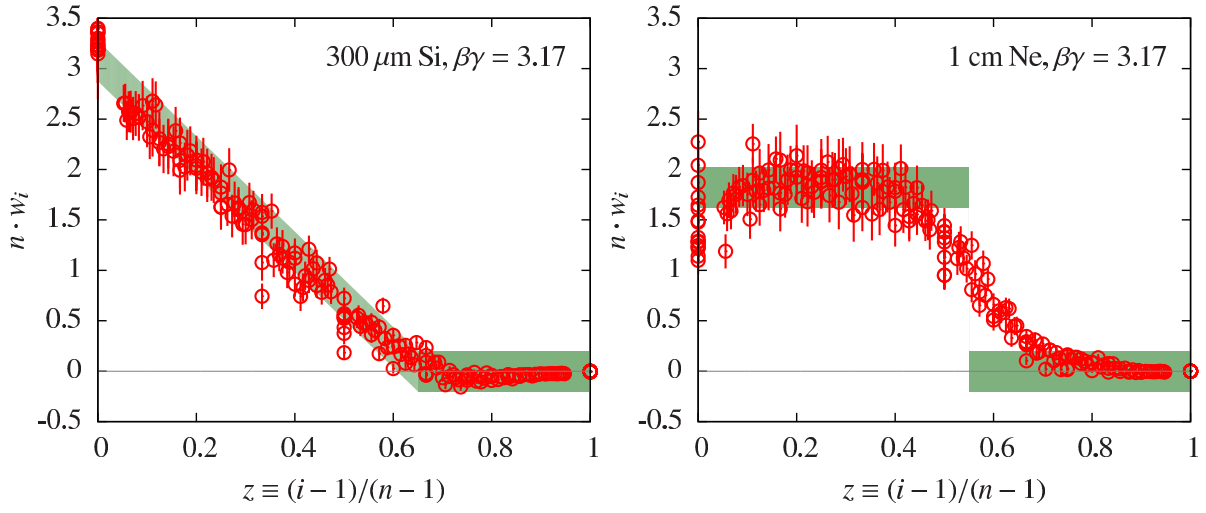
9.9. ábra. A javított becslés teljesítménye. A relatív felbontások aránya a mért szakaszok n számának függvényében: 300 μm szilíciumra (balra felül), és 1 cm neonra (jobbra felül), többféle $\beta\gamma$ mellett; szilíciumra (balra alul) és neonra (jobbra alul), $\beta\gamma = 3{,}17$ esetén, többféle vastagság mellett. Összehasonlításképpen a súlyozott mértani közép teljesítményét is feltüntettük (csúcsukra állított háromszögek és keresztek). A berajzolt vonalak a könnyebb megértést segítik.

ráltunk mindegyik $\beta\gamma$ beállításra, majd ezeket kombináltuk hosszabb úthosszakra.)

Az energiaveszteség-eloszlások, valamint az 50%-os levágott átlag és optimalizálás után kapott súlyozott számtani közép eloszlásai a 9.7 ábrán láthatók, 6 mért pályaszakasz esetén.

Az optimális súlyokat 300 μm szilíciumra és 1 cm neonra a 9.8-felső ábrák mutatják, többféle $\beta\gamma$ érték esetén. A kapott súlyok $\beta\gamma = 3{,}17$ mellett, többféle vastagság esetén, a 9.8-alsó ábrákon láthatók. Mindegyik eredmény 15 mért szakaszból álló pályákra vonatkozik, $i = 1, \ldots, 15$. A súlyok feltűnően függetlenek $\beta\gamma$-ról és az anyagvastagságtól szilícium esetén, neonra kisebb változásokat vehetünk észre növekvő vastagság mellett. Szilíciumnál a $10 \leq i \leq 15$ szakaszok súlyai nagyon kicsik, egyes esetekben negatívak, ugyanakkor a legkisebb energialadásokhoz tartoznak a legnagyobb súlyok. Az 1 cm-es neonnál a $1 \leq i \leq 8$ szakaszok fontossága hasonló, a többiek nem fontosak. Összehasonlításképpen a mértani közép optimális súlyait is feltüntettük. Amíg a szilícium esetén a

dc_245_11



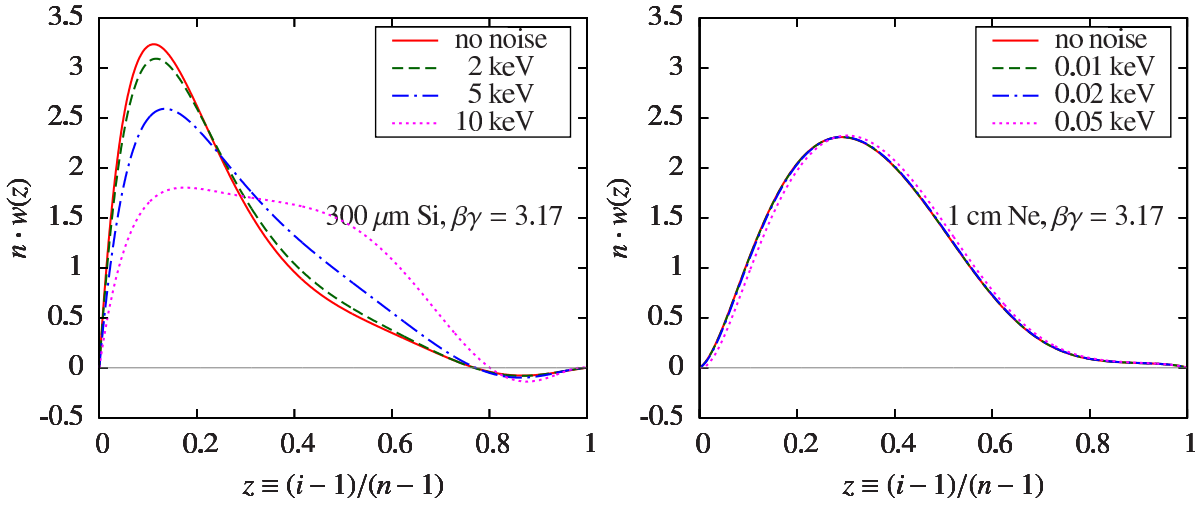
9.10. ábra. A szakaszok számával skálázott optimális súlyok ($n \cdot w_i$) a normált $(i-1)/(n-1)$ szakaszsorszám függvényében, ha $4 \leq n \leq 20$ és $\beta\gamma = 3{,}17$. Az értékeket 300 μm szilíciumra (balra) és 1 cm neonra (jobbra) mutatjuk. Az árnyékolt tartományok a súlyok egyszerűen megfogalmazható leírását ábrázolják: lineáris és állandó függvények kombinációja, melyek a szilícium esetén 0,65-nél, neonra pedig 0,55-nél váltják egymást.

számtani közép súlyaival jó egyezést kapunk, neonra kissé eltérnek, de minőségi jellemzőik hasonlóak.

Az így javított becslést teljesítményét kifejezhetjük a relatív felbontások arányával: a súlyozott és 50%-os levágott átlag hányadosával. A kapott értékeket a mért szakaszok számának függvényében különféle $\beta\gamma$-ra (9.9-felső ábrák), és vastagságokra (9.9-alsó ábrák) adjuk meg. Nyilvánvaló, hogy lényeges javulást értünk el mindkét anyagnál, mindegyik $\beta\gamma$ és vastagság esetében. Kevés mérésnél (például $n = 3$) a felbontás 20-30%-kal is jobb lehet. A javulás mértéke egy határértékhez tart és az arány folyamatosan 1 alatt marad sok mérés esetén. Összehasonlításképpen a súlyozott mértani közép teljesítményét is feltüntettük, melynek viselkedése a számtani középhez hasonló, sőt neonra kis n esetén még kedvezőbb képet is mutat.

Egyéb meggondolások ♦ A detektor és a kiolvasás zaja fontosabb szerepet játszik a szilícium esetében, hiszen mértéke a jellemző energiaveszteségekhez képes jelentősebb. A tanulmányban használt értékektől (3 keV szilíciumra, 0,01 keV neonra) függetlenül megvizsgáltuk az optimális súlyok zajfüggését (9.11 ábra). Amíg a magasabb zajértékek nem befolyásolják a neonnál kapott súlyokat, addig szilíciumra a 10 keV-es zaj már egy dobozeloszlás felé deformál. Ez a viselkedés érthető: a gaussos zaj hozzáadása felpuhítja az energiaveszteség-eloszlás alsó meredek élét (9.3-bal ábra), így az alsó értékek fontosságát csökkenti.

Egy teljesebb detektor-szimulációban a kiolvasási küszöböt (baloldali levágás) és a detektor linearitásának felső határát (telítés, jobb oldali cenzúra) is figyelembe kellene



9.11. ábra. A szakaszok számával skálázott optimális súlyok $(n \cdot w_i)$ a normált $(i-1)/(n-1)$ szakasz-sorszám függvényében, ha n nagy és $\beta\gamma = 3{,}17$. Az értékeket 300 μm szilíciumra (balra) és 1 cm neonra (jobbra) mutatjuk, mindkét esetben többféle zajszint beállítás mellett.

venni. Ez utóbbi valószínűleg nem annyira fontos, mivel a nagy energialeadásokhoz mindenképpen kis súlyokat rendeltünk.[3]

Univerzalitás, összefüggések ♦ Bár a súlyokat a mért szakaszok számának függvényében táblázatos formában megadhatjuk, sokkal könnyebb lenne a dolgunk, ha kiszámításukra egy egyszerű képletet adhatnánk. A szakaszok számával skálázott optimális súlyokat $(n \cdot w_i)$ a normált $(i-1)/(n-1)$ szakasz-sorszám függvényében a 9.10 ábra mutatja, ha $4 \leq n \leq 20$. A normált szakasz-sorszámtól való függést lineáris és állandó függvények kombinációjával írhatjuk le. Szilíciumra, $z_{\mathrm{Si}} \approx 0{,}65$-tel

$$n \cdot w_i = \begin{cases} 2(z_{\mathrm{Si}} - z)/z_{\mathrm{Si}}^2 & \text{ha } z < z_{\mathrm{Si}} \\ 0, & \text{másképp} \end{cases} \tag{9.15}$$

míg neonra, $z_{\mathrm{Ne}} \approx 0{,}55$-tel,

$$n \cdot w_i = \begin{cases} 1/z_{\mathrm{Ne}} & \text{ha } z < z_{\mathrm{Ne}} \\ 0, & \text{másképp.} \end{cases} \tag{9.16}$$

Sok mérés esetén az optimális súlyokat az energiaveszteség eloszlásából közvetlenül is megkaphatjuk (9.11 ábra).

A (9.15) és (9.16) egyenletekben megadott egyszerű függvényalakoknak mélyebb okai is vannak, ugyanis ezek szoros kapcsolatban állnak az energiaveszteség-eloszlás alakjával. Ha a sűrűségfüggvény (9.3 ábra) lokálisan leírható

[3] Az itt, valamint a következő bekezdésekben ismertetett eredmények és összefüggések részletes leírása, valamint a kapcsolódó ábrák [1]-ben találhatók.

dc_245_11

– egy hatványfüggvényel, akkor a helyi súlyok nullák;

– exponenciális- és hatványfüggvények szorzatával, akkor a helyi súlyok állandók;

– Gauss- és hatványfüggvények szorzatával, akkor a helyi súlyok z-ben lineárisak.

Ezen tanulmányban csak a mért értékek lineárkombinációival foglalkoztunk. Megmutatható, hogy amíg a félvezető detektorok esetén a súlyozott közepet tovább javíthatjuk maximum likelihood módszerek alkalmazásával (11. fejezet), addig a gáztöltésű detektorokra a (0%,55%)-os levágott átlag ((9.16) egyenlet) már kiváló eredményeket ad.

9.7. Összegzés

Töltött részecskék energiaveszteség-ráta becslését tanulmányoztuk, nyomkövető detektorokban. Megmutattuk, hogy a levágott átlagolást általánosíthatjuk az energialeadások lineáris kombinációinak körében. Az optimalizált súlyok meglehetősen függetlenek a részecske impulzusától és az anyagvastagságtól, így a becslésben jól használhatók. A súlyozott számtani és mértani közepek jobb részecske-szétválasztást tesznek lehetővé, mind a szilícium-alapú, mind a gáztöltésű detektorokban. További vizsgálatok azt mutatták, hogy a kapott súlyok szorosan kapcsolódnak az energiaveszteség-eloszlások alakjához, és így lehetővé teszik a súlyok egyszerű meghatározását a mérési pontok számának függvényében.

Irodalomjegyzék

[1] F. Siklér and S. Szeles, „Optimized estimation of energy loss rate for charged particles from energy deposit measurements in tracking detectors," Nucl. Instrum. Meth. A 687 (2012) 30–39, `arXiv:1111.2491 [physics.data-an]`.

[2] W. Allison and J. Cobb, „Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss," Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 (1980) 253–298.

[3] O. Ullaland, „Update in particle identification," Nucl. Phys. Proc. Suppl. 125 (2003) 90–99.

[4] M. van Beuzekom, „Hadronic particle identification with silicon detectors by means of dE/dx sampling," Nucl. Instrum. Meth. A 568 (2006) 359–363.

[5] M. Shao, O. Y. Barannikova, X. Dong, Y. Fisyak, L. Ruan, *et al.*, „Extensive particle identification with TPC and TOF at the STAR experiment," Nucl. Instrum. Meth. A 558 (2006) 419–429, `arXiv:nucl-ex/0505026 [nucl-ex]`.

[6] ALICE Collaboration, „Measurement of π, K, p transverse momentum spectra with ALICE in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV," J. Phys. G 38 (2011) 124074, `arXiv:1109.6744 [hep-ex]`.

[7] BABAR Collaboration, „The BaBar silicon vertex tracker," Nucl. Instrum. Meth. A 461 (2001) 162–167.

[8] CMS Collaboration, „Particle identification by ionization energy loss in the CMS silicon strip tracker," Int. J. Mod. Phys. E 20 (2011) 1646–1650.

[9] H. Bichsel, „Straggling in thin silicon detectors," Rev. Mod. Phys. 60 (1988) 663–699.

[10] H. Bichsel, „Inelastic electronic collision cross sections for Monte Carlo calculations," Nucl. Instrum. Meth. B 52 (1990) 136.

[11] H. Bethe, „Theory of the passage of fast corpuscular rays through matter," Annalen Phys. 5 (1930) 325–400.

[12] U. Fano, „Penetration of protons, alpha particles, and mesons," Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 13 (1963) 1–66.

[13] E. Fermi, „On the Theory of the impact between atoms and electrically charged particles," Z. Phys. 29 (1924) 315–327.

[14] E. Fermi, „On the theory of collisions between atoms and electrically charged particles," Nuovo Cim. (1925) 2,143, `arXiv:hep-th/0205086 [hep-th]`.

[15] H. Bichsel, „A method to improve tracking and particle identification in TPCs and silicon detectors," Nucl. Instrum. Meth. A 562 (2006) 154–197.

[16] J. F. Bak *et al.*, „Large departures from Landau distributions for high-energy particles traversing thin Si and Ge targets," Nucl. Phys. B 288 (1987) 681.

[17] R. C. Fernow, Introduction to experimental particle physics. Cambridge University Press, 1986. pages 253-255.

[18] C. Grupen, B. Shwartz, and H. Spieler, Particle Detectors. Cambridge University Press, 2nd ed., 2008. pages 278-280.

[19] Particle Data Group Collaboration, „Review of particle physics," J. Phys. G 37 (2010) 075021.

dc_245_11

10. fejezet

Részecskeazonosítás a pálya-illesztés χ^2/ndf értékével

A részecskefizikában széles körben elterjedt a részecskepályák Kalman-filterre alapuló illesztése. A többszörös Coulomb-szórás és az energiaveszteség ismert fizikája segítségével a szűrő χ^2 értéke felhasználható a töltött részecskék sebességének becslésére. A javasolt eljárás független a részecskék hagyományos, energiaveszteségre alapozott azonosításától. A fizikai effektusok, majd a felbontás detektorjellemzőktől való függésének tárgyalása után az új módszert három LHC kísérletre (ATLAS, ALICE, CMS) alkalmazva megmutattam, hogy jó π–K és π–p szétválasztást kapunk a $p < 0{,}9\,\mathrm{GeV}/c$ illetve a $p < 1{,}4\,\mathrm{GeV}/c$ tartományban.

Az eredményeket ismertető cikkem [1] a Nucl. Instrum. Meth. A folyóiratban jelent meg. A munkát 2010. májusában a RICH2010 (7th International Workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors) konferencia alternatív részecskeazonosítási módszerekkel foglalkozó szekciójában mutattam be [2]. A CMS kísérlet azonosított töltött hadronok eloszlásairól szóló analízisében az itt ismertetett eredmények fontos szerepet kaptak: felhasználásuk jelentősen javította az energiaveszteségen alapuló részecskeazonosítást tisztaságát, a cikket hivatkozzák [3].

10.1. Bevezető

A töltött részecskék impulzusát megmérhetjük, ha megvizsgáljuk a pálya kisszögű szóródásait, melyek a detektor anyagán való áthaladás során keletkeztek. Egy újabb alkalmazásban [4] minden pályára a szórási szögek eloszlásának négyzetes közepét számítják ki, majd összehasonlítják az elméleti jóslattal, amely $1/\beta p$-vel arányos. Ha feltételezzük a részecske tömegét, vagy ha a részecske impulzusa nagy ($\beta \approx 1$), p-t becsülhető. Ez a klasszikus módszer alulbecsli az impulzust, hiszen a részecske a haladása során energiát veszít és impulzusa csökken.

dc_245_11

A Kalman-filtert széles körben használják napjaink részecskefizikai kísérleteiben a töltött részecskék pályáinak és a kölcsönhatási pontok helyének illesztésére. Az eljárás ugyanakkor egy koherens keretet is ad az ismert fizikai hatások és mérési bizonytalanságok megfelelő kezelésére [5]. A szűrő egyenértékű egy teljes lineáris legkisebb négyzetek illesztéssel, amely figyelembe veszi a folyamat zajának korrelációit is. Egyúttal ez a legkedvezőbb megoldás, mivel minimalizálja a becslés átlagos hibájának négyzetét. Újabb tanulmányok szerint ezt a technikát sikeresen használták a részecskék impulzusmérésének javítására, akár olyan esetekben is, ahol a kísérletben nem alkalmaztak mágneses teret [6]. Mindez a többszörös szórás tulajdonságain keresztül volt lehetséges. Ugyanakkor, ha detektorunk mágneses térben van, a töltött részecske impulzusát a pálya görbületéből már ismerjük. Így a pálya illesztése további információval szolgál, amely segíthet a részecske sebességének meghatározásában, ily módon hozzájárulva a részecskék elkülönítéséhez vagy azonosításához.

10.2. A pálya-illesztés jósága

Többféle függvénnyel jellemezhetjük a pálya illesztésének jóságát: a megfelelően normált jósolt (*predicted*, P), vagy szűrt (*filtered*, F), vagy simított (*smoothed*, S) reziduálok négyzetösszegével. Könnyen megmutatható, hogy minden, pályához tartozó beütésre $\chi^2_P = \chi^2_F$. A szűrt reziduálok nem korreláltak és a gaussos esetben függetlenek. Így $\sum \chi^2_F$ egy χ^2-eloszlást követ, ahol $r = [\sum_k \dim(m_k)] - n_p$ a szabadsági fokok száma, $\dim(m_k)$ a pálya k-adik beütésének dimenziója, n_p pedig a pályát leíró paraméterek száma.

A simított reziduálok használata (például a nem odavaló beütések eltávolítására) hatásosabbnak tűnik [5], azonban az egyes beütésekhez, állapotokhoz, tartozó reziduálok korrelációira figyelemmel kell lennünk. A k és l állapotok közötti $\mathcal{R}_{kl}$ globális kovariancia mátrix rekurzióval [7] számítható

$$C^n_{k-1,l} = A_{k-1} C^n_{k,l}, \qquad k \leq l$$

és

$$\mathcal{R}_{kl} = V_k \delta_{kl} - H_k C^n_{k,l} H_l^T,$$

ahol C a simított kovariancia mátrix, A az ún. *gain* mátrix, V a mérési zaj kovarianciája, H pedig a mérés projektáló mátrixa. (A diszkusszió során a [5, 7] referenciák jelöléseit követjük.) A simított reziduálok vektora egy sokváltozós Gauss-eloszlással írható le, melynek $\mathcal{R}$ globális kovarianciáját fent már megkaptuk. Mivel a Kalman-szűrő lineáris transzformációk sorozatából áll, a simított reziduálokat a jósoltakból szintén egy lineáris transzformációval kaphatjuk meg: $r_S = B r_P$. Vegyük észre, hogy eltolást nem engedünk meg, hiszen a reziduálok átlaga mindkét esetben nulla. A jósolt reziduálok globális kovariancia mátrixa $\mathcal{R}_P$, az r_S-hez tartozó kovariancia $\mathcal{R}_S = B \mathcal{R}_P B^T$. Ezért a simított

reziduálok helyes összegét a következő módon írhatjuk fel:

$$\left(\sum \chi_S^2\right)' = r_S^T \mathcal{R}_S^{-1} r_S = (B_P r_P)^T (B_P \mathcal{R}_P B_P^T)^{-1} (B_P r_P) =$$
$$= (r_P^T B_P^T)(B_P^{T^{-1}} \mathcal{R}_P^{-1} B_P^{-1})(B_P r_P) = r_P^T \mathcal{R}_P^{-1} r_P = \sum \chi_P^2.$$

Látszik, hogy a korrelációkat kitranszformáltuk és egyszerűen visszakaptuk a jósolt vagy a szűrt értékeket: $\sum \chi_P^2 = \sum \chi_F^2 = (\sum \chi_S^2)'$. Tehát a legkönnyebben számolható mennyiség a jósolt reziduálokból származó $\chi^2 \equiv \sum \chi_P^2$ összeg, melyet a tanulmány hátralevő részében használni fogunk.

Az adatok kiértékelésében, a részecskepálya építése során a nyomon követett részecske tömegét fel kell tételeznünk. Ütközőnyalábos kísérletekben általában a leggyakrabban keletkezett részecske, a pion tömegét használjuk, de a müonra is találhatunk példákat. Egy m_0 tömeg feltételezésével a jósági függvény

$$\chi^2(m_0) = \sum_k r_k^T R_k^{-1} r_k,$$

ahol k végigfut az összes mért beütésen, R_k pedig a k-adik mérés helyi kovariancia mátrixa. Ha az R_k értékéhez való hozzájárulások függetlenek a detektor $r\phi$ és z irányaiban, χ^2-t a következőképpen írhatjuk:

$$\chi^2(m_0) \approx \sum_i \left(\frac{x_i - \mu_i(m_0)}{\sigma_i(m_0)}\right)^2 = \sum_i \left(\frac{\sigma_i(m)}{\sigma_i(m_0)}\right)^2 \left(\frac{x_i - \mu_i(m_0)}{\sigma_i(m)}\right)^2 = \sum_i a_i z_i, \qquad (10.1)$$

ahol i a mérési pontokon fut végig, x_i a mért koordináta, $\mu_i(m_0)$ az m_0 tömegfeltevéssel jósolt koordináta, σ_i^2 pedig az R kovariancia mátrixok diagonális elemeit jelöli. Ez előálló összeg nemcentrális χ^2-eloszlású független z_i valószínűségi változók lineárkombinációja, a_i súlyokkal. Eloszlásukat $f_X(z_i; 1, \lambda_i)$ írja le, ahol

$$a_i = \left(\frac{\sigma_i(m)}{\sigma_i(m_0)}\right)^2, \qquad \lambda_i = \left(\frac{\mu_i(m) - \mu_i(m_0)}{\sigma_i(m)}\right)^2.$$

A (10.1) egyenletben látható összeg egyetlen átskálázott $1/\alpha^2 f_X(x/\alpha^2; r, \lambda^2)$ nemcentrális χ^2-eloszlással közelíthető, olyan módon, hogy

$$\alpha^2 = \frac{\sum_i a_i^2}{\sum_i a_i}, \quad r = \frac{(\sum_i a_i)^2}{\sum_i a_i^2} - n_p, \quad \lambda^2 = \sum_i \lambda_i,$$

ahol n_p a pálya paramétereinek száma. Ha $m = m_0$, akkor $a_i = 1$, $\alpha = 1$, $\lambda = 0$, így egy χ^2-eloszlást kapunk. Ha a várható szórások a_i aránya minden i-re hasonló, vagyis ha a szórásokat a részecske szóródása dominálja, a következőt kapjuk

$$\alpha^2 \approx \left\langle \left(\frac{\sigma_i(m)}{\sigma_i(m_0)}\right)^2 \right\rangle, \qquad (10.2)$$

dc_245_11

ahol r a rendelkezésre álló mérési pontok – a pálya paramétereinek számával csökkentett – száma.

Felismerhetjük, hogy a $\chi \equiv \sqrt{\chi^2}$ változó használata praktikusabb, amelyet egy skálázott $1/\alpha \cdot f(\chi/\alpha; r, \lambda)$ nemcentrális χ^2-eloszlással írhatunk le, és jól közelíthetünk egy Gauss-eloszlással, melynek paraméterei

$$\mu_\chi = \alpha\sqrt{r - \frac{1}{2} + \lambda^2}, \qquad \sigma_\chi = \alpha\sqrt{\frac{1}{2}}. \tag{10.3}$$

A χ értéke – a pálya illesztése során, a Kalman-filter segítségével – minden pályára kiszámítható. Különféle tömegű részecskékre χ eltérő eloszlást mutat, hiszen a μ_χ és σ_χ paraméterek (α-n és r-en keresztül) függnek a beütések várható eltéréseinek $\sigma_i(m)/\sigma_i(m_0)$ arányától, melyek tömegfüggőek (10.3 szakasz). Ez a megfigyelés lehetővé teszi ezen mennyiség használatát a részecskék azonosításában. A (10.3) egyenlet gaussos közelítését felhasználva az m_1 és m_2 tömegű részecskék szétválását jellemző ρ_χ mennyiség (*separation power*):

$$\rho_\chi = \frac{2[\mu_\chi(m_1) - \mu_\chi(m_2)]}{\sqrt{\sigma_\chi^2(m_1) + \sigma_\chi^2(m_2)}}. \tag{10.4}$$

10.3. Fizikai effektusok

Egy stabil töltött részecske anyagon való áthaladása során a legfontosabb hatások, melyek impulzusvektorát változtathatják a többszörös szórás (ms) és az energiaveszteség (el). Az alábbiakban a helykoordináta átlagos δ eltolódását és σ szórását számítjuk ki, melyeket később összehasonlítunk a nyomkövető detektor rétegeivel végzett helymérés σ_{pos} felbontásával.

A többszörös Coulomb-szórás eloszlása közel gaussos [8]. A síkbeli szórás szögének szórása

$$\theta_0 = \frac{13{,}6\,\mathrm{MeV}}{\beta c p} z\sqrt{x/X_0}\big[1 + 0{,}038\ln(x/X_0)\big], \tag{10.5}$$

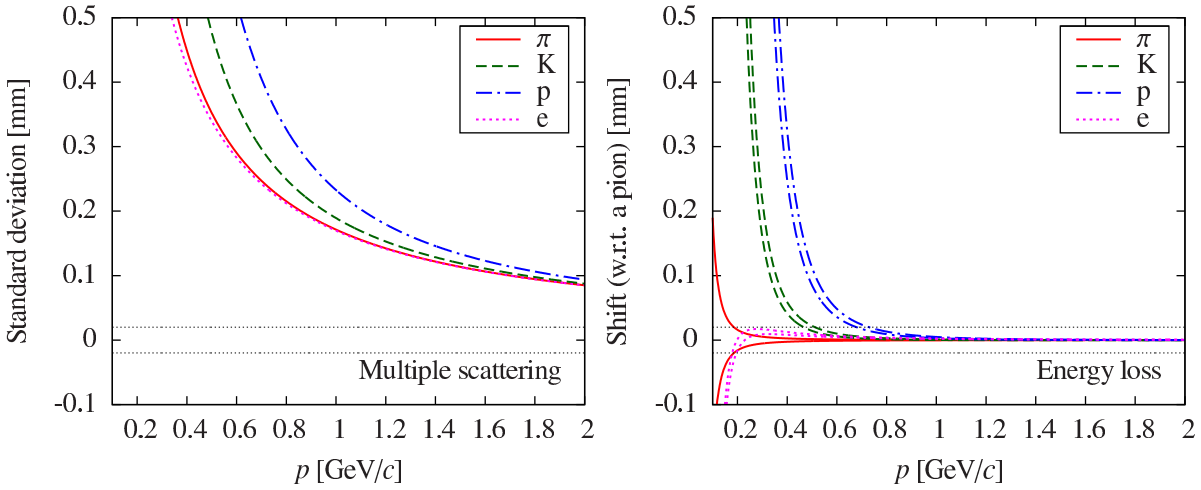
ahol p, βc, és z a részecske impulzusa, sebessége és töltése elektrontöltés egységekben, x/X_0 a szóró anyag vastagsága sugárzási hossz egységekben. Míg az átlagos eltolódás $\delta_{ms} = 0$, a következő nyomkövető síkon l repülési út után várható szórás, merőleges beesés esetén

$$\sigma_{ms} \approx l\,\theta_0. \tag{10.6}$$

A részecske az érzékeny detektorrétegeken és más elemeken való áthaladás során impulzust és energiát veszít. Jó közelítéssel a Δ_p legvalószínűbb energiaveszteség, valamint eloszlásának Γ_Δ félértékszélessége [9]:

$$\Delta_p = \xi\left[\ln\frac{2mc^2\beta^2\gamma^2\xi}{I^2} + 0{,}2000 - \beta^2 - \delta\right], \tag{10.7}$$

$$\Gamma_\Delta = 4{,}018\xi, \tag{10.8}$$



10.1. ábra. Hozzájárulások a jósolt beütés helyének eltéréséhez, $B = 3{,}8$ T mágneses térben, $x/X_0 = 2\%$ szilíciumon való áthaladás, majd további $l = 5$ cm repülés után a következő detektorrétegig, a részecske impulzusának függvényében. Balra: Többszörös szóródásból származó szórás. Jobbra: Az energiaveszteségből származó átlagos eltérések a piontömeggel való terjedéshez képest. A görbék a különféle részecsketípusokra számolt alsó és felső $\pm 1\sigma$ konfidencia tartományokat adják meg. Összehasonlításul a 25 μm-es helyfelbontásnak megfelelő vonalakat is berajzoltuk.

ahol

$$\xi = \frac{K}{2} z^2 \frac{Z}{A} \rho \frac{x}{\beta^2}$$

a Landau paraméter; $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$; Z, A és ρ az anyag rendszáma, atomszáma és sűrűsége [8]. Mivel ebben a tanulmányban 2 GeV/c alatt impulzusokkal foglalkozunk, a δ sűrűségkorrekciót elhanyagoltuk.

A legtöbb esetben a nyomkövető detektorokat mágneses térbe helyezik (B). Egy adott pálya r sugara, az ív l hossza, a középponti szög $\varphi = l/r$. Ha sugár δr-rel megváltozik, a szög is változik: $\delta\varphi = -l/r^2\ \delta r$. A pálya helyének eltolódása l repülés után

$$\delta_{el} \approx l\ \delta\varphi/2 = -l^2/2\ \delta r/r^2.$$

Ugyanakkor $p = 0{,}3Br$, $EdE = pdp$. Ezzel

$$\delta_{el} \approx -\frac{0{,}3Bl^2}{2} \frac{\langle\Delta\rangle}{\beta p^2}.$$

Hasonlóan, a várható szórásra a következőt kapjuk:

$$\sigma_{el} \approx \frac{0{,}3Bl^2}{2} \frac{\sigma_\Delta}{\beta p^2}.$$

A jósolt beütés helyének szórásához és eltéréséhez való hozzájárulásokat a 10.1 ábra mutatja, $B = 3{,}8$ T mágneses térben, $x/X_0 = 2\%$ szilíciumon való áthaladás, majd további $l = 5$ cm repülés után a következő detektorrétegig, a részecske impulzusának

dc_245_11

függvényében. A szórásokat a többszörös szóródás dominálja, bár nagyon alacsony impulzusnál az energiaveszteség, nagyon magas impulzus esetén pedig a helyfelbontás is szerepet játszik. Az energiaveszteségből származó eltolódások csak alacsony impulzusnál fontosak, de még ott is nagyon kicsik a szórásokhoz képest.

10.4. A χ mérőszám tulajdonságai

Vizsgáljuk meg, hogy a mért χ eloszlása milyen hatásokra lehet érzékeny, egy adott p impulzuson. Az eloszlást az α skálaparaméter, az átlagos eltolódás λ és a szabadsági fokok r száma irányítják ((10.3) egyenlet). Alább a fenti fizikai effektusokon alapuló becslést adunk ezekre a hatásokra, valamint a (10.4) egyenletben említett ρ_χ szétválasztási erőre is.

Mivel a szórásokat a többszörös szóródás és a helyfelbontás határozza meg, a (10.2) egyenletben szereplő α-t közelíthetjük:

$$\alpha \approx \sqrt{\frac{\sigma_{ms}^2(m) + \sigma_{pos}^2}{\sigma_{ms}^2(m_0) + \sigma_{pos}^2}},$$

amely tovább egyszerűsíthető, ha $\sigma_{pos} \ll \sigma_{ms}$, a következő alakra:

$$\alpha \approx \frac{\beta(m_0)}{\beta(m)} \left[1 - \frac{\zeta^2}{2}\left(1 - \frac{\beta^2(m)}{\beta^2(m_0)}\right)\right],$$

ahol az érzékenységet $\zeta = \sigma_{pos}/\sigma_{ms}(m_0)$-vel definiáljuk; ez arányos $1/\beta p$-vel ((10.5)–(10.6) egyenletek). Ha a helyfelbontás elhanyagolható ($\zeta \ll 1$), kapjuk:

$$\alpha \approx \frac{\beta(m_0)}{\beta(m)}. \tag{10.9}$$

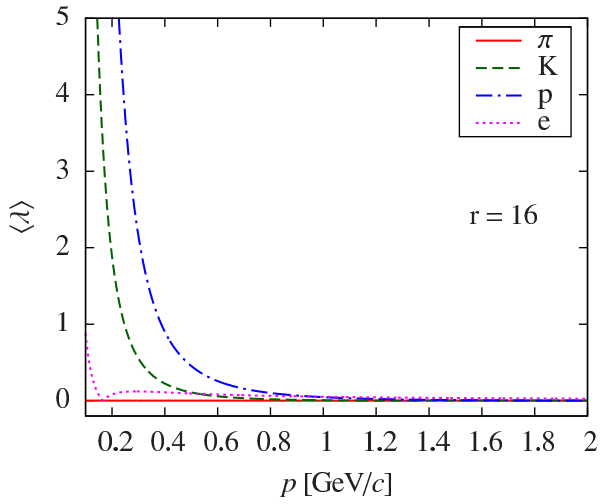
Az eltolódások kizárólag az energiaveszteség különbségeiből származnak, így a λ-hoz való járulékok csak kis impulzusnál számottevőek:

$$\lambda \approx \sqrt{r}\,\frac{0{,}3Bl^2\langle\Delta(m) - \Delta(m_0)\rangle}{2\beta p^2 l\theta_0} \propto \frac{l\sqrt{rx}}{p}\left(\frac{1}{\beta^2(m)} - \frac{1}{\beta^2(m_0)}\right).$$

Az átlagos $\langle\lambda\rangle$ eltolódás a 10.2 ábrán látható, $B = 3{,}8$ T mágneses térben, $x/X_0 = 2\%$ vastagságú szilícium esetén, $l = 5$ cm repülési út után, $r = 16$ szabadsági fok mellett.

Ha $\lambda, \zeta \ll 1$, az m és m_0 tömegű részecskék közti ρ_χ szétválasztási erő

$$\rho_\chi \approx 2\sqrt{2r-1}\,\frac{1 - \beta(m)/\beta(m_0)}{\sqrt{1 + [\beta(m)/\beta(m_0)]^2}}. \tag{10.10}$$



10.2. ábra. Az átlagos eltolódás többféle részecsketípusra $B = 3{,}8$ T mágneses térben, $x/X_0 = 2\%$ vastagságú szilícium esetén, $l = 5$ cm repülési út után, $r = 16$ szabadsági fok mellett, a részecske impulzusának függvényében.

Ebből következik, hogy ha az impulzus nem nagyon alacsony és a detektorok helyfelbontása kicsi a többszörös szóródásból várható szórásokhoz képest, sem az α skálafaktor, sem a ρ_χ nem függnek a kísérlet részleteitől (mágneses tér, a nyomkövető rétegek sugarai vagy távolságai, a helyfelbontás értékei, az anyagvastagság). Ebben a tekintetben az egyetlen döntő fontosságú paraméter a független mérések száma, amely a fenti kifejezéseket a szabadsági fokok r számán keresztül befolyásolja. A megfelelő Gaussok helyét és szórásaikat a részecskék impulzusa és tömege (β-n keresztül) egyértelműen meghatározza.

Bár kis impulzuson az átlagok a növekvő λ miatt nehezebben számolhatók, a szórások változatlanok maradnak. A pályák mért χ értékeinek eloszlását – egy fázistér cellában – Gaussok lineárkombinációjával illeszthetjük, amely megadja a különböző részecskék egymáshoz viszonyított részarányát. Ha a kapott szétválasztás, a szeparáció erőssége megfelelő, lehetőségünk van egy többparaméteres illesztésre is.

Alkalmazások ♦ A mért χ érték érzékeny a detektorrétegek megfelelő térbeli beállítására és a helyfelbontás helyes becslésére. Ha a beállítás pontossága megfelelő, az utóbbit leginkább a többszörös szórás befolyásolja, amely nagyjából $\sqrt{x/X_0}$-tel arányos. Amíg p és r jól mérhető, a detektorban található anyag mennyisége lehet

- *jól ismert*: a χ eloszlás illesztése – egy fázistér cellában – lehetővé teszi a különféle részecskék hozamának meghatározását.
- *kevéssé ismert*: a χ eloszlás illesztése – egy fázistér cellában – korrigálhatja az anyagvastagságról szóló adatainkat, ha a χ eloszlást egy további skálafaktor segítségével újraillesztjük. A különböző részecskék hozamának meghatározása ez esetben is lehetséges, bár kisebb biztonsággal.

10.5. Szimuláció

A javasolt módszert szimulációval is ellenőriztük. A főbb, jelenleg is futó LHC kísérletek belső detektorainak egyszerűsített modelljeit tanulmányoztuk, melyek:

dc_245_11

10.1. táblázat. A vizsgált kísérleti elrendezések belső hengeres detektorainak fontosabb jellemzői. A részletek a 10.5 szakasz elején találhatók.

	B [T]	Aldetektor	Rétegek sugara [cm]	$\sigma_{r\phi}$ [μm]	σ_z [μm]	x/X_0 [%]	$\zeta_{r\phi}$	ζ_z	Függ. mérés
		pixelek (henger)	5,0, 8,8, 12,2	10	115	4	0,1	1	
Exp A	2	csíkok (SCT)^s	29,9, 37,1, 44,3, 51,4	17	580	4	0,1	3	50
		szálak (TRT)	56,3 – 106,6	130	–	0,5	10	–	
		pixelek (SPD)	3,9, 7,6	12	100	1	0,2	2	
Exp B	0,4	drift (SDD)	14,9, 23,8	35	23	1	0,3	0,2	12
		csíkok (SSD)^s	38,5, 43,6	15	730	1	0,1	7	
		[gáz (TPC)	84,5 – 246,6	900	900	10^{-3}	$10^3 - 10^4$]		
		pixelek (PXB)	4,4, 7,3, 10,2	15	15	3	0,2	0,2	
		csíkok(TIB)^s	25,5, 33,9	$23/\sqrt{2}$	230	4	0,1	0,8	
Exp C	3,8	csíkok(TIB)	41,8, 49,8	35	–	2	0,2	–	20
		csíkok(TOB)^s	60,8, 69,2	$53/\sqrt{2}$	530	4	0,1	2	
		csíkok(TOB)	78,0, 86,8, 96,5, 108,0	53, 35	–	2	0,2	–	

- ATLAS (Exp A): három réteg pixeles szilícium, öt réteg kétoldalas, csíkokba rendezett szilícium, 36 réteg szálas cső [10].

- ALICE (Exp B): kér réteg pixeles szilícium, két réteg szilícium driftkamra és két réteg kétoldalas, csíkokba rendezett szilícium [11, 12]. A nagy ζ érték miatt a gáztöltésű detektort (TPC) és mérési pontjait nem használtuk.

- CMS (Exp C): három réteg pixeles szilícium, tíz réteg csíkokba rendezett szilícium (közülük négy kétoldalas) [13].

A vizsgált kísérleti elrendezések néhány fontosabb részletét a 10.1 táblázat foglalja össze. Az egyszerűség kedvéért homogén, tengelyirányú mágneses teret használtunk, a detektorok rétegeit pedig a nyalábvonallal koncentrikus hengerekkel modelleztük. A pixelek, a kétoldalas csík elrendezések (^{s} felső indexszel jelölve), a drift kamrák és a gáztöltésű detektorok kétdimenziós mérési pontokat adnak ($r\phi$ és z koordináták); az egyoldalas csíkok és a szálas csövek pedig csak az egyik irányra ($r\phi$) érzékenyek. Bár a kétoldalas csíkok két, egymáshoz képest kis szögben elforgatott, kis réssel elválasztott rétegből állnak, a szimulációban egyetlen, kétdimenziós rétegként kezeljük őket, nagyon különböző helyfelbontással az $r\phi$ és z irányokban. A megadott x/X_0 értékek rétegenként értendők, egészre kerekítve, ahol az lehetséges volt. Az érzékenységet jellemző $\zeta_{r\phi}$ és ζ_z számokat $p = 1\,\mathrm{GeV}/c$-s pionokra adtuk meg, merőleges beesés esetén, egy értékes jegyre kerekítve. A független mérések számát is feltüntettük.

A kezdeti állapotvektort úgy becsüljük meg, hogy a pálya első három beütésére csavarvonalat (*helix*) illesztünk. (Ezek a mérési pontok kétdimenziósak mindhárom vizsgált

kísérleti elrendezésben.) A pályák paramétereinek kezdőértékeit a nyalábvonalhoz legközelebbi pontban vettük. A pálya felépítését és illesztését a klasszikus Kalman-filterrel [5], pion tömeg feltételezésével végeztük. Az állapotvektor $x = (\kappa, \theta, \psi, r\phi, z)$ ötdimenziós, ahol

$$\begin{aligned}
\kappa &= q/p && \text{(előjeles impulzus reciproka)}\\
\theta &= \theta(\boldsymbol{p}) && \text{(helyi polárszög)}\\
\psi &= \phi(\boldsymbol{p}) && \text{(helyi azimut)}\\
r\phi &= r\phi(\boldsymbol{r}) && \text{(globális azimut)}\\
z &= r_L && \text{(globális nyalábirányú koordináta).}
\end{aligned}$$

A részecske rétegtől rétegig tartó előrehaladását analitikusan számolhatjuk egy csavarvonal-modellben. A többszörös szórást és az energiaveszteséget a megfelelő fizikai folyamat gaussos közelítésével írjuk le ((10.6)–(10.8) egyenletek). Az $F = \partial f/\partial x$ terjedési mátrixot numerikus deriválással kapjuk. A mérési vektor $m = (r\phi, z)$ kétdimenziós, a mérési operátor pedig

$$H = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

A folyamat zajának Q kovarianciájára

$$Q = (F_\kappa \otimes F_\kappa^T)\sigma_\kappa^2 + (F_\theta \otimes F_\theta^T)\sigma_\theta^2 + (F_\psi \otimes F_\psi^T)\sigma_\psi^2,$$

ahol $\sigma_\kappa = \kappa\sigma_\Delta/\beta$, $\sigma_\theta = \sigma_\psi = \theta_0$, és $F_a = \partial f/\partial x_a$ egy vektor. A mérési zaj V kovarianciájára

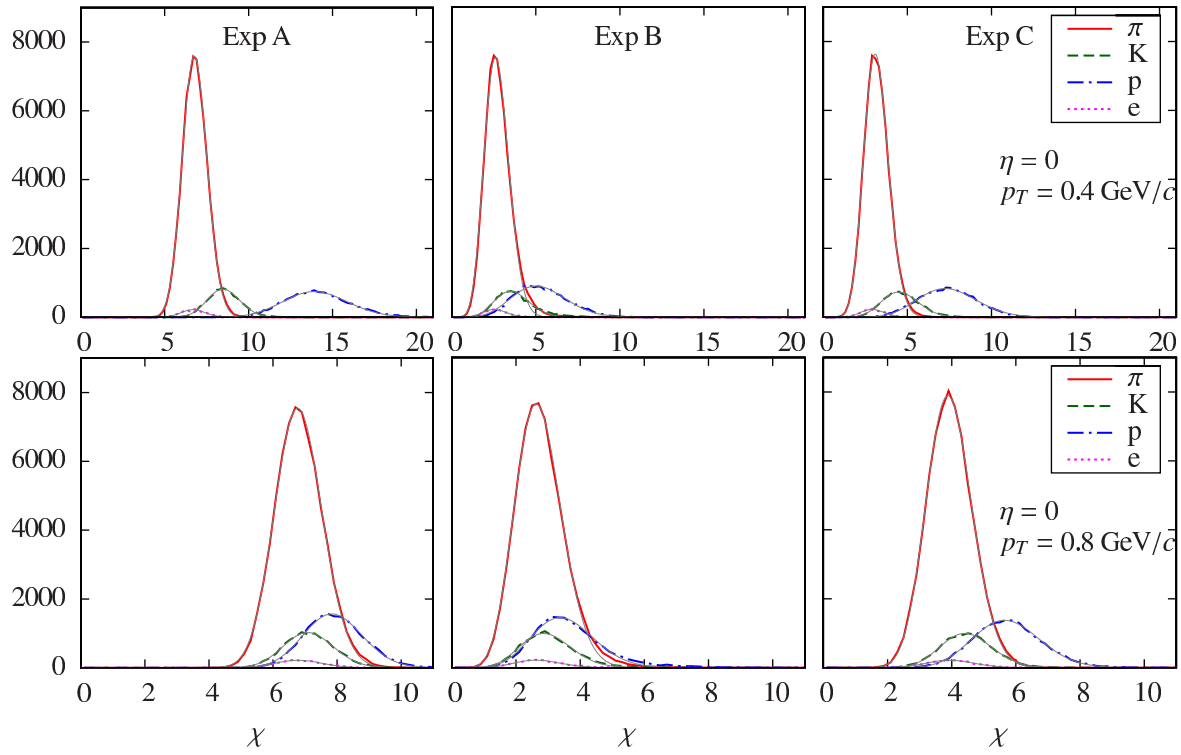
$$V = \begin{pmatrix} \sigma_{r\phi}^2 & 0 \\ 0 & \sigma_z^2 \end{pmatrix}.$$

Megfigyelhető, hogy a többszörös szórás ugyanolyan módon jelenik meg θ és ψ szórásában, de az energiaveszteség csak κ-t befolyásolja.

A rekonstruált pálya tartalmazhat oda nem illő, kilógó beütéseket (*outlier*). Ezek kapcsolódhatnak magához a részecskéhez (δ-elektronok) vagy lehetnek tőlük függetlenek is (a detektor zaja, már részecskéktől származó beütések). Számuk a nyomkövetés során kirótt feltételekkel, χ^2 vágásokkal csökkenthető. Ezen hatás megfelelő szimulálása érdekében a térbeli pontokat véletlenszerűen (1%-os valószínűséggel) oda nem illőnek jelöltük, továbbá a mérési zaj kovariancia mátrixát egy 4-es szorzóval megnöveltük.

A kilógó beütéseket a pálya illesztése után megvizsgáljuk: azokat, melyeknek simított χ^2 értéke 50-nél nagyobb, eltávolítjuk és az illesztést megismételjük [5]. (Ez a feltétel kissé csökkenti a globális illesztés χ értékének szétválasztási erejét, hiszen helyes, de kilógó mérési pontokat távolíthatunk el, ha a kérdéses részecske kaon vagy proton volt.)

dc_245_11



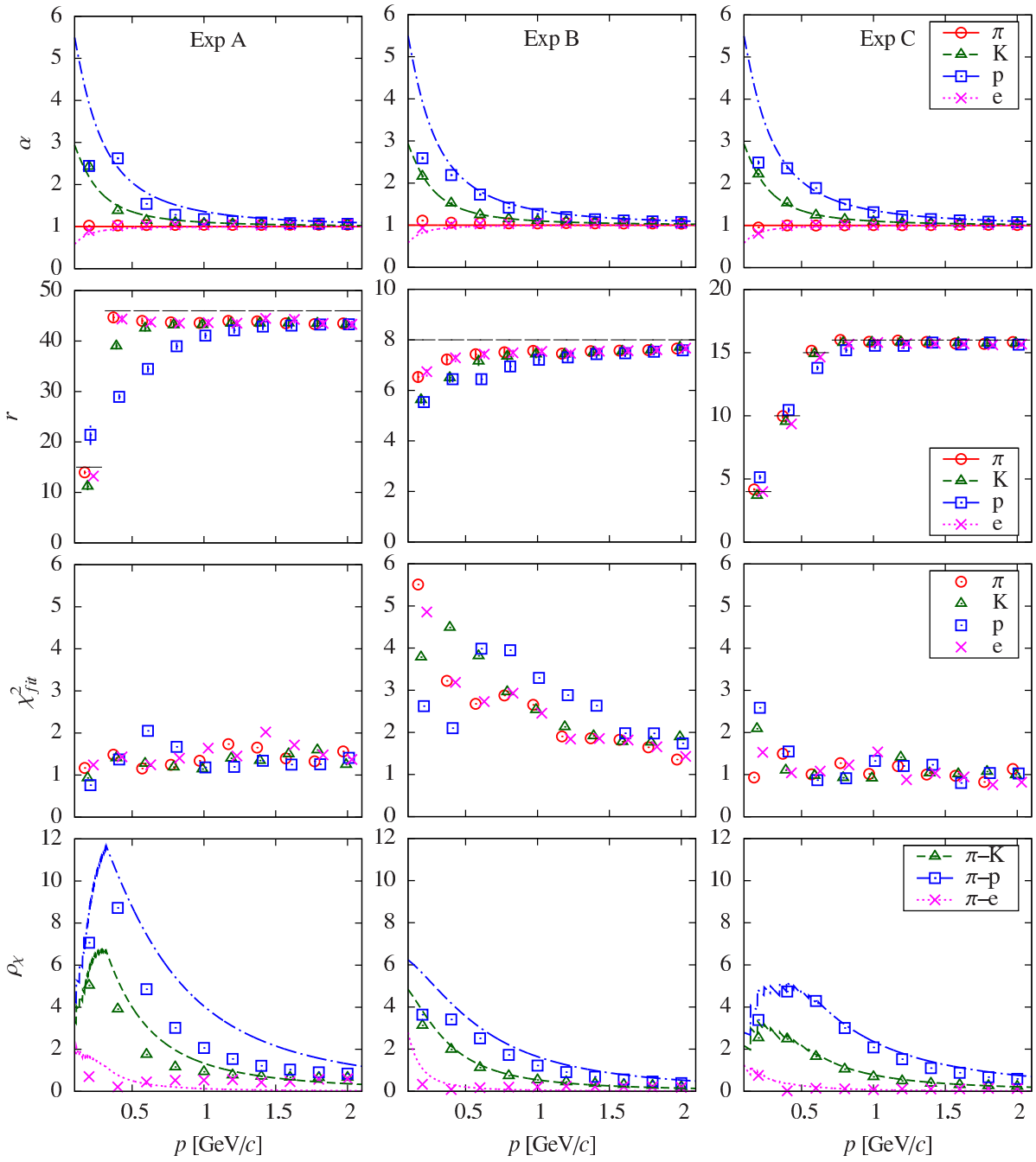
10.3. ábra. A χ változó eloszlása különféle részecskék esetén. A részecskék relatív arányát $\pi : \mathrm{K} : \mathrm{p} : \mathrm{e} = 70 : 10 : 18 : 2$ módon állítottuk be. Az itt bemutatott eredmények $\eta = 0, p_\mathrm{T} = 0{,}4\,\mathrm{GeV}/c$ (felső sor) és $\eta = 0, p_\mathrm{T} = 0{,}8\,\mathrm{GeV}/c$ (alsó sor) értékekre vonatkoznak, az Exp A, B és C összeállításokra. Az eloszlások illesztéseit vékony folytonos vonalak jelölik.

10.6. Eredmények

A χ mennyiség hasznosságát töltött pionok, kaonok, protonok és elektronok segítségével vizsgáltuk, melyeket az ütközőnyalábok irányára merőlegesen ($\eta = 0$), véletlenszerűen bocsátottunk ki, majd végighaladtak a szimuláció és a pálya helyreállításának fent bemutatott lépésein.

A 10^5 részecskepálya felhasználásával elkészített χ eloszlások $p_\mathrm{T} = 0{,}4$ és $0{,}8\,\mathrm{GeV}/c$ esetén a 10.3 ábrán láthatók. Hogy a részecskék részarányai a valóságot tükrözzék, a $\pi : \mathrm{K} : \mathrm{p} : \mathrm{e} = 70 : 10 : 18 : 2$ beállítást alkalmaztuk. $p_\mathrm{T} = 0{,}4\,\mathrm{GeV}/c$-nél az Exp A esetben a protonok különválnak, de jó π–p szétválasztást találunk Exp B és C-nél is. Exp A és C esetében a π–K távolság lehetővé teszi a részecskehozamok becslését. A látott felbontás még $p_\mathrm{T} = 0{,}8\,\mathrm{GeV}/c$-nél is elég a protonok meghatározására. A hisztogramok illesztése során χ-eloszlások összegét használtuk (vékony folytonos vonalak), de Gaussok összege is elégséges lett volna.

Azért, hogy teljes képet kapjunk $p_\mathrm{T} = 0{,}2,\ 0{,}4,\ 0{,}6,\ \ldots,\ 2{,}0\,\mathrm{GeV}/c$ és $\eta = 0$ kezdőértékekkel töltött pionokat, kaonokat, protonokat és elektronokat használtunk. A χ mennyiség hasznossága p függvényében a három vizsgált elrendezésre a 10.4 mutatja. Az egymás után következő oszlopok az α skálafaktor, a szabadsági fokok r illesztett száma,



10.4. ábra. A χ részecskeazonosításra való alkalmassága, az Exp A, B és C elrendezések esetében. A részletek a 10.6 szakaszban találhatók.

a hisztogramok illesztésének χ^2_{fit} jóságát és a ρ_χ szétválasztási erőt ábrázolják. Ez utóbbit a mért α és r értékeket használva, a (10.3)–(10.4) egyenletek alapján számoltuk. Az α esetében a görbe az egyszerű $\beta(m_0)/\beta(m)$ skálázást mutatja ((10.9) egyenlet), amely mindhárom összeállításra és minden részecsketípusra jól működik. A kis impulzusnál ($p = 0{,}2\,\mathrm{GeV}/c$) látott eltérések a 10.5 szakaszban tárgyalt, kilógó beütésekkel kapcsolatos χ^2 vágásra vezethetők vissza.

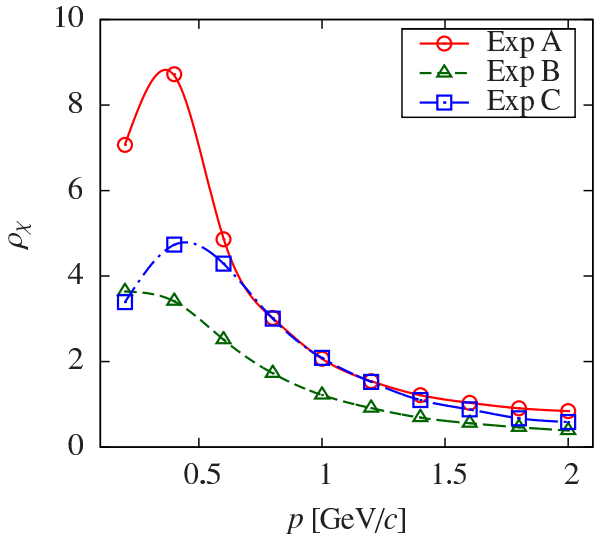
Az r esetén a vízszintes vonalak a független mérések n_p-vel csökkentett számát jelö-

dc_245_11

lik egy adott p_{T} mellett. Bár a jóslatokat a mért értékek az Exp C esetben jól követik, számottevő eltérések látszanak a másik két összeállításnál. Ezt az alacsony érzékenységű mérésekre vezethetjük vissza, melyek globális χ^2-hez való hozzájárulása nagyon kicsi és a mérések nem növelik a szabadsági fokok számát: a nagyszámú szálas csöves mérési pontoknál $\zeta_{r\phi} = 10$ (Exp A), két csík-réteg esetében pedig $\zeta_z = 7$ (Exp B). A ρ_χ szétválasztási erő esetében a görbék a szabadsági fokok várt számán és a $\beta(m)/\beta(m_0)$ arányon alapulnak ((10.10) egyenlet közelítése). A p-ben látható lépcsők a változó számú hatásos detektorréteg miatt jelennek meg. A közelítés jól működik Exp C-re, de felülbecsli az Exp A mért értékeit, amely ismét a nagyszámú alacsony érzékenységű mérésre utal.

A χ mérés π–p szétválasztási erejének összehasonlítását az impulzus függvényében a 10.5 ábrán tanulmányozhatjuk. Amíg Exp A jobb teljesítményt nyújt $p < 0{,}6\,\mathrm{GeV}/c$-re, Exp C jobb felbontást mutat a kritikusabb magas impulzusú tartományban. A legjobb összeállítások (Exp A és C) esetében a protonok 1σ távolságra vannak, ha $p < 1{,}4\,\mathrm{GeV}/c$; 2σ szétválasztást $p < 1\,\mathrm{GeV}/c$ esetében kapunk. Kaonokra ezek a számok rendre $p < 0{,}9$ és $0{,}5\,\mathrm{GeV}/c$.

10.7. Összegzés



10.5. ábra. A χ mérés π–p szétválasztási ereje a különféle kísérleti összeállításra, az impulzus függvényében. A berajzolt görbék a jobb megértést segítik

A nyomkövető detektorokat használhatjuk töltött részecskék azonosítására, a pálya (Kalman-filteres) illesztésének globális χ értéke felhasználásával. Mivel a szűrő χ értéke ekvivalens a globális illesztés χ értékével, az ismertetett módszer alkalmazható bármely más χ^2 minimalizáló pályaillesztésre is, feltéve, hogy az megfelelően modellezi az energiaveszteséggel és szóródással kapcsolatos effektusokat. Az ismertetett megközelítés a detektor anyagának és a helyfelbontás pontos ismeretére alapoz, használva a többszörös szórás és az energiaveszteség ismert fizikáját. A jelenleg futó LHC kísérletek egyszerűsített leírásán alapuló vizsgálatok azt mutatták, hogy a π–K és a π–p szétválasztás lehetséges kis impulzusnál. A szétválasztási erő jobb, mint 1σ, ha $p < 0{,}9$ és $1{,}4\,\mathrm{GeV}/c$. Általánosságban elmondhatjuk, hogy egy kísérlet érzékenysége a rendelkezésre álló jó minőségű mérési pontok számának, valamint a részecske impulzusának függvénye.

Irodalomjegyzék

[1] F. Siklér, „Particle identification with a track fit χ^2," Nucl. Instrum. Meth. A 620 (2010) 477–483, `arXiv:0911.2624 [physics.ins-det]`.

[2] F. Siklér, „Particle identification with a track fit χ^2," Nucl. Instrum. Meth. A 639 (2011) 256–259.

[3] CMS Collaboration, „Study of the inclusive production of charged pions, kaons, and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.76, and 7 TeV," Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2164, `arXiv:1207.4724 [hep-ex]`.

[4] A. Grossheim and K. Zuber, „Momentum determination via multiple scattering in AQUA- RICH," Nucl. Instrum. Meth. A 533 (2004) 532–542.

[5] R. Fruhwirth, „Application of Kalman filtering to track and vertex fitting," Nucl. Instrum. Meth. A 262 (1987) 444–450.

[6] ICARUS Collaboration, „Measurement of through-going particle momentum by means of multiple scattering with the ICARUS T600 TPC," Eur. Phys. J. C 48 (2006) 667–676.

[7] W. Hulsbergen, „The global covariance matrix of tracks fitted with a Kalman filter and an application in detector alignment," Nucl. Instrum. Meth. A 600 (2009) 471–477, `arXiv:0810.2241 [physics.ins-det]`.

[8] Particle Data Group Collaboration, „Review of particle physics," Phys. Lett. B 667 (2008) 1.

[9] H. Bichsel, „Straggling in thin silicon detectors," Rev. Mod. Phys. 60 (1988) 663–699.

[10] ATLAS Collaboration, „Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics," `arXiv:0901.0512 [hep-ex]`.

[11] ALICE Collaboration, „The Alice inner tracking system," Nucl. Instrum. Meth. A 511 (2003) 215–220.

[12] ALICE TPC Collaboration, „Performance studies with an ALICE TPC prototype," Nucl. Instrum. Meth. A 565 (2006) 551–560.

[13] CMS Collaboration, „The CMS experiment at the CERN LHC," JINST 3 (2008) S08004.

dc_245_11

11. fejezet

Az analitikus energiaveszteség modell

A töltött részecskék energiaveszteségét szilíciumban egy egyszerű analitikus parametrizációval közelíthetjük, melynek használatát több példán keresztül mutatjuk be. A detektorok érzékelő egységei által mért energialeadások segítségével a pálya beütéseinek helye és a megfelelő energiaveszteségek nagyobb pontossággal, lényegesen kisebb torzítással becsülhetők. A parametrizáció sikeresen használható töltött részecskék energiaveszteségrátájának becslésére, valamint a detektorelemek erősítésének kalibrációjára.

Az eredményeket ismertető cikkem [1] a Nucl. Instum. Meth. A folyóiratban jelent meg. A CMS kísérlet egyetlen, azonosított töltött hadronokkal foglalkozó publikációjában az itt ismertetett módszereket alkalmaztam [2, 3, 4]. Az eljárások az Advanced European Infrastructures for Detectors at Accelerators (AIDA) projekt keretében egy kísérlet-független programcsomagban[1] széles körben elérhetők és felhasználhatók.

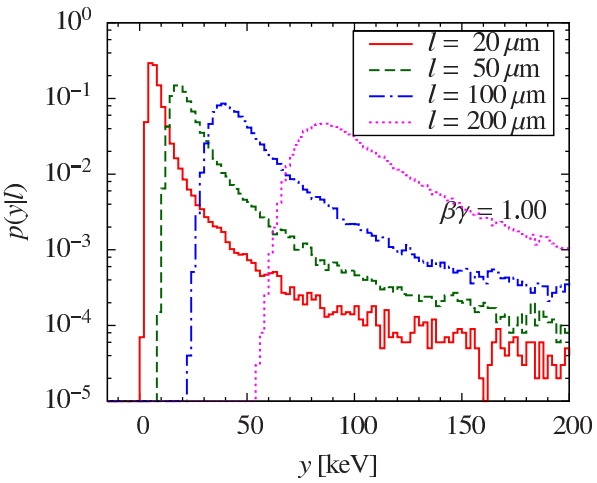
11.1. Bevezető

A töltött részecskék azonosítása alapvető fontosságú a részecske- és magfizika számos területén: részecskespektrumok, korrelációk, rezonanciabomlások termékeinek kiválasztása, valamint ritka fizikai folyamatok hátterének csökkentése [5, 6, 7]. A töltött részecskék nyomkövetése mellett a detektorokat a részecskék azonosítására – vagy hozamuk meghatározására – is használhatjuk, ha a részecske pályája mentén mért energiaveszteségeit megfelelő módon felhasználjuk.

A szilícium-alapú detektorok esetében az érzékeny térfogatok vékony rétegekbe rendezettek. Egy töltött részecske áthaladása után a keltett elektronok és lyukak a szenzorok felszíne felé sodródnak (*driftelnek*), ahol pixel vagy csík elrendelésű kiolvasó elemek találhatók [8, 9, 10, 11]. Ebben a tanulmányban ezeket az érzékeny térfogatokat (pixeleket vagy csíkokat) *elemeknek* nevezzük. A szomszédos, adott küszöbérték feletti begyűjtött töltéssel rendelkező érzékeny elemeket – melyek közös éllel vagy csúccsal rendelkeznek –

[1] siEnergyLoss csomag, http://code.google.com/p/bud-aida/

csoportokba rendezzük (6.1 szakasz). Az így kialakított klaszter teljes töltése megfelel a részecske adott szakaszon leadott energiának. A rövidség kedvéért a pálya szilíciumban található szakaszát *beütésnek* nevezzük.



11.1. ábra. Az energiaveszteség valószínűségsűrűsége töltött részecskékre $\beta\gamma = 1{,}00$ esetén, 20, 50, 100 és 200 μm úthossz mellett.

A tanulmány célja olyan egyszerű, de pontos módszerek megadása, melyek jól használhatók a beütés- és pálya-szintű mérések becslésére, kiszámítására széles impulzustartományban és változatos detektorvastagságok mellett. Mindezek az energiaveszteség-eloszlások parametrizációján alapulnak, amely az alapvető fizikai folyamatok pontos ismeretét feltételezik.

Az anyagon áthaladó töltött részecske ütközések során veszít energiát. Az itt felhasznált számolások mind Monte Carlo módszereken alapulnak, leírásuk a [12] és [13] referenciában található. A felhasznált mikroszkopikus modell felépítését és fontosabb részleteit már a 9.2 szakaszban ismertettük. A számolások eredményei aszimmetrikus sűrűségfüggvények, hosszú farokkal (11.1 ábra).

11.2. Az energiaveszteség paraméterezése

A töltött részecskék energiaveszteségét szilíciumban egy analitikus parametrizációval közelíthetjük. Ez megadja egy y energialeadás $p(y|\varepsilon, l)$ feltételes valószínűségsűrűségét, ha az úthossz l adott és a *legvalószínűbb energiaveszteség-ráta* ε – egy l_0 referencia úthosszon – ismert. Itt a továbbiakban az $l_0 = 300\,\mu$m választott értékkel dolgozunk. A valószínűség ε és l függését egyetlen mennyiségen, a legvalószínűbb Δ energiaveszteségen keresztül írhatjuk le, melyet a következő módon közelíthetünk

$$\Delta \approx \varepsilon l \left[1 + a \log(l/l_0)\right], \tag{11.1}$$

ahol $a \approx 0{,}07$ a vizsgált $\beta\gamma$ tartományban. Az y energiaveszteséghez tartozó valószínűségsűrűség pedig

$$p(y|\Delta) \propto \frac{1}{\sigma_\Delta(y)} \cdot \begin{cases} \exp\left[-\frac{(\Delta-y)^2}{2\sigma_\Delta(y)^2}\right], & \text{if } y < \Delta + \nu\sigma_\Delta(y) \\ \exp\left[\frac{\nu(\Delta-y)}{\sigma_\Delta(y)} + \frac{\nu^2}{2}\right], & \text{if } y \geq \Delta + \nu\sigma_\Delta(y), \end{cases}$$

ahol

$$\sigma_\Delta(y) = \sigma_0 + by. \tag{11.2}$$

A paraméterek legjobb értékei $\nu \approx 0{,}65$, $\sigma_0 \approx 2\,\mathrm{keV}$ és $b \approx 0{,}095$. Olyan esetek valószínűségei, melyekben az energialeadás egy küszöb alatt ($y < t_{thr}$) vagy a telítési szint fölött ($y > t_{sat}$) van, szintén leírhatók:

$$p(y < t_{\mathrm{thr}}|\Delta) = \begin{cases} 1, & \text{ha } \Delta < t_{\mathrm{thr}} - \sigma_\Delta \\ \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta - t_{\mathrm{thr}}}{\sigma_\Delta} + 1\right)^2\right], & \text{ha } \Delta \geq t_{\mathrm{thr}} - \sigma_\Delta \end{cases} \tag{11.3}$$

$$p(y > t_{\mathrm{sat}}|\Delta) = \begin{cases} \exp\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta - t_{\mathrm{sat}}}{\sigma_\Delta} - 1\right)\right], & \text{ha } \Delta < t_{\mathrm{sat}} + \sigma_\Delta \\ 1, & \text{ha } \Delta \geq t_{\mathrm{sat}} + \sigma_\Delta. \end{cases} \tag{11.4}$$

A javasolt parametrizációt a $\beta\gamma = 0{,}56 - 10{,}0$ tartományban teszteltük, nagyon jó eredményekkel. A levezetések, valamint a tulajdonságok részletes ismertetése az [1] referencia A függelékében találhatók. A gyakran használt változók listája a 11.1 táblázatban látható. A parametrizációt többféleképpen is felhasználhatjuk. Különféle beütés- és pálya-szintű mennyiségeket határozhatunk meg, ha a $\chi^2 = -2\log p$ log-likelihood értékek megfelelő összegeit minimalizáljuk, például

- egy adott beütés $\hat{\boldsymbol{P}}$ helyének,[2] valamint az energialeadás mértékének becslése az ε és az érzékeny elemekhez tartozó l_i úthosszak változtatásával (11.3 és 11.4 szakasz).
- a legvalószínűbb $\hat{\varepsilon}$ energiaveszteség-ráta becslése egyes beütésekre (a klaszter érzékeny elemeinek felhasználásával) vagy a teljes részecskepályára (a pálya szilíciumban levő szakaszainak segítségével, 11.5 szakasz).
- a detektor erősítésének (kereszt-)kalibrációja a mért részecskepályák segítségével, a kiolvasó egységek (az érzékeny elemek csatornái, a több elemet kezelő kiolvasó chipek, vagy a detektorrétegek) erősítésfaktorainak változtatásával, vagyis a mért y értékek mozgatásával (11.6 szakasz).

11.3. A beütések helyének becslése

A feladat a beütés $\hat{\boldsymbol{P}}$ helyének becslése a szilíciumréteg középsíkjában, a beütés klaszterének érzékeny elemeiben mért energialadások felhasználásával. Feltételezzük, hogy a pálya helyi iránya ismert, vagyis a pályaszakasz $\boldsymbol{\lambda}$ vetülete a kiolvasó síkon adott (11.2 ábra), más szóval csak a klaszter paramétereinek pontosításával, újrabecslésével próbálkozunk.

Néhány alapvető módszer ♦ Bár vannak olyan algoritmusok, melyek jól működnek adott n klaszter elemre (például a nemlineáris η-algoritmus [14, 15] $n = 2$ strip beütésre),

[2] A továbbiakban a ˆ szimbólummal egy paraméter becsült értékét jelöljük.

itt csak azokat a helybecslő módszereket vizsgáljuk meg, amelyeket változatos elemszám mellett ($n \geq 1$), pixel és strip klaszterek esetében egyaránt alkalmazhatunk.

A beütés helyét legegyszerűbb módon az elemek $\boldsymbol{p_i}$ helyeinek súlyozott átlagával becsülhetjük (az ábrákon *Weighted* felirattal), ahol a súlyok az érzékeny elemekben mért megfelelő y_i energialeadások:

$$\hat{\boldsymbol{P}}_{\text{Weighted}} = \frac{\sum_i y_i \boldsymbol{p_i}}{\sum_i y_i}.$$

Egy másik széles körben alkalmazott technika (az ábrákon *First-last*, head-tail algoritmusként is ismert) csak egydimenziós klaszterekkel foglalkozik [16, 17, 18]. Ez nyilván természetes strip detektorok esetében. Pixelekre a klasztert mindegyik irány mentén összenyomjuk és a két vetületet külön elemezzük. Csak az első ($\boldsymbol{p_F}$) és az utolsó ($\boldsymbol{p_L}$) elemeket használjuk a hely meghatározására, mert ez a választás lecsökkenti az energialeadások fluktuációitól való függést. Ha a részecske az energiát egyenletesen, folytonosan veszítené, a beütés helyét így számolhatnánk:

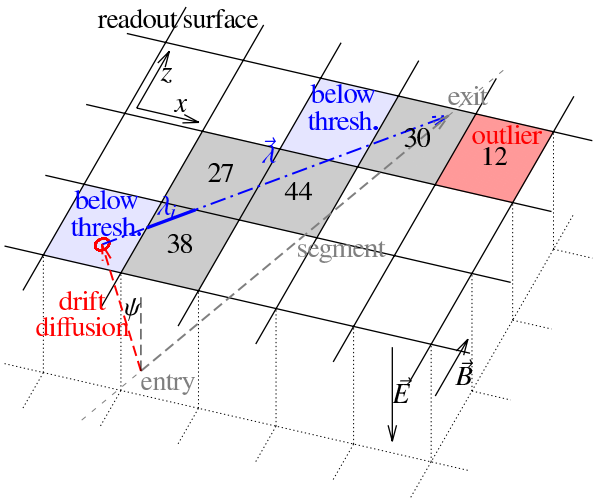
$$\hat{\boldsymbol{P}}_{\text{First-last}} = \frac{\boldsymbol{p_F} + \boldsymbol{p_L}}{2} + \frac{y_L - y_F}{2(y_L + y_F)} \boldsymbol{\lambda}_{\text{eff}},$$

ahol a $\boldsymbol{\lambda}_{\text{eff}}$ vektor komponensei a vetületek összegei a megfelelő külső elemekben. (A fenti képletet kiegészíthetjük a drift irányával kapcsolatos korrekcióval, ha a szilíciumrétegek mágneses térben vannak.) Fontos megjegyeznünk, hogy így a beütés klaszterének alakjával kapcsolatos információk, valamint az egyes energialeadások értékei elvesznek. Ebben a tanulmányban egy új módszert ismertetünk, amely minden egyes klaszterelem adatait figyelembe veszi.

11.1. táblázat. A gyakran használt változók listája. (A másodrendű parciális deriváltak esetén az indexeket nem jelöltük minden esetben.)

ε	a legvalószínűbb energiaveszteség-ráta l_0 úthosszon
l_0	referencia úthossz, 300 μm
l	egy pályaszakasz hossza
Δ	a legvalószínűbb energialeadás l úthosszon
y	energialeadás egy elemben vagy szakaszon
$\boldsymbol{\lambda}$; λ	a szakasz vetülete; a vetület hossza
λ_i,	vetületelem, annak hossza
$\boldsymbol{P}$	a beütés helye a középpárhuzamos síkban
i	a klaszter érzékeny elemeinek indexe
j	a trajektória mért szakaszainak indexe
k	a merőleges irányok indexe a kiolvasó síkon
g	egy egység erősítéskorrekciója (szorzó)

Klaszterelemek ♦ A töltött részecske szilíciumrétegen való áthaladását a pálya belépési és kilépési pontjai egyértelműen megadják. Mágneses térben – még lassú részecskék esetén is – a pálya szilíciumban haladó szakaszát egyenessel közelíthetjük, ahol a kilépési és belépési pontok a réteg ellentétes oldalain vannak (11.2 ábra). A szakasz mentén keltett töltések elektromos és mágneses terek hatására a felszínre driftelnek.



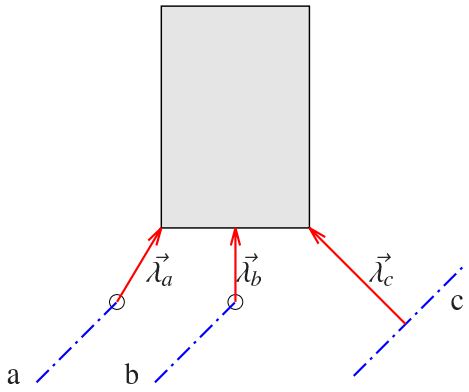
11.2. ábra. Egy klaszter és energialeadásai (kerekített számok keV-ben) és a $\boldsymbol{\lambda}$ vetület (szaggatott-pontozott nyíl) a χ^2 minimalizálás egy adott állapotában. Példaképpen egy λ_i vetületelemet (vastag folytonos vonal) és a kiolvasó sík koordinátarendszerét (x és z) is berajzoltuk. A küszöbérték alatt maradó pixeleket (below thresh.) világosabb betöltő szín jelöli, míg a kilógó pixel színezése a többinél sötétebb. A pálya belépési és kilépési pontjait, a pályaszakaszt, az elektromos ($\boldsymbol{E}$) és mágneses ($\boldsymbol{B}$) tér vektorait, a drift irányát, valamint az elektronok ψ Lorentz-szögét is megadtuk. Részletes leírás a szövegben található.

A mágneses térben elhelyezett ütközőnyalábos detektorokban az $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}$ effektus sokkal nagyobb jelentőségű, mint a töltésfelhő diffúzióból származó a 5–10 μm-es kiszélesedése, még a nagy p_{T}-jű merőlegesen beeső részecskék esetében is. Hogy megőrizzük a módszer egyszerűségét és számolhatóságát, a töltések diffúzióját nem közvetlenül, hanem az úthossz negatív értékek felé történő kiterjesztésével modellezzük. A csíkok esetén a megfigyelt jelek korreláltak a csatornák közti kapacitív csatolás és az esetleges áthallás miatt. Mielőtt elkezdenénk a beütés helyének becslésével foglalkozni, a csatolást fel kell bontanunk, melyet majd a 11.4 szakaszban részletezünk.

A következő meggondolások pixel detektorokra vonatkoznak, de könnyen alkalmazhatók strip detektorokra is, ha a pixelek egyik méretét nagy értékre állítjuk be. Az analízis során kétféle pixelt különböztetünk meg (11.2 ábra):

– Egy pixel *résztvevő*, ha a pályaszakasz vetülete a kiolvasó felületén áthalad, függetlenül az energialeadásától. Lehet, hogy a klaszterhez tartozik (nem nulla energialeadás), de lehet egy üres pixel is, ha az energialeadás a küszöb alatt maradt. A pixel kiolvasó felületén a vetület és a pixel éleinek metszetei megadják a pixelhez tartozó λ_i *vetületelemeket*.

– Egy pixel *kilóg*, ha a pályaszakasz vetülete nem megy át a kiolvasó felületén, de a klaszter tagja (nem nulla energialeadás). Általában másodlagos részecske, gyakran δ-elektron okozza, amely a részecske szilíciumon való áthaladása során keletkezik. Ha a vetület nem fed át a pixel felületével, egy „negatív” úthosszat használunk a pixel-vetület távolság jellemzésére. A negatív távolság használata segít a kilógó pixelek és a töltésdiffúzió hatásainak figyelembe vételében, ráadásul biztosítja a χ^2 minimalizálás gyorsabb konvergenciáját.



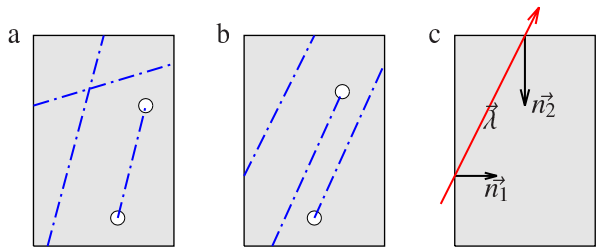
11.3. ábra. A vetületek (szaggatott-pontozott szakaszok) három lehetséges pixelhez képesti elrendezése, valamint egy kilógó pixel (betöltött téglalap). A szakaszok és a téglalap távolságait a megfelelő nyilak jelölik ($\boldsymbol{\lambda_a}$, $\boldsymbol{\lambda_b}$, $\boldsymbol{\lambda_c}$).

A vetületelemek hossza ♦ A következő feladat a λ_i vetületelemek meghatározása mindegyik pixelre, a beütés egy adott $\boldsymbol{P}$ helye esetén. A két végpont koordinátáit, valamint a függőleges és vízszintes osztóvonalak elhelyezkedését felhasználva a λ_i vetületelemek hosszát a résztvevő pixelekre számolhatjuk. Kilógó pixelek esetén meghatározzuk a vetület és a pixel távolságát (a kiolvasó felületen, 11.3 ábra). Kiszámoljuk a következő kombinációkat:

– a vetület két végpontja és a pixel négy csúcsa vagy négy élének távolsága (a és b esetek),

– a vetület egyenese és a pixel négy csúcsának távolsága (c eset),

és a legkisebb távolság *negatívját* választjuk. A fent leírt eljárás biztosítja, hogy a beütés $\boldsymbol{P}$ változtatásával a résztvevő és kilógó pixelek vetületelemei folytonosan változnak.



11.4. ábra. Vetületelemek (szaggatott-pontozott szakaszok) egy résztvevő pixel kiolvasó felületén (betöltött téglalap), melyeket vagy végpontok (üres körök), vagy metszéspontok határolnak. a: A hossz érzéketlen a beütés helyének kis változásaira. b: A hossz változik, ha a beütést mozgatjuk. c: Az $\boldsymbol{n_1}$, $\boldsymbol{n_2}$ normálvektorok és a $\boldsymbol{\lambda}$ vetület.

Deriváltak ♦ A λ_i vetületelem változik, ha a beütés $\boldsymbol{P}$ helyét módosítjuk. A megfelelő szakaszt végpontok, vagy metszéspontok határolhatják (11.4 ábra). A hossza érzéketlen a beütés helyének kis változásaira, ha minkét határoló pont végpont, vagy a pixel szemközti élein levő metszéspont (11.4a ábra). A hossz csak akkor változik, ha az egyik pont egy végpont, vagy ha mindkét pont a pixel szomszédos élein levő metszéspont (11.4b ábra). A $\partial\lambda_i/\partial\boldsymbol{P}$ deriváltat a befelé irányított $\boldsymbol{n_k}$ normálvektorok és a $\boldsymbol{\lambda}$ vetület (11.4c ábra) segítségével írhatjuk fel:

$$\frac{\partial\lambda_i}{\partial\boldsymbol{P}} = \sum_k \frac{\boldsymbol{n_k}\lambda}{|\boldsymbol{n_k}\boldsymbol{\lambda}|}, \tag{11.5}$$

ahol k a szakaszhoz tartozó metszéspontokat (0, 1 vagy 2) indexeli. A kilógó elemek esetén a derivált a következő normálvektor lesz:

$$\frac{\partial\lambda_i}{\partial\boldsymbol{P}} = \frac{\boldsymbol{\lambda}}{\lambda}. \tag{11.6}$$

Log-likelihood minimalizálás ♦ A klaszter összes érzékeny elemének közös χ^2-e

$$\chi^2_{y_i}(\varepsilon, \boldsymbol{P}) = \sum_i \chi^2_{y_i}\big(\Delta(\varepsilon, l_i(\boldsymbol{P}))\big), \tag{11.7}$$

ahol az i index a résztvevő és kilógó elemeken fut végig. Míg az y_i energialeadások adottak, Δ értéke ε-tól és a l_i úthosszaktól függ ((11.1) egyenlet), ez utóbbiak pedig a beütés aktuális $\boldsymbol{P}$ helyének függvényei. A legjobb hely és a legvalószínűbb energiaveszteség-rátát a χ^2 minimalizálásával becsüljük meg. Az l_i úthosszakat a vetületelemek λ_i hosszából a

$$l_i = \frac{l}{\lambda}\lambda_i$$

összefüggéssel kapjuk, ahol l a pályaszakasz hossza, λ pedig a vetület hossza.

A beütés helyének becslése során az $\hat{\varepsilon}$ értéke csak másodlagos fontosságú. Így, a (11.1) egyenletben felvázolt teljes függés helyett elég arányosságot feltételeznünk:

$$\Delta(l_i) \approx \varepsilon l_i, \tag{11.8}$$

ahol ε az energiaveszteség átlagos rátáját jelöli. A $\chi^2_{y_i}$ tagok ((11.7) egyenlet) első, $(\varepsilon, \boldsymbol{P})$ szerinti parciális deriváltjai:[3]

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial\varepsilon} = \frac{\partial\chi^2}{\partial\Delta}l_i, \qquad \frac{\partial\chi^2}{\partial P_k} = \frac{\partial\chi^2}{\partial\Delta}\varepsilon\frac{\partial l_i}{\partial P_k},$$

míg a második deriváltak

$$\frac{\partial^2\chi^2}{\partial\varepsilon^2} = \frac{\partial^2\chi^2}{\partial\Delta^2}l_i^2, \qquad \frac{\partial^2\chi^2}{\partial P_k\partial P_l} = \frac{\partial^2\chi^2}{\partial\Delta^2}\varepsilon^2\frac{\partial l_i}{\partial P_k}\frac{\partial l_i}{\partial P_l},$$

ahol a $\frac{\partial^2 l_i}{\partial \boldsymbol{P}^2} = 0$ kifejezést tartalmazó tagot nem írtuk ki. A második derivált kereszttag

$$\frac{\partial^2\chi^2}{\partial\varepsilon\partial P_j} = \left(\frac{\partial^2\chi^2}{\partial\Delta^2}\Delta + \frac{\partial\chi^2}{\partial\Delta}\right)\frac{\partial l_i}{\partial P_j}.$$

Az úthossz parciális deriváltja

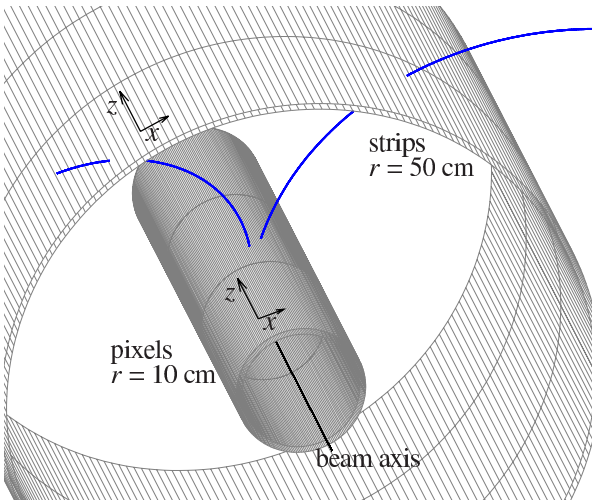
$$\frac{\partial l_i}{\partial \boldsymbol{P}} = \frac{l}{\lambda}\frac{\partial\lambda_i}{\partial\boldsymbol{P}},$$

ahol az utolsó tényezőt a (11.5) és (11.6) egyenletek adják meg. A minimalizálás során $\hat{\varepsilon}$ pozitivitását úgy biztosítjuk, hogy $\log\hat{\varepsilon}$-t használjuk paraméterként. Mivel mind az első, mind a második deriváltak számolhatók, a Newton módszert [19] használhatjuk a gyors és pontos minimalizálás érdekében.

[3] A y_i alsó indexet a továbbiakban elhagyjuk.

11.2. táblázat. A detektor szimulációja során használt mennyiségek.

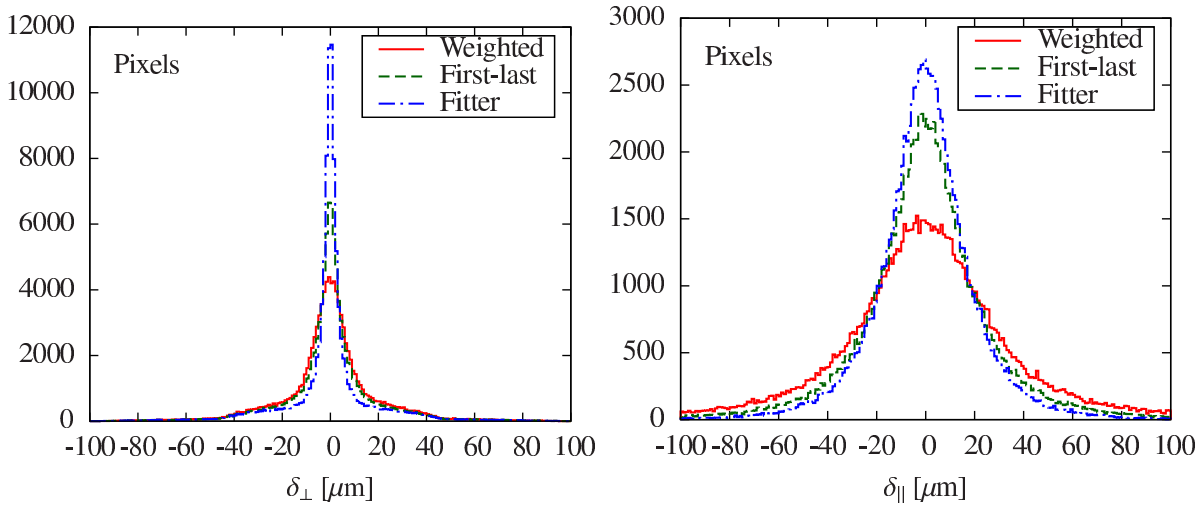
Detektor vastagsága	300 μm
Osztásköz, pixelek (x irány)	100 μm
Osztásköz, pixelek (z irány)	200 μm
Osztásköz, csíkok (x irány)	100 μm
A Lorentz-szög tangense ($\tan\psi$)	1/6
Diffúzió szélessége (σ_d)	5 μm
Jelek csatolása és áthallás, csíkok (α)	0,1
Klaszterelemek zaja	1,5 keV
Kiolvasási küszöb (t_{thr})	7,5 keV
Telítési szint (t_{sat})	150 keV



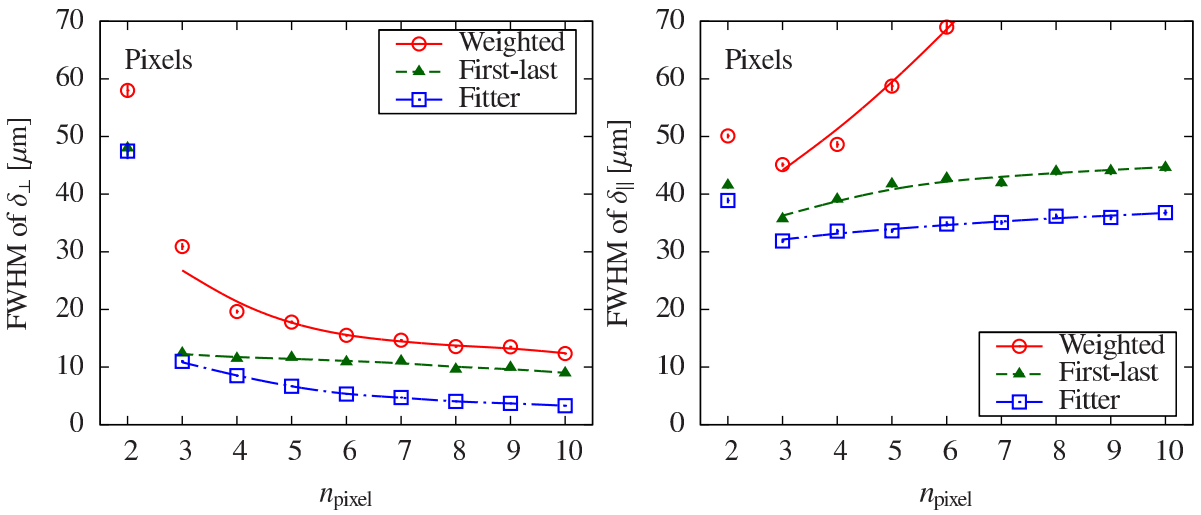
11.5. ábra. A pixel és strip rétegek a nyalábtengely körüli 10 és 50 cm sugarú hengereken helyezkednek el. (A rétegek vastagsága, valamint a pixelek és csíkok méretei nem méretarányosak.) A helyi x és z irányokat nyilakkal jelöltük. Példaként két $p = 0{,}8\,\mathrm{GeV}/c$ impulzusú, $p_{\mathrm{T}} = 0{,}5\,\mathrm{GeV}/c$ és $p_{\mathrm{T}} = 0{,}7\,\mathrm{GeV}/c$ transzverzális impulzusú pályát is berajzoltunk.

Eredmények ♦ A 11.3 és 11.4 szakaszok vizsgálataiban pozitív és negatív pionokat generáltunk lapos pszeudorapiditás eloszlással a $-2{,}5 < \eta < 2{,}5$ tartományban, követve egy $p_{\mathrm{T}}/T^2 \exp(-p_{\mathrm{T}}/T)$ transzverzális impulzus eloszlást, ahol $T = 0{,}2\,\mathrm{GeV}/c$. A szimuláció fontosabb paraméterei a 11.2 táblázatban találhatók. A pixel és strip rétegeket a nyalábtengely körüli 10 és 50 cm sugarú hengereken helyeztük el (11.5 ábra), $B = 4$ T mágneses térben. A helyi z irány a nyaláb tengelyével párhuzamos, a helyi x irány pedig a szilíciumréteg síkjában van a z irányra merőlegesen.

Minden rétegben 100 000 teljes pixel vagy strip klasztert készítettünk elő. A részecske áthaladása alatt a szilíciumban történő energialeadásokat 1 μm hosszúságú szeletekben generáltuk, a 11.1 szakaszban részletezett mikroszkopikus modellnek megfelelően [12, 13]. A Lorentz-szöget (ψ), mely a drift iránya és az $\boldsymbol{E}$ elektromos tér vektora által bezárt szög, úgy választottuk, hogy $\tan\psi = 1/6$ legyen. Ez a helyi x irányban 50 μm eltolást eredményez abban az esetben, ha a töltés a szilíciumréteg aljáról ($t = 300\,\mu$m vastagság) driftelt a kiolvasó síkig. Minden egyes 1 μm-es szeletre a diffúziót gaussosnak feltételeztük, így a kiolvasó síkra egy kétdimenziós Gauss-eloszlással leírható töltésfelhő érkezik, melyre $\sigma_x = \sigma_d\sqrt{d/t}/\cos\psi$ és $\sigma_z = \sigma_d\sqrt{d/t}$, ahol t a szilíciumréteg vastagsága, d a drift-út hossza. A diffúzió szélessé-



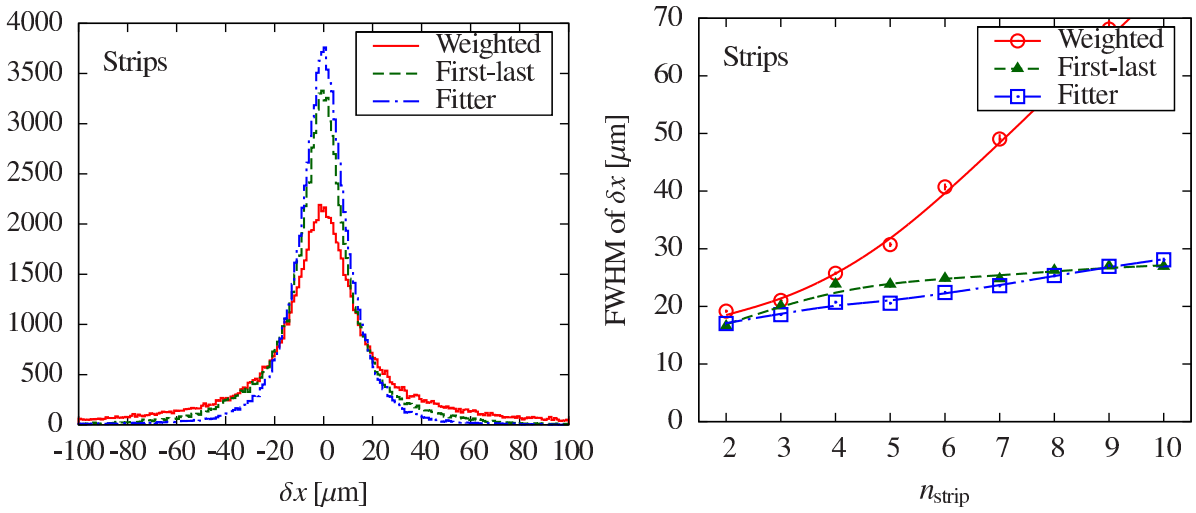
11.6. ábra. A beütések rekonstruált helyének reziduáljai pixel detektorra, a vetületre merőleges (balra) és azzal párhuzamos (jobbra) irányokban, a vizsgált módszerekkel.



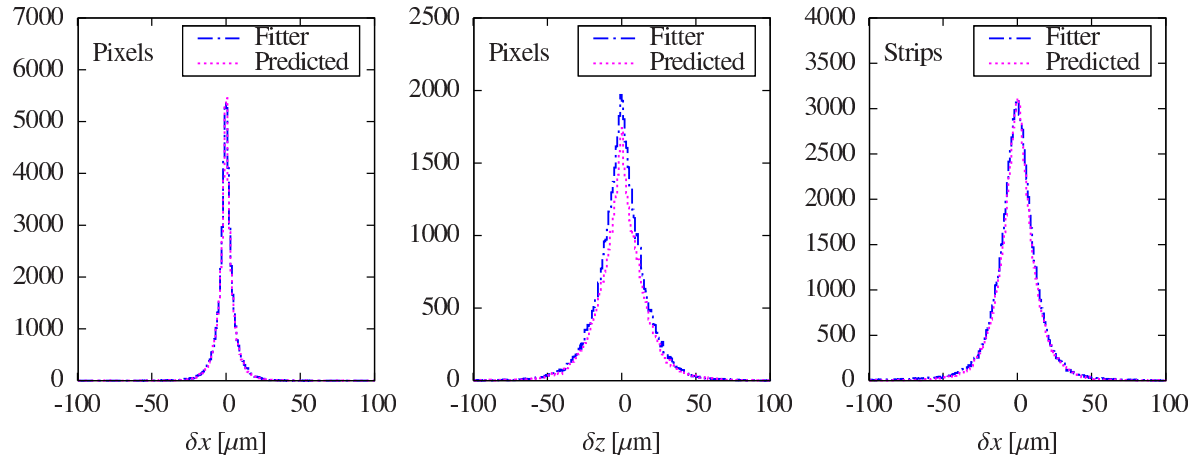
11.7. ábra. A beütések helyfelbontása pixel detektorra: a megfelelő reziduál-eloszlások félértékszélességét ábrázoltuk a vetületre merőleges (balra) és azzal párhuzamos (jobbra) irányokban, a klaszterben levő pixelek számának függvényében. A berajzolt vonalak a könnyebb megértést segítik.

gét jellemző értéket $\sigma_d = 5\,\mu$m-re állítottuk. Az érzékeny elemek felületén összegyűjtött töltést integrálással kaptuk meg, majd alkalmaztuk a szomszédos elemek közti kapacitív csatolást, hozzáadtuk a gaussos zajt, végül pedig a kiolvasási küszöb és a telítési szintek figyelembevételével előállítottuk a végső értékeket, melyeket később a klaszterrekonstrukció számára bemenő adatként használtunk. Az alább bemutatott eredményeket pozitív és negatív részecskékre átlagoltuk.

Az energialeadások részletes ismerete lecsökkenti a helybecslés reziduáljait. A pixelek esetében a valós értékektől való eltéréseket a pályaszakasz vetületére merőleges és azzal párhuzamos irányokra választhatjuk szét (11.6 ábra). Mindkét esetben az itt bemutatott *log-likelihood illesztés* (*Fitter* jelöléssel az ábrákon) jobb eredményeket ad a súlyozott át-



11.8. ábra. Balra: A beütések rekonstruált helyének reziduáljai strip detektorra, a vizsgált módszerekkel. Jobbra: A beütések helyfelbontása strip detektorra: a megfelelő reziduál-eloszlások félértékszélességét ábrázoltuk a klaszterben levő csíkok számának függvényében. A berajzolt vonalak a könnyebb megértést segítik.



11.9. ábra. A beütések rekonstruált helyének reziduáljai pixel (x és z irányok) és strip detektorokra, balról jobbra. A rekonstruált és szimulált értékek közti különbségek eloszlását (Fitter, szaggatott-pontozott vonal), valamint az illesztett paraméterek hibájából jósolt eloszlást (Predicted, szaggatott vonal) együtt mutatjuk.

lag és az első-utolsó módszerekhez képest. A különbségek főként a merőleges irányban szembetűnőek. Az eloszlások félértélszélességét a klaszterben található pixelek számának függvényében a 11.7 ábrán láthatjuk, mindhárom tárgyalt módszerre. A merőleges irányban akár 3 μm-ig is elérhetünk. Ugyanakkor meg kell jegyeznünk, hogy a pályák keresése és illesztése során a kinematikai paraméterek bizonytalanságait főként a többszörös szórás uralja és nem a helymérés felbontása. A strip detektorra vonatkozó reziduálokat és a helyfelbontásokat (félértékszélességet) a 11.8 ábra mutatja. Ismét a javasolt módszer adja a legjobb eredményeket. (Bár ezeket a számokat a pályák detektorlaphoz képesti beesési

szögének függvényében is ábrázolhattuk volna, az érzékeny elemek száma jobban jellemzi a klasztereket.)

A helybecslés bizonytalanságát az észlelt Fisher információ segítségével minden beütésre kiszámolhatjuk. A rekonstruált beütések helyének reziduáljait pixelekre és csíkokra a 11.9 ábra mutatja. A rekonstruált és szimulált koordináták összehasonlításából származó eloszlásokat az illesztett paraméterek bizonytalanságain alapuló *jóslatokkal* együtt ábrázoltuk. A megfigyelt és jósolt értékek között nagyon jó egyezést találunk. Pixelek esetén a korreláció kereszttagjait is számolhatók, melyek a pálya újraillesztése során hasznosíthatók.

11.4. A beütések energiájának becslése

A klaszterben hagyott energiát az érzékeny elemek y_i energialeadásainak összegével is becsülhetnénk:

$$\hat{y}_{\mathrm{Sum}} = \sum_i y_i, \tag{11.9}$$

de így nyilván torzított eredményeket kapnánk.

Az egy elemben leadott energia a klaszterezés során elveszhet, ha az energialeadás a kiolvasási küszöb alatt maradt. Ilyenkor az átlagos $\langle y_i \rangle$ leadott energiát a tárgyalt mikroszkopikus modellből kaphatjuk meg (11.1 szakasz).[4] A 11.10-bal ábra néhány küszöbértékre ($t_{\mathrm{thr}} = 6$, 8 és 10 keV) adja meg az átlagos leadott energiát az l úthossz függvényében, $\beta\gamma = 3{,}16$-os részecskékre. Nagy l esetén az átlagos leadott energia közel van a küszöbhöz ($\langle y \rangle \approx t_{\mathrm{thr}}$), hiszen a $p(y|l)$ valószínűségsűrűség meredeken emelkedik kis y értékekre. Ha az úthossz kicsi, az átlagos energialeadás egyszerűen $\langle y \rangle \approx \varepsilon l$. Ezeket a megfigyeléseket sikeresen leírhatjuk és a szimulációból kapott értékekkel fedésbe hozhatjuk (11.10-bal ábra) a következő képlettel:

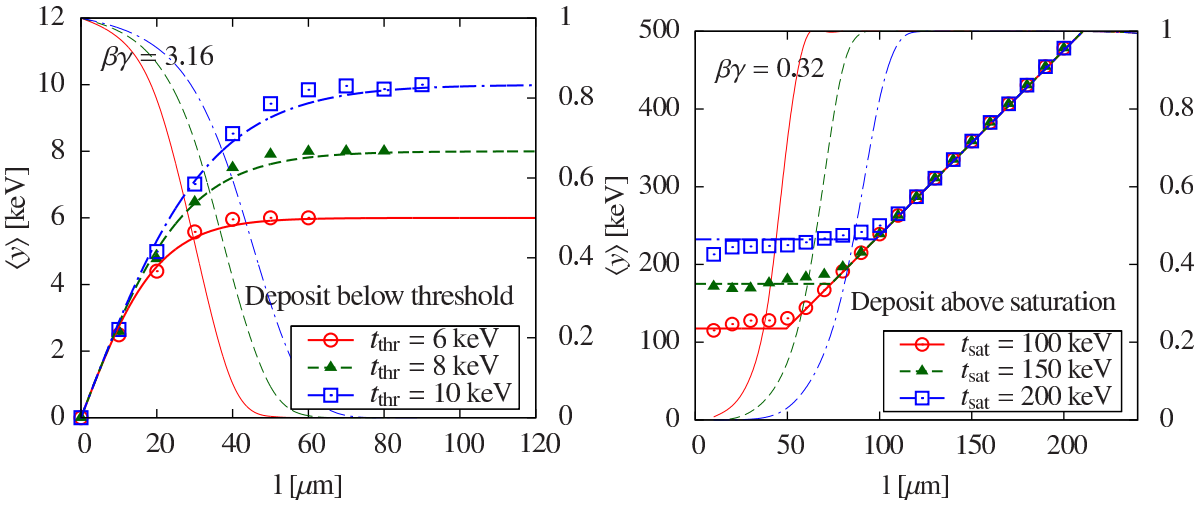
$$\langle y \rangle_{y<t_{\mathrm{thr}}} \approx t_{\mathrm{thr}} \tanh\left(\frac{\varepsilon l}{t_{\mathrm{thr}}}\right). \tag{11.10}$$

A leadott energia telítésbe is viheti a kiolvasó csatornákat, ha az energialeadás a telítési szint felett volt. Az átlagos $\langle y \rangle$ energialeadást itt is szimuláció segítségével kaphatjuk meg. A 11.10-jobb ábra néhány telítési értékre ($t_{\mathrm{sat}} = 100$, 150 és 200 keV) adja meg az átlagos leadott energiát az l úthossz függvényében, $\beta\gamma = 0{,}32$-es részecskékre. Kis l esetén az átlagos energialeadást a parametrizációval is számolhatjuk:

$$\langle y \rangle_{y>t_{\mathrm{sat}}} \approx \frac{\int_{t_{\mathrm{sat}}} y \exp\left[-\nu y/\sigma_\Delta(t_{\mathrm{sat}})\right] \mathrm{d}y}{\int_{t_{\mathrm{sat}}} \exp\left[-\nu y/\sigma_\Delta(t_{\mathrm{sat}})\right] \mathrm{d}y} = t_{\mathrm{sat}} + \frac{\sigma_\Delta(t_{\mathrm{sat}})}{\nu},$$

ahol σ_Δ-t a (11.2) egyenletben definiáltuk. Ha az l úthossz nagy, az átlagos energialeadás egyszerűen $\langle y \rangle \approx \varepsilon l$. Ezeket a megfigyeléseket sikeresen leírhatjuk és a szimulációból

[4] A következőkben az i indexet elhagyjuk.



11.10. ábra. Balra: Az átlagos energialeadás olyan beütésekre, melyek mért energiája küszöb alatt maradt, $t_{\mathrm{thr}} = 6$, 8 és 10 keV küszöbértékekkel, $\beta\gamma = 3{,}16$ esetén. Jobbra: Az átlagos energialeadás olyan beütésekre, melyek mért energiája a telítési szint felett volt, $t_{\mathrm{sat}} = 100$, 150 és 200 keV telítési értékekkel, $\beta\gamma = 0{,}32$ esetén. Mindkét ábrán az átlagos értékeket (pontok) az l úthossz függvényében ábrázoltuk. A vastag vonalak rendre a (11.10) és (11.11) egyenleteknek megfelelő függvényalakokat ábrázolják. A vékony görbék (jobb oldali függőleges skála) a $p(y < t_{\mathrm{thr}}|l)$ (balra) és $p(y > t_{\mathrm{sat}}|l)$ (jobbra) feltételes valószínűségeket jelzik.

kapott értékekkel fedésbe hozhatjuk (11.10-jobb ábra) a következő képlettel:

$$\langle y \rangle_{y>t_{\mathrm{sat}}} \approx \max\left(t_{\mathrm{sat}} + \frac{\sigma_\Delta(t_{\mathrm{sat}})}{\nu}, \varepsilon l\right). \tag{11.11}$$

Csatolt jelek ♦ Strip detektorok esetén az észlelt jelek a szomszédos csíkok és a hozzájuk tartozó kiolvasó elektronika kapacitív csatolása, valamint az esetleges áthallás miatt korreláltak. Ezt a hatást egy tridiagonális mátrixszal modellezhetjük,

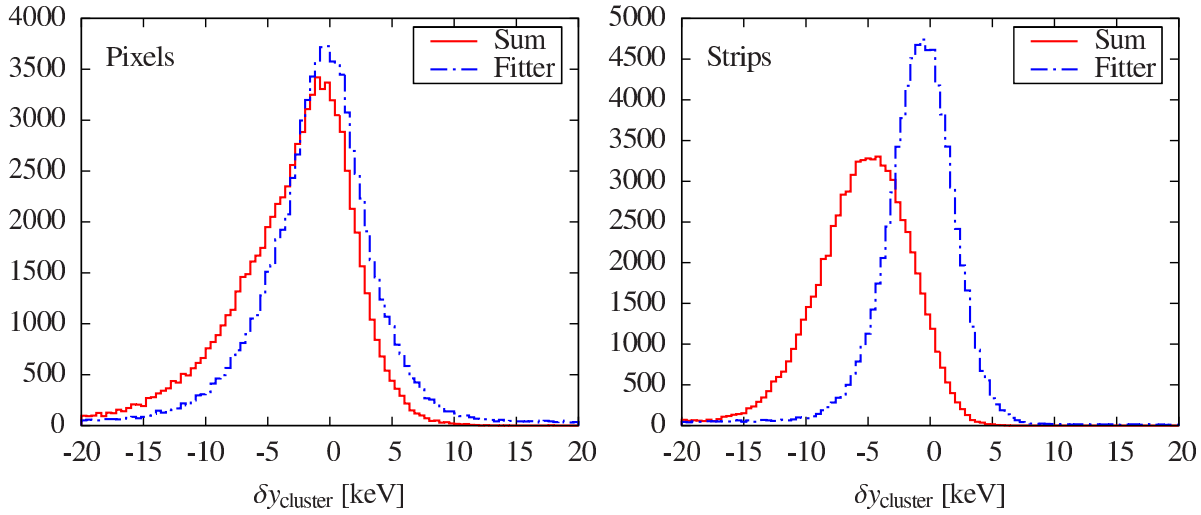
$$C = \begin{pmatrix} 1-2\alpha & \alpha & & 0 \\ \alpha & 1-2\alpha & \ddots & \\ & \ddots & \ddots & \alpha \\ 0 & & \alpha & 1-2\alpha \end{pmatrix},$$

ahol $\alpha > 0$. A másodszomszédok közti csatolást és áthallást elhanyagoltuk. A mért $\boldsymbol{y}'$ energialeadások az eredeti, valós $\boldsymbol{y}$ értékekből a következő módon származnak:

$$\boldsymbol{y}' = C\boldsymbol{y}.$$

C inverze egzaktul számolható [20], ráadásul ha $\alpha \ll 1$, elemei jól közelíthetők:

$$C^{-1}{}_{ij} = -\frac{(2-1/\alpha)^{|i-j|-1}}{\alpha}.$$



11.11. ábra. A beütésklaszterek rekonstruált energialeadásainak reziduáljai pixelekre (balra) és csíkokra (jobbra), összehasonlítva az egyszerű összegzés (Sum) és a javasolt maximum likelihood illesztés (Fitter) eredményeit.

A küszöb alatti, valamint a telített jelek miatt az inverz transzformáció nem adja vissza a kezdeti értékeket. A klaszter i-edik elemében mért energialeadás vagy adott, vagy egyenlőtlenségeknek kell eleget tennie:

$$(C\boldsymbol{y})_i = y_i' \qquad \text{vagy} \qquad (C\boldsymbol{y})_i < t_{\text{thr}} \qquad \text{vagy} \qquad (C\boldsymbol{y})_i > t_{\text{sat}}.$$

Végeredményben egy egyenlőtlenség-rendszert kell megoldanunk $\boldsymbol{y}$-ra. A probléma a lineáris programozás eszközeivel megoldható [19, 21]. A megoldás nem egyértelmű, így egy $\boldsymbol{cy'}$ skalárszorzat minimalizálását is megköveteljük. Esetünkben érdemes a $\boldsymbol{c} = (1, 1, \ldots, 1)$ választással élni, így azt a megoldást választjuk, melyre $\sum_i y_i$ minimális.

Valójában – a detektor és a kiolvasás zaja miatt – a helyzet még bonyolultabb. Az eredeti energialeadásokat egy log-likelihood minimalizálással kaphatjuk. Feltéve, hogy a gaussos zaj szórása σ, az i-edik klaszterelem közös χ^2-hez való járuléka

$$\chi^2_{y_i'} = \left(\frac{y_i' - (Cy)_i}{\sigma}\right)^2$$

$$\chi^2_{y_i'<t} \approx \begin{cases} \frac{1}{2}\left(\frac{t-(Cy)_i}{\sigma} - 2\right)^2, & \text{ha } \frac{t-(Cy)_i}{\sigma} - 2 < 0 \\ 0, & \text{másképpen} \end{cases}$$

$$\chi^2_{y_i'>t} \approx \begin{cases} \frac{1}{2}\left(\frac{t-(Cy)_i}{\sigma} + 2\right)^2, & \text{ha } \frac{t-(Cy)_i}{\sigma} + 2 > 0 \\ 0, & \text{másképpen.} \end{cases}$$

Az egyenlőtlenségekben a

$$p(y < t|m) = \frac{1}{2}\left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{t-m}{\sigma\sqrt{2}}\right)\right]$$

valószínűségeket a következő módon közelítettük:

$$\chi^2 = -2\log p \approx \begin{cases} \frac{1}{2}\left(\frac{t-m}{\sigma} - 2\right)^2, & \text{ha } \frac{t-m}{\sigma} - 2 < 0 \\ 0, & \text{másképpen.} \end{cases}$$

Hogy a minimalizálást távol tartsuk az értelmetlen negatív y_i értékektől, a közös χ^2-hez egy $[(C\boldsymbol{y})_i/\sigma]^2$ büntető tagot adtunk, ha $(C\boldsymbol{y})_i < 0$.

A klaszterelemek közös $\sum \chi^2_{y'_i}$ kifejezése a kezdeti y_i energialeadások egy pozitív definit másodfokú függvénye, első és második deriváltjai könnyen számolhatók, a minimalizálás a Newton módszerrel néhány lépésben elvégezhető. Ha a minimumban vannak negatív y_i értékeink, a legkisebbet 0-ra rögzítjük, majd a minimalizálást újra lefolytatjuk. Végül egy olyan minimumot kapunk, melyre minden y_i nemnegatív. A klaszter teljes energialeadása és annak varianciája:

$$\hat{y}_{\text{Fitter}} = \sum_i y_i, \qquad \hat{\sigma}^2_{\text{Fitter}} = \sum_{i,j} \text{Var}(y_i, y_j).$$

Eredmények ♦ A szimuláció részletei (detektorok, η és p_{T} eloszlások) megegyeznek a 11.3 szakaszban leírtakkal. A klaszterek rekonstruált energialeadásainak reziduáljai a 11.11 ábrán láthatók, pixel és strip detektorokra. Az egyszerű összegzés ((11.9) egyenlet) és a javasolt log-likelihood illesztés teljesítményét hasonlítottuk össze. Az összegzés egy -3 keV-es (pixelek) valamint egy -5 keV-es (csíkok) átlagos eltérés mutat, amely 3–5% effektusnak felel meg minimum ionizáló részecskékre, 300 μm úthossz mellett. Ugyanakkor az illesztés torzításmentes, felbontása jobb, különösen a csíkokra, ahol az eloszlás 1,5–1,6-szor keskenyebb. A reziduálok eloszlásai alig függnek a klaszterben található érzékeny elemek (n_{pixel} vagy n_{strip}) számától.

11.5. A részecskék energiaveszteség-rátájának becslése

A részecskepálya rekonstruált y_i energialeadásainak ismeretében a következő lépésben – az összes mért beütés segítségével – megbecsüljük a részecske legvalószínűbb energiaveszteség-rátáját, egy adott referencia úthosszra.[5] A feladat nagyon hasonlít a 11.3 szakaszban látotthoz, de most csak $\hat{\varepsilon}$-t kell optimalizálnunk, hiszen az l_j szakaszhosszak már a pályakeresésből és -illesztésből ismertek. A következő összeget kell minimalizálnunk:

$$\chi^2(\hat{\varepsilon}) = \sum_j \chi^2_{y_j}\big(\Delta(\hat{\varepsilon}, l_j)\big).$$

Mivel a jobb oldalon álló tagok lineáris, vagy pozitív definit másodfokú tagokat tartalmaznak, a gyors konvergencia biztosított. A deriváltak számolhatók.

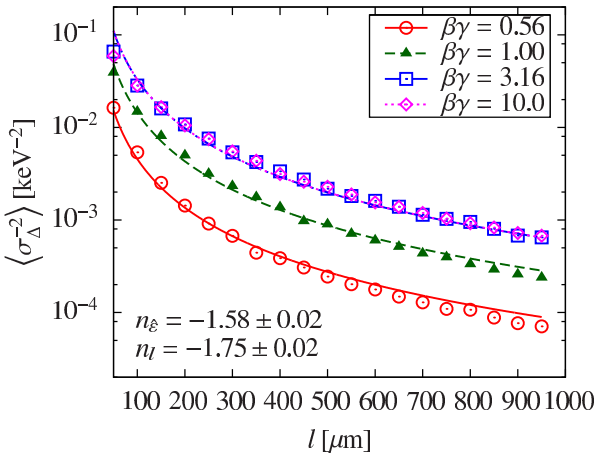
[5] A következőkben j indexeli a részecskepálya szilíciumban haladó szakaszait.

Felbontás ♦ A $\sigma(\hat{\varepsilon})$ szórást a Fisher információ segítségével becsülhetjük:

$$\mathcal{I}(\varepsilon) = \frac{1}{2}\sum_j E\left[\frac{\partial^2\chi_j^2}{\partial\varepsilon^2}\right],$$

ahol E a várható értéket jelöli, a második derivált tagok pedig

$$\frac{1}{2}\frac{\partial^2\chi_j^2}{\partial\varepsilon^2} = \begin{cases} \left(\frac{l_j[1+a\log(l_j/l_0)]}{\sigma_\Delta(y)}\right)^2, & \text{a gaussos részben} \\ 0, & \text{az exponenciális részben.} \end{cases}$$



11.12. ábra. A σ_Δ^{-2} várható értékének függése az l úthossztól, több $\beta\gamma$ beállítás esetén (pontok). A görbék a (11.12) egyenletben megadott függvényt ábrázolják. Az $\hat{\varepsilon}$ és l megfelelő kitevőit is kiírtuk.

A 11.12 ábrán látható illesztés alapján σ_Δ^{-2} várható értéke a $\hat{\varepsilon}$ és l hatványfüggvényeként viselkedik,

$$\left\langle\sigma_\Delta^{-2}\right\rangle \propto \hat{\varepsilon}^{-1,6} l^{-1,8}. \tag{11.12}$$

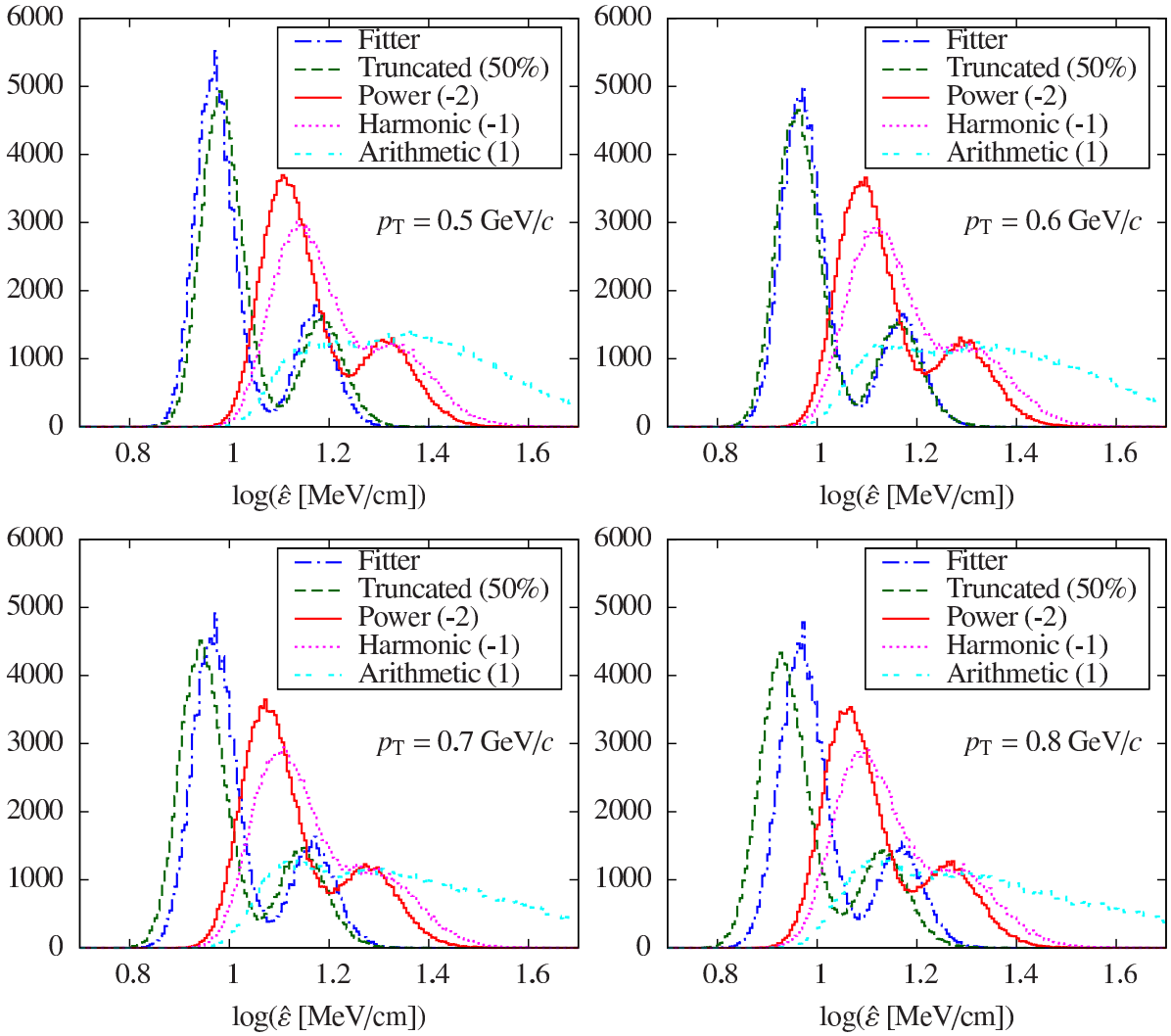
Felhasználva a parametrizációt és közelítve az $a\log(l_j/l_0)$ kifejezést az $l = 50 - 1000\,\mu$m tartományban,

$$\sigma^2(\hat{\varepsilon}) \propto \frac{\hat{\varepsilon}^{1,6}}{\sum_j l_j^{0,2}}.$$

A $\sigma(\hat{\varepsilon})/\hat{\varepsilon}$ relatív felbontás, azaz $\log\hat{\varepsilon}$ felbontása, csak kissé függ $\hat{\varepsilon}$-tól. Mivel az úthossz kitevője kicsi (0,2), nem az úthosszak összege, hanem számuk, vagyis a *mért beütések száma* számít. Ha az úthosszak összege adott, a relatív felbontás $n^{-0,4}$-el arányos, ahol n a beütések száma. Mindez az energialeadás eloszlásának nem gaussos természetében gyökerezik. (A gaussos esetben a felbontás csak az érzékeny detektorban levő teljes úthossztól függene.)

Hamis beütések eltávolítása ♦ Mivel a beütések pályákhoz rendelése nem mindig egyértelmű, lehetséges, hogy néhány beütés nem a megfelelő trajektórián található. Bár a kapott energialeadásuk korrekt, a nyomkövetésből számolt szakaszhossz hibás lehet. Feltéve, hogy egy pálya csak kevés ilyen hamis beütést tartalmaz, a nem odavaló klaszterek felismerhetők és eltávolíthatók, hiszen egy ilyen kilógó beütés kizárása jelentősen csökkenti a közös energiaveszteség-χ^2-et.

A becslések eloszlása ♦ Bár a pálya legvalószínűbb $\hat{\varepsilon}$ értékét és annak szórását megbecsültük, egyaránt fontos levezetni, vagy szintén megbecsülni, a becslés eloszlásfüggvényét is. Az eredeti valószínűségsűrűség-függvény elnyúlt alakú. így a becslő eloszlása nem lesz

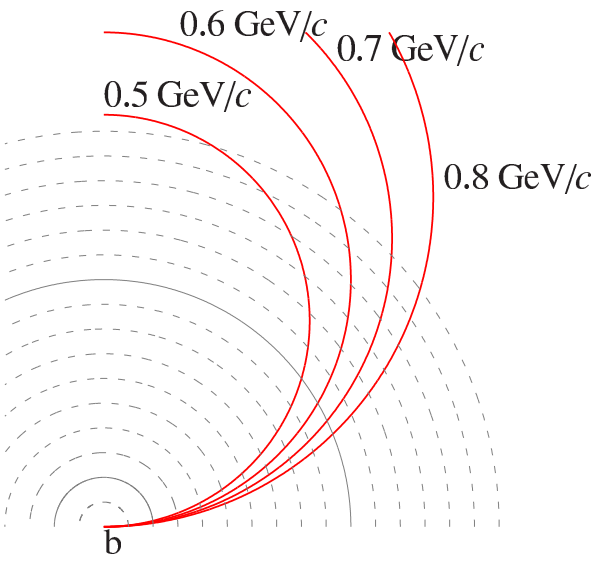


11.13. ábra. A legvalószínűbb energiaveszteség-ráta (annak logaritmusát, $\log \hat{\varepsilon}$-t ábrázoltuk) eloszlása egy referencia úthosszon $p = 0{,}8\,\mathrm{GeV}/c$ esetén, a négy vizsgált p_T beállítással. Többféle módszert hasonlítunk össze: a tanulmányban tárgyalt log-likelihood illesztés (Fitter), az 50%-os levágott átlag, a hatványátlag (-2 kitevő), a harmonikus átlag (-1), és a számtani átlag (1).

gaussos. Eloszlását pályánként meghatározhatnánk Monte Carlo szimulációval, de annak hatalmas számolásigénye miatt ez az út nem járható. Egy másik lehetőség a *statisztikus bootstrap* alkalmazása [22], amely egy véletlen mintavétel ismétléssel. A *jackknife* módszer [22] szintén érdekes lehet: itt a becslést egy-egy beütés kihagyásával újraszámoljuk. Mindkét módon becsülhető a torzítás (*bias*), a szórás, valamint az eloszlás alakja is, de egyikük sem működik kis beütésszámra.

Megoldásként a $\log \hat{\varepsilon}$ eloszlás alakját az energialeadások megújításával, regenerálásával határozhatjuk meg. Egy p impulzusú részecskét akkor használunk fel egy adott részecsketípus (m tömeg) mintaeloszlásának (*template*) építésére, ha becsült $\hat{\varepsilon}$ értéke összeegyeztethető a p/m-nél várt értékkel. Míg a kinematikai paramétereket és a pálya szilíciumban haladó szakaszainak hosszait változatlanul hagyjuk, az összes energialeadást – a para-

metrizációnak megfelelően – véletlenszerűen megújítjuk. A választott eljárás értelmes függvényalakokat ad még nagyon kevés (akár 2) beütés esetében is.



11.14. ábra. A hengeres szilícium rétegek (5, 10, 15, ..., 80 cm sugarakkal) és a négy $p = 0{,}8\,\mathrm{GeV}/c$ impulzusú, $p_\mathrm{T} = 0{,}5$, 0,6, 0,7 és $0{,}8\,\mathrm{GeV}/c$ transzverzális impulzusú részecskepálya. A nyalábtengelyre merőleges síkra való vetületeket ábrázoltuk. A két folytonos körív a 10 és 50 cm sugarú rétegeket jelöli, melyeket a 11.3 szakasz szimulációjában használtunk. A nyaláb helyét egy „b” betű mutatja.

Eredmények ♦ A részecskeszintű alkalmazások bemutatására egy egyszerű detektormodellt használunk: 16 szilíciumhenger rendre 5, 10, 15, ..., 80 cm sugárral. A rétegek vastagsága 300 μm (11.14 ábra). Csak a pályaszakaszokban történt energialeadást szimuláltuk, így a klaszterszintű részletekkel nem foglalkoztunk. Összesen 100 000 piont és 30 000 kaont generáltunk egy közös $p = 0{,}8\,\mathrm{GeV}/c$ impulzussal, de többféle p_T értékkel: 0,5, 0,6, 0,7 és $0{,}8\,\mathrm{GeV}/c$. A négy p_T beállítás $\eta = 1{,}05$, 0,80, 0,53 és 0,00 pszeudorapiditásnak felel meg. A mágneses tér által meghajlított pályák változatos szilíciumban mért szakaszhosszakat eredményeznek. Míg $p_\mathrm{T} = 0{,}8\,\mathrm{GeV}/c$ esetében csak a 300–375 μm tartományt fedik le, $p_\mathrm{T} = 0{,}5\,\mathrm{GeV}/c$-nél már a 480–1710 μm régióban változnak. Minden energialeadáshoz 3 keV szórású gaussos zajt adtunk.

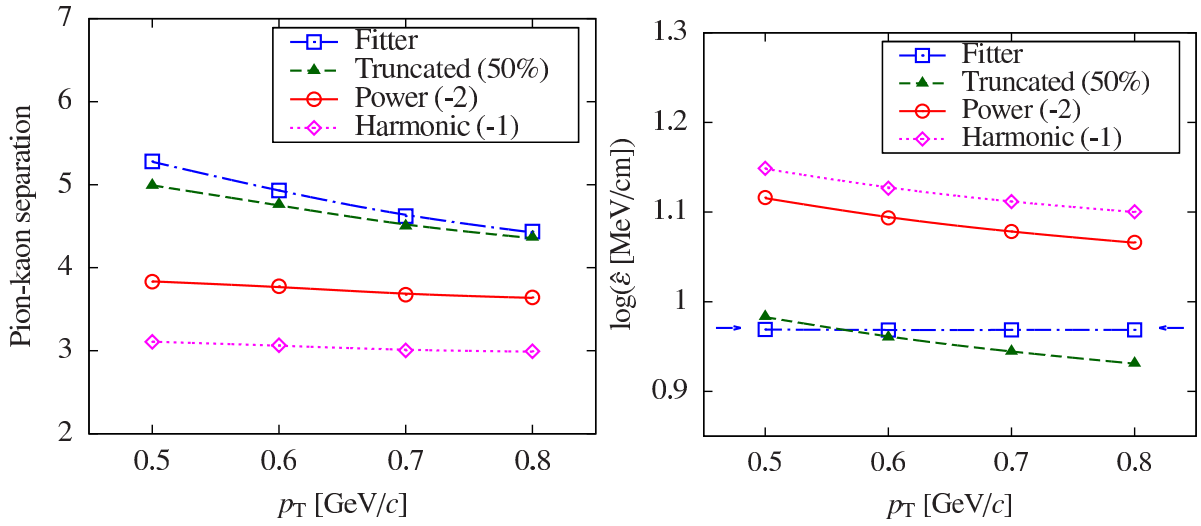
A legvalószínűbb energiaveszteség-ráta (annak logaritmusa, $\log\hat{\varepsilon}$) eloszlásai egy referencia úthosszon a négy p_T beállításra a 11.13 ábrán láthatók (Fitter). Több más, a differenciális energiaveszteség y_j/l_j értékeit használó eljárást is ábrázoltunk: 50%-os levágott átlag (az y_j/l_j számok kisebb felének átlaga) [23, 24]; az összes beütést felhasználó hatványátlag (kitevő -2), a harmonikus átlag (-1) és a számtani közép (1). Míg a legjobb eredményeket a log-likelihood illesztés adja, a hatványátlag felbontása a legrosszabb. Az 50%-os levágott átlag is jól teljesít.

A kapott eloszlásokat Gaussok összegével illesztjük. A módszerek teljesítményét a pion-kaon szétválással, a szeparáció erősségével jellemezzük, melyet a

$$\frac{|m_\pi - m_\mathrm{K}|}{\sqrt{\left(\sigma_\pi^2 + \sigma_\mathrm{K}^2\right)/2}} \tag{11.13}$$

kifejezés definiál, ahol $m_{(\cdot)}$ és $\sigma_{(\cdot)}$ a pionok és kaonok átlagos értéke és szórása. A módszerek összehasonlítását a 11.15-bal ábra mutatja, a négy vizsgált p_T beállításra. Ismét a log-likelihood illesztés adja a legjobb eredményeket. A szétválás nagyobb, ha a pályaszakaszok hosszabbak (11.5 szakasz).

Ideális esetben a $\log\hat{\varepsilon}$ becslések átlaga nem függhetne a mért szakaszok hosszától és a detektor egyéb részleteitől. A középértékek p_T függését a 11.15-jobb ábrán láthatjuk.



11.15. ábra. Balra: A pion-kaon szétválasztó erő a négy p_T beállítás mellett, többféle módszert vizsgálva: a tanulmányban bemutatott log-likelihood illesztés (Fitter), az 50%-os levágott átlag, a hatványátlag (kitevő -2) és a harmonikus átlag (-1). Jobbra: A legvalószínűbb energiaveszteség-ráta (annak logaritmusa, $\log \hat{\varepsilon}$) egy referencia úthosszon (annak a négy p_T beállításra. A vízszintes nyilak a várt elméleti értéket jelölik. A berajzolt vonalak a könnyebb megértést segítik.

A vízszintes nyilak a várt elméleti értéket jelölik. Világos, hogy a log-likelihood illesztés stabil középértékeket ad, míg a többi eljárás csökkenést mutat növekvő p_T-vel. Bár a függések egy részét ellensúlyozhatjuk, a változatos szakaszhossz-eloszlással rendelkező pályák esetén csak a javasolt módszer működik megfelelően.

11.6. A detektor elemeinek erősítéskalibrációja

A kiolvasó egységek (csatornák, chipek vagy detektorrétegek) erősítései $\hat{g}$ korrekciós faktorainak meghatározásához a megfelelő beütéseket össze kell gyűjtenünk (j index), majd a korábban már bevezetett χ^2 tagok összegét,

$$\sum_j \chi^2_{gy_j}(\Delta)$$

kell minimalizálnunk g változtatásával. χ^2_y parciális deriváltjai

$$\frac{\partial \chi^2_y(\Delta)}{\partial y} = \frac{2b}{\sigma_\Delta(y)} + \begin{cases} \frac{2\nu\sigma_\Delta(\Delta)}{\sigma_\Delta(y)^2}, & \text{ha } \Delta < y - \nu\sigma_\Delta(y) \\ -\frac{2(\Delta-y)\sigma_\Delta(\Delta)}{\sigma_\Delta(y)^3}, & \text{ha } \Delta \geq y - \nu\sigma_\Delta(y) \end{cases},$$

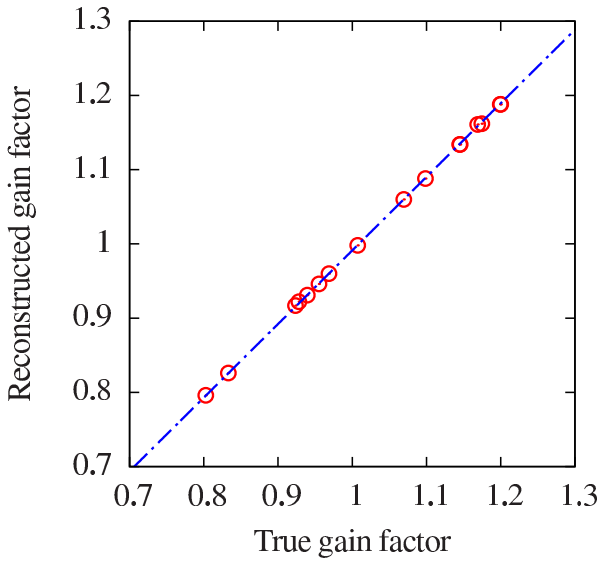
$$\frac{\partial^2 \chi^2_y(\Delta)}{\partial y^2} = -\frac{2b^2}{\sigma_\Delta(y)^2} + \begin{cases} -\frac{4\nu b\sigma_\Delta(\Delta)}{\sigma_\Delta(y)^3}, & \text{ha } \Delta < y - \nu\sigma_\Delta(y) \\ \frac{2[\sigma_\Delta(y)+3b(\Delta-y)]\sigma_\Delta(\Delta)}{\sigma_\Delta(y)^4}, & \text{ha } \Delta \geq y - \nu\sigma_\Delta(y). \end{cases}$$

A kalibráció menete ♦ Hadronokat ütköztető berendezések esetén az erősítések keresztkalibrációját a következő lépésekben végezhetjük el.

1. Egy előzetes erősítéskalibrációval megbecsüljük $\hat{\varepsilon}$-t minden részecskére. Alacsony impulzuson tiszta pionokat választunk ki, $\beta\gamma$ értéküket, a mért pályaszakaszok hosszát, az energialeadásokat mindegyik beütésből feljegyezzük. Minden egyes kiolvasó egységre minimalizáljuk – például intervallumfelezéssel (*golden section search* [25]) – a hozzájuk tartozó beütések közös χ^2 értékét, a g korrekciós faktort változtatva. Ebben az első lépésben azok a szenzorok, melyeket csak nagyobb impulzusú pályák érhetnének el, nem rendelkeznek megfelelő mennyiségű beütéssel.

2. Az előbb kapott új erősítésekkel olyan részecskéket válogatunk ki, melyek biztosan pionok, kaonok, protonok, továbbá részecskék bomlásaiból ($\mathrm{K}^0_\mathrm{S} \to \pi^+\pi^-$, $\Lambda \to \mathrm{p}\pi^-$, $\overline{\Lambda} \to \overline{\mathrm{p}}\pi^+$), vagy fotonok konverziójából ($\gamma \to \mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$) származnak. Ilyen módon több megfelelő beütést kapunk. Az erősítések optimalizálását a fent leírtaknak megfelelően végezzük el.

3. Végül az összes részecske felhasználásával a közös χ^2-et egyszerre, egyidejűleg minimalizáljuk, egymásba ágyazott minimalizálások formájában. A kiolvasó egységek erősítései nagymértékben korreláltak lehetnek, hiszen a felhasznált detektorrétegek gyakran egymás mögött vannak, vagy térben közel helyezkednek el (kétoldalas egységek), de gyártásuk részletei is közrejátszhatnak. Sok, $10^4 - 10^5$ egység esetén a minimalizálási lépéshez szükséges kovariancia-mátrix ritka, de óriási. Hogy a probléma kezelhető legyen, a leginkább korrelált egységeket, erősítéseket azonosítjuk, ennek eredményeképpen egy blokk-diagonális szerkezetű mátrixot kapunk. Így az már könnyen invertálható és a newtoni lépés számolható.



11.16. ábra. A rekonstruált erősítés-faktorok a valós értékek függvényében, a detektorszimulációban használt 16 szilíciumrétegre.

Eredmények ♦ A szimuláció részletei megegyeznek a 11.5 szakaszban leírtakkal, de most a rétegek kezdeti erősítéseit a 0,8-1,2 tartományban véletlenszerűen elállítottuk. A 11.6 szakaszban leírt kalibráció első lépését hajtottuk végre. A kapott erősítés-faktorok a valós értékek függvényében a 11.16 ábrán láthatók, a detektorszimulációban használt 16 szilíciumrétegre. A rekonstruált értékek általában 1%-kal kisebbek a valós értékeknél, de relatív pontosságuk kiváló.

11.7. Összegzés

Ebben a tanulmányban a töltött részecskék szilíciumban való energiaveszteségének új, analitikus parametrizációját vezettük be. A javasolt modell kevés paraméterrel rendelkezik, a leadott energia eloszlása és a legvalószínűbb energiaveszteség közötti kapcsolatra épít. Használatát több példán keresztül mutattuk be. A szilícium-alapú detektorok érzékeny elemeiben (pixelek vagy csíkok) mért energialeadások segítségével a pályaszakaszok helyét és a leadott energiát – a korábbi módszerekhez képest – pontosabban és kisebb torzítással tudtuk megbecsülni. A küszöb alatti, valamint telítést okozó jeleket is megfelelően kezeltük. A parametrizációt sikeresen alkalmaztuk a részecskepályák energiaveszteségrátájának meghatározására, valamint a detektorok erősítéseinek kalibrációjára, ismét a korábbi eljárásoknál jobb eredményekkel.

Irodalomjegyzék

[1] F. Siklér, „A parametrisation of the energy loss distributions of charged particles and its applications for silicon detectors," Nucl. Instrum. Meth. A 691 (2012) 16–29, `arXiv:1111.3213 [physics.data-an]`.

[2] F. Siklér, „Spectra of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.76 and 7 TeV identified via tracker energy loss," CMS AN 2010/143 (2011) .

[3] CMS Collaboration, „Spectra of charged pions, kaons, and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.76, and 7 TeV identified via tracker energy loss," CMS PAS FSQ-12-014 (2012) .

[4] CMS Collaboration, „Study of the inclusive production of charged pions, kaons, and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.76, and 7 TeV," Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2164, `arXiv:1207.4724 [hep-ex]`.

[5] W. Allison and J. Cobb, „Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss," Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 (1980) 253–298.

[6] O. Ullaland, „Update in particle identification," Nucl. Phys. Proc. Suppl. 125 (2003) 90–99.

[7] M. van Beuzekom, „Hadronic particle identification with silicon detectors by means of dE/dx sampling," Nucl. Instrum. Meth. A 568 (2006) 359–363.

[8] ALICE Collaboration, „ALICE: Physics performance report, volume II," J. Phys. G 32 (2006) 1295–2040.

[9] ATLAS Collaboration, „Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics," `arXiv:0901.0512 [hep-ex]`.

[10] CMS Collaboration, „The CMS experiment at the CERN LHC," JINST 3 (2008) S08004.

[11] LHCb Collaboration, „The LHCb Detector at the LHC," JINST 3 (2008) S08005.

[12] H. Bichsel, „Straggling in thin silicon detectors," Rev. Mod. Phys. 60 (1988) 663–699.

[13] H. Bichsel, „Inelastic electronic collision cross sections for Monte Carlo calculations," Nucl. Instrum. Meth. B 52 (1990) 136.

[14] E. Belau *et al.*, „The charge collection in silicon strip detectors," Nucl. Instr. Meth. 214 (1983) 253.

[15] R. Turchetta, „Spatial resolution of silicon microstrip detectors," Nucl. Instrum. Meth. A 335 (1993) 44–58.

[16] Y. Allkofer *et al.*, „Design and performance of the silicon sensors for the CMS barrel pixel detector," Nucl. Instrum. Meth. A 584 (2008) 25–41.

[17] M. Swartz, D. Fehling, G. Giurgiu, P. Maksimovic, and V. Chiochia, „A new technique for the reconstruction, validation, and simulation of hits in the CMS pixel detector," PoS VERTEX2007 (2007) 035.

[18] D0 Collaboration, „The D0 Silicon Microstrip Tracker," Nucl. Instrum. Meth. A 634 (2011) 8–46, `arXiv:1005.0801 [physics.ins-det]`.

[19] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing; 3rd ed. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2007.

[20] J. W. Lewis, „Inversion of tridiagonal matrices," Numer. Math. 38 (1982) 333–345.

[21] E. D. Nering and A. W. Tucker, Linear programs and related problems. Academic Press Professional, Inc., San Diego, CA, USA, 1993.

[22] J. Shao and D. Tu, The jackknife and bootstrap. Springer series in statistics. Springer Verlag, 1995.

[23] R. C. Fernow, Introduction to experimental particle physics. Cambridge University Press, 1986. pages 253-255.

[24] C. Grupen, B. Shwartz, and H. Spieler, Particle Detectors. Cambridge University Press, 2nd ed., 2008. pages 278-280.

[25] J. Kiefer, „Sequential minimax search for a maximum," Proc. Amer. Math. Soc. 4 (1953) 502–506.

12. fejezet

Alkalmazás: Energiaveszteség-ráta becslése és a hozamok meghatározása

Az előző fejezetben ismertetett energiaveszteség-parametrizációt – annak szilícium-alapú pixel és strip detektorokra kifejlesztett módszereit – egy konkrét esetre, a CMS nyomkövető által mért töltött hadronok kiértékelésére alkalmaztam [1].

12.1. Bevezető

A töltött részecskék azonosítását gyakran az energiaveszteség-ráta és az impulzus között fennálló kapcsolatra alapozzuk. Szilícium alapú detektorok esetén a rétegek vékonyak, az egyes energialeadások pedig nem Gauss-eloszlásúak, hanem a nagyobb értékek irányában hosszú farokkal rendelkeznek. Ideális esetben az energiaveszteség-ráta becslésének nem szabad függenie a mért pályaszakaszok hosszától és a detektor részleteitől. A mért differenciális $\Delta E/\Delta x$ energialeadások egyszerűbb levágott, hatvány- vagy súlyozott átlagolása (9. fejezet) során nem ez a helyzet. Bár a függések egy részét ellensúlyozhatjuk, a változatos úthosszakkal rendelkező pályák esetén csak egy olyan módszer jöhet számításba, amely az alapvető fizikai folyamatok részletes ismeretén, annak pontos leírásán alapszik.

A töltött részecskék szilíciumban való energiaveszteségét egy egyszerű analitikus modellel jól közelíthetjük [2]. A modell megadja annak a $p(y|\varepsilon, l)$ valószínűségét, hogy egy l szakaszon a mért energialeadás y, ha az l_0 referencia-úthosszhoz tartozó legvalószínűbb energiaveszteség-ráta ε. A modellt a maximum likelihood becslés (MLE) módszerével együtt többféle módon használhatjuk. Ha megmérjük az egyes detektorcsatornákban (pixelekben vagy csíkokban) leadott energiákat, a beütések klasztereinek energiáját meghatározhatjuk. A küszöb alatti és a maximális kiolvasható érték feletti energialeadások egyaránt megfelelően kezelhetők, melynek köszönhetően a mérés lehetséges tartománya megnő, az energiameghatározás pontossága javul. A modellt alkalmazhatjuk még a részecskék energiaveszteség-rátájának meghatározására, valamint a detektor egységeinek

dc_245_11

12.1. táblázat. Néhány CMS strip aldetektor mért tulajdonságai, a merőlegeshez közeli beesésű pályák beütéseinek felhasználásával: a t kiolvasási küszöb, az α csatolási paraméter, a gaussos zaj σ_n szórása. A vesszővel elválasztott értékek a 0,9, 2,76 és 7 TeV-es rugalmatlan p-p adatok kiértékeléséből származnak.

Detektor	t [ADC]	α	σ_n [ADC]
TIB	8.5	0.091, 0.077, 0.096	6.1, 6.2, 6.1
TID	7.5	0.076, 0.068, 0.081	6.4, 6.7, 6.4
TOB	13.5	0.116, 0.094, 0.124	8.1, 9.1, 8.5
TEC3	7.5	0.059, 0.059, 0.072	5.6, 6.1, 5.7
TEC5	12.5	0.094, 0.086, 0.120	7.6, 8.6, 8.0

(például a kiolvasó chipek) kalibrálására.

A CMS kísérletben a részecskéknek erősen változó számú megtalált beütésük lehet, akár csak kettő, de akár 35. A mért pályaszakaszok hossza rendszerint kicsi, hiszen a szilíciumrétegek vékonyak. Ugyanakkor a hosszak nagy változatosságot mutathatnak, attól függően, hogy mekkora a helyi beesési szög a réteg normálisához képest. Itt a részecskék $l_0 = 450\,\mu$m referencia-úthosszra becsült ε, vagy $\log\varepsilon$ értékeit fogjuk a részecskék azonosítására és hozamok meghatározására használni.

A pixel klaszterek esetén az energialeadás (és szórásnégyzetük) egyszerűen az egyes, a klasztert alkotó pixelek energialeadásainak (és szórásnégyzetük) összege. A zaj gaussos, pixelenként $\sigma_n \approx 10\,$keV szórással.

A strip detektorban a megfigyelt jelek a szomszédos csíkok kapacitív csatolása, valamint az áthallás (*cross-talk*) miatt korreláltak. A t kiolvasási küszöb, az α csatolási paraméter és a gaussos zaj σ_n szórása a csíkokra a mért adatokból, a detektorlapra közel merőlegesen beeső pályákhoz tartozó beütésekkel meghatározható. Hogy a strip detektor egyes részeinek különbségeit figyelembe vegyük, a paramétereket az aldetektorokra különkülön határoztuk meg (12.1. táblázat). A kapott küszöbértékek ugyanazok, továbbá jó egyezést kapunk a 0,9 és 7 TeV-es adatoknál: a csatolás jellemző értékei $\alpha = 0{,}06$–$0{,}12$, a zaj szórása pedig $\sigma_n = 5$–9 ADC. A 2,76 TeV-es adatok, melyeket később vettünk fel, kisebb eltéréseket mutatnak. Az így kapott értékeket használjuk – az energiaveszteségmodell keretén belül – a strip klaszterek korrigált energialeadásainak kiszámítására.

12.2. A detektorok erősítés-kalibrációja

Az ütközésekben keletkezett töltött részecskék különféle pixel és strip aldetektorokon repülnek keresztül: az ε értékét az összes, a pályához tartozó beütés felhasználásával becsüljük meg. Az MLE érzékeny a háttérben lezajló fizikai folyamatok leírásának pontosságára. Emiatt alapvető fontosságú az összes alkotóelem (esetünkben a kiolvasó chipek)

megfelelő kalibrációja, vagyis a leadott energia (keltett töltés) és a mért ADC érték viszonyának tisztázása. Emellett szintén elengedhetetlen a mért energiaveszteség-spektrum és az energiaveszteség-modell összehasonlítása, és esetlegesen korrekciók bevezetése, ha szükséges.

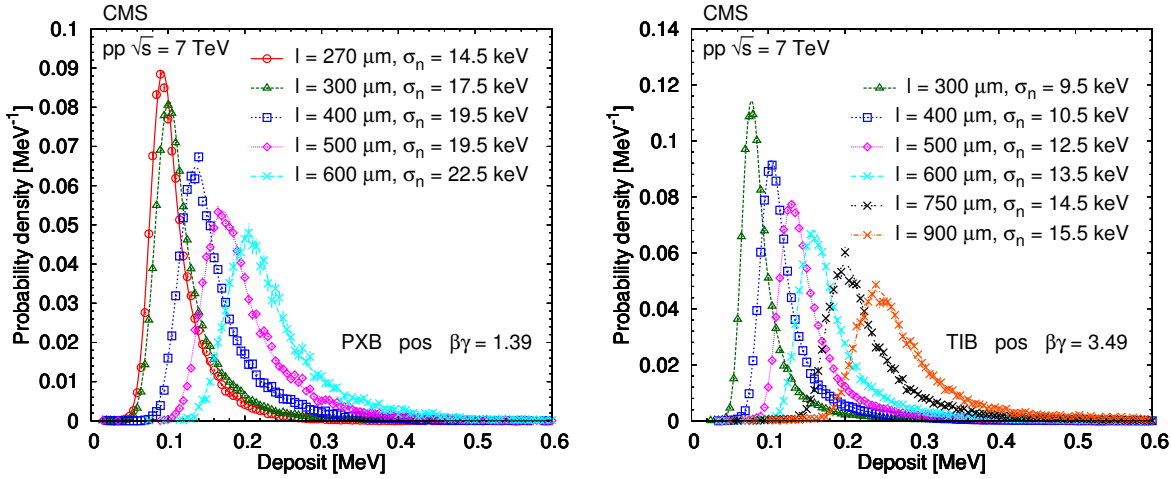
A pixel és strip kiolvasó chipek egy előzetes erősítés-kalibrációja segítségével ε-t minden részecskére megbecsüljük (12.3 szakasz). Egy részecskét akkor tekintünk pionnak, kaonnak vagy protonnak, ha p impulzusa és az előzetes legvalószínűbb ε energiaveszteség-rátája teljesíti a 12.2 táblázatban megadott feltételeket. Ezen kívül azokat a részecskéket, melyekre $p > 2\,\mathrm{GeV}/c$, vagy $\varepsilon < 3{,}2\,\mathrm{MeV}/\,\mathrm{cm}$, vagy egy K^0_S bomlás leányai, szintén pionnak tekintjük. Az azonosított részecskék ilyenfajta kiegészítésére azért van szükségünk, mert így növelhetjük a nagyobb sugaraknál levő chipek kalibrálására rendelkezésre álló beütések számát, megtartva a használt adatok magas tisztaságát. Azonosított elektronokat nem használunk. Az elméletileg várható ε, l úthossz és y energialeadás értékeket minden egyes beütésből begyűjtjük, majd a kiolvasó chipenként tároljuk. Minden chipre az együttes, minden kiválasztott beütés (j index) energialeadását figyelembe vevő $-2\sum_j \log p(g \cdot y_j|\varepsilon_j, l_j)$ log-likelihood értéket kell minimalizálnunk, úgy hogy az erősítés g szorzóját változtatjuk. Minden egyes tömegközépponti energia esetén az összes adat 10%-át kellett kalibrációra használnunk, mert ezzel már elegendő pontosságot érthettünk el, melynek értéke átlagosan 0,5% pixel chipekre. A strip detektorban ez az érték függ a chip detektorban elfoglalt helyzetétől (0,5-2%).

A detektorelemek erősítéseinek beállítása után az energiaveszteség-modellt megfelelően kiválasztott és azonosított részecskékkel ellenőriztük. Példaként, $\beta\gamma = 1{,}39$ és 3,49 esetén a pozitív hadronok mért energiaveszteségének eloszlását néhány aldetektorra a 12.1 ábra mutatja, a 7 TeV-es adatokra. A 0,9 TeV és 2,76 TeV-es adatok ábrái nagyon hasonlóak. (A korrekciók pozitív és negatív részecskékre való szétválasztása indokolt, hiszen néhány effektus, főként a mágneses térbeli drift iránya, a töltésre nem szimmetrikus.) Az energiaveszteség-modell egy széles $\beta\gamma$- és úthossz-tartományban, valamint többféle detektortípusra, jó leírást ad. Azért, hogy a modelltől való lehetséges eltéréseket leírhassuk, megengedjük az elméleti eloszlások egy affin transzformációját ($\log\varepsilon \to \alpha\log\varepsilon + \delta$). Ennek két paramétere van: egy skálafaktor (α) és egy eltolás (δ), mindketten a részecske $\beta\gamma$ értékének és a pályaszakasz szilíciumban levő l úthosszának függvényei. A skálafaktorok

12.2. táblázat. A részecskeazonosításra használt feltételek. Az ε értékek a p impulzusok függvényei. A π, K és p alsó indexek az adott részecske legvalószínűbb értékeire utalnak.

Részecske	*Impulzus*	*Legvalószínűbb energiaveszteség-ráta*
pion	$0{,}16 < p < 0{,}70\,\mathrm{GeV}/c$	$\varepsilon < (\varepsilon_\pi + \varepsilon_\mathrm{K})/2$
kaon	$p < 0{,}70\,\mathrm{GeV}/c$	$(\varepsilon_\pi + \varepsilon_\mathrm{K})/2 < \varepsilon < (\varepsilon_\mathrm{K} + \varepsilon_\mathrm{p})/2$
proton	$p < 1{,}40\,\mathrm{GeV}/c$	$(\varepsilon_\mathrm{K} + \varepsilon_\mathrm{p})/2 < \varepsilon$

dc_245_11



12.1. ábra. Az energiaveszteség-modell ellenőrzése a 7 TeV-es adatok esetén. Az azonosított hadronok mért energiaveszteség-eloszlásai láthatók, adott $\beta\gamma$-ra, a PXB (balra) és a TIB (jobbra) esetén. Az értékeket $l = 270$, 300, 450, 600, 750 és 900 μm úthosszakra is megadjuk. A görbék a modell jóslatait mutatják, melyek már tartalmazzák a beütésszintű korrekciókat is (skálafaktorok és eltolások). A klaszterzaj átlagos σ_n értékeit is feltüntettük.

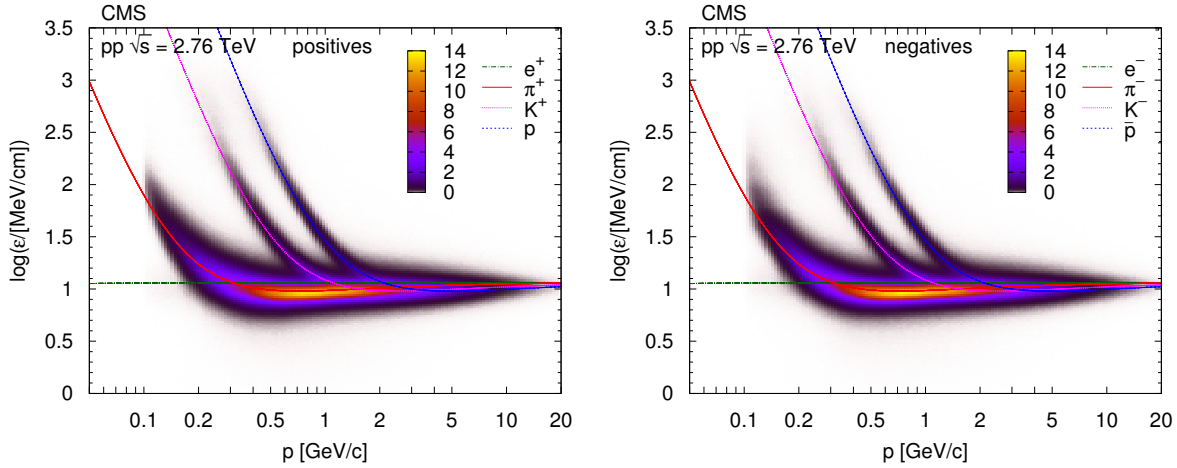
a legtöbb $\beta\gamma$ értékre 1 körül vannak, értékük $\beta\gamma < 2$ esetén 1,2–1,4 közé emelkedik. Az eltolások néhány keV körül alakulnak, de akár 10 keV-ig terjedhetnek, ha $\beta\gamma < 1$. Skálafaktorok és az eltolás is kissé úthosszfüggők. A megfigyelt *beütésszintű* reziduálok $\beta\gamma$- és l-függését polinomok szorzataival írtuk le. A fenti korrekciókat alkalmaztuk minden egyes beütésre a $\log\varepsilon$ függvényalakok (*template*) meghatározása során, melyet a következőkben ismertetünk.

12.3. A legvalószínűbb energiaveszteség-ráta becslése

A korrigált energiaveszteségekkel az ε legjobb értéke minden részecskére számolható. Az egyes (η, p_{T}) binekben hisztogramozott $\log\varepsilon$ értékeket később a hozamok szétbontására, illesztésére fogjuk használni (12.4 szakasz). Az energiaveszteség szempontjából kilógó beütések eltávolításáról, továbbá az illesztésekhez szükséges függvényalakok előállításáról is szólunk.

Az ε-t az együttes, a pálya minden megfelelő beütését figyelembe vevő (i index) energiaveszteség log-likelihood minimalizálásával becsüljük meg: $\chi^2 = -2\sum_i \log p(y_i|\varepsilon, l_i)$. A $\log\varepsilon$ értékek eloszlásai a p impulzus függvényében a 12.2 ábrán láthatók. A görbék az elektronok, pionok, kaonok és protonok elméletből várható $\log\varepsilon$ értékeit mutatják. Az alacsony impulzusnál látható eltéréseket 12.4 szakaszban vesszük majd figyelembe (részecskeszintű korrekciók).

Mivel a beütések pályákhoz való társítása nem mindig egyértelmű, néhány – általában zajból származó – beütés nem a szóban forgó pályához tartozik. Ezeket a hamis, kilógó beütéseket megtalálhatjuk és eltávolíthatjuk. Olyan pályákat érdemes megvizsgálnunk,



12.2. ábra. A $\log\varepsilon$ értékek eloszlása a p impulzus függvényében, 2,76 TeV-es adatok esetén, pozitív (balra) és negatív (jobbra) részecskékre. A színskála lineáris. A görbék az elméletből várható $\log\varepsilon$ értékeket mutatják elektronokra, pionokra, kaonokra és protonokra.

melyek legalább három beütéssel rendelkeznek és melyeknek egyesített, energialeadás-χ^2-ére $\chi^2 > 1{,}3\ n_{\text{hits}} + 4\sqrt{1{,}3\ n_{\text{hits}}}$, ahol n_{hits} a pályához tartozó beütések számát jelöli. Ha egy beütés kizárása a χ^2 értékét legalább 12-vel csökkenti, a beütést eltávolítjuk. Legfeljebb egy beütés levételét engedélyezzük. Az eljárás a pályák mintegy 1,5%-át érinti. Vizsgálatok azt mutatják, hogy ha van egy kilógó beütésünk, akkor ez rendszerint az, amelynek a $\Delta E/\Delta x$ értéke a legkisebb.

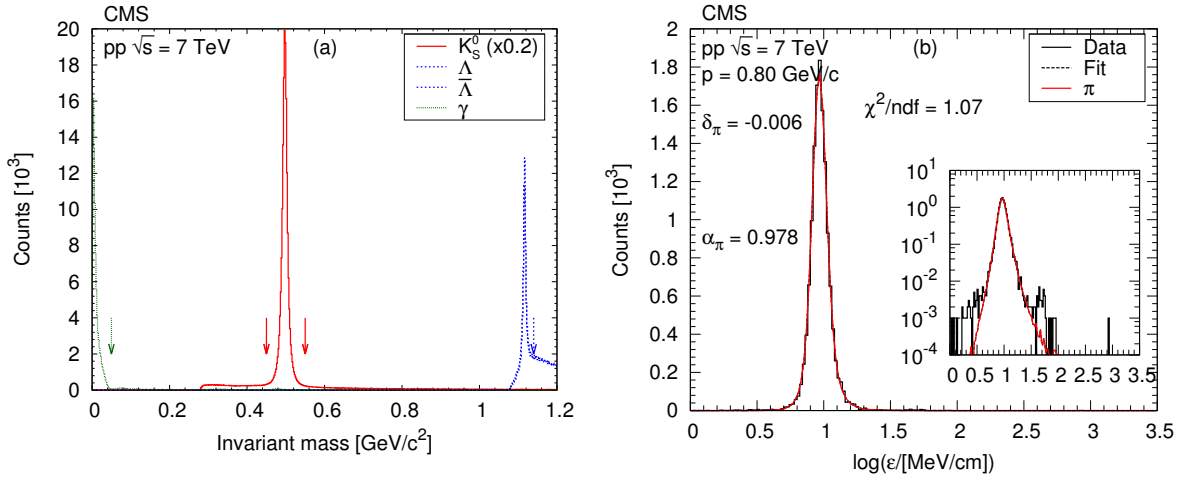
Bár $\log\varepsilon$ legvalószínűbb értékét megbecsültük, hasonlóan fontos eloszlásának a meghatározása is. Egy mért pályát felhasználunk egy adott részecske függvényalakjának építéséhez, ha a mért ε érték 3σ-nál közelebb van a megfelelő elméleti értékhez, egy adott $\beta\gamma = p/m$ esetén. Miközben minden kinematikai paramétert és a beütésekkel kapcsolatos mennyiséget változatlanul hagyunk, az összes energialeadást a helyi úthossz és feltételezett $\beta\gamma$ értékeket felhasználva, az analitikus modellnek megfelelően, véletlenszerűen felülírunk, majd $\log\varepsilon$-t kiszámoljuk és hisztogramozzuk. A választott eljárás biztosítja, hogy még a nagyon kevés beütéssel rendelkező pályák esetében is megfelelő alakokat kapunk és jól használja ki a modell beütések szintjén látott sikerét.

12.4. A $\log\varepsilon$ eloszlások illesztése

Mint azt a 12.2 ábrán láthattuk, a részecskéket egyértelműen azonosíthatjuk kis impulzuson, ott egyesével megszámlálhatók. Magasabb impulzuson a megfelelő $\log\varepsilon$ sávok átfednek (0,5 GeV/c felett a pionok és kaonok, 1,2 GeV/c felett a protonok is), a részecskék hozamát ún. template illesztések sorozatával határozhatjuk csak meg, az egyes fázistér cellákban.

A kiértékelés egyik legnehezebb, legtöbb ötletet és újfajta megközelítést igénylő része

dc_245_11



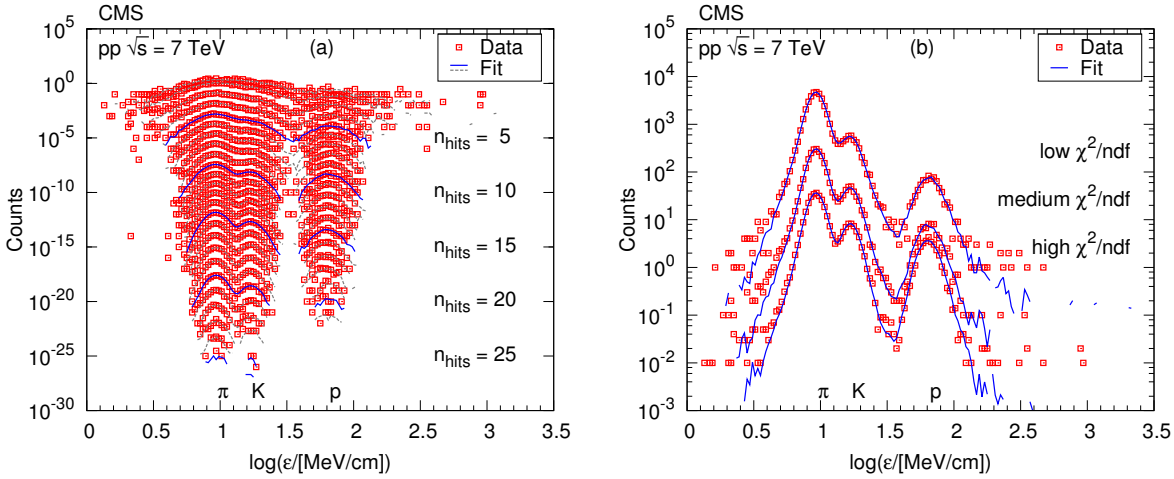
12.3. ábra. Balra: K^0_S, $\Lambda/\overline{\Lambda}$ és γ jelöltek invariáns-tömeg eloszlása. A K^0_S esetén a hisztogramot 0,2-vel megszoroztuk. A függőleges nyilak a jelöltek kiválasztásához használt tömeghatárokat jelölik. Jobbra: Példa $\log\varepsilon$ eloszlására egy keskeny impulzusszeletben $p = 0{,}80\,\mathrm{GeV}/c$-nél, tiszta pionokra. A görbék template illesztések eredményei, a skálafaktor (α) és az eltolás (δ) értékeit feltüntettük. Mindkét ábra 7 TeV tömegközépponti energiára vonatkozik.

a $\log\varepsilon$ eloszlások illesztése. Rendelkezésre állnak a becsült $\log\varepsilon$ értékek m_i hisztogramjai egy (η, p_T) binben, ahol i a hisztogramot indexeli. Továbbá megvannak a normált x_{ki} template eloszlások, ahol k jelölhet elektront, piont, kaont vagy protont. Célunk az egyes részecskék hozamának, az a_k amplitúdóknak meghatározása. Mivel a hisztogram binjeinek értékei Poisson-eloszlásúak, a megfelelő minimalizálandó log-likelihood a következő alakú:

$$\chi^2 = \sum_i 2\left[t_i - m_i + m_i \log(m_i/t_i)\right], \tag{12.1}$$

ahol $t_i = \sum_k a_k x_{ki}$ tartalmazza az elméleti jóslatot. A kifejezés nem lineáris, a minimumot Newton módszerrel [3] találhatjuk meg, amely rendszerint három iteráció után már jól konvergál. Bár a kapott template-ek meglehetősen jól leírják a mért $\log\varepsilon$ eloszlásokat, egy pontos méréshez további, *részecskeszintű* korrekciókra van szükség. Megengedjük a template-ek affin transzformációját (skálafaktor és eltolás), amely kinematikai változóktól $(\eta, p_\mathrm{T}, \phi)$, a részecskék töltésétől és tömegétől függhet.

A részecskeszintű korrekciók könnyebb tanulmányozása érdekében tisztább részecske-összetételű adatokra van szükség. Tiszta elektronokat és pozitronokat a nyalábcsőben vagy az első pixel rétegen való fotonkonverziókból nyerhetünk. Tiszta pionokat és több protont tartalmazó adatokhoz gyengén bomló semleges hadronokat használunk (K^0_S, $\Lambda/\overline{\Lambda}$). A konverziókat és a semleges hadronokat bomlási topológia alapján állíthatjuk helyre, melyhez egy egyszerű V^0 keresőt használunk [4], majd egy keskeny tömegvágással tovább válogatunk. A tiszta, vagy tisztább jelöltek invariánstömeg-eloszlását a 12.3-bal ábra mutatja. Nagyobb kaontartalmú adatok kiválogatása már bonyolultabb folyamat. Az eseményekben kisebb impulzusú, biztosan azonosítható (12.2 táblázat) $K^\pm$ részecs-



12.4. ábra. A $\log\varepsilon$ eloszlások (pontok) a 7 TeV-es adatokra, $\eta = 0{,}35$, $p_{\mathrm{T}} = 0{,}675\,\mathrm{GeV}/c$ esetén, valamint a megfelelő template illesztések (görbék). A pionokra (π), kaonokra (K) és protonokra (p) vonatkozó legvalószínűbb értékeket megjelöltük. Balra: Az eloszlások különböző n_{hits} szeletekben. A pontokat és a görbéket a jobb láthatóság érdekében a 10 hatványaival leskáláztuk, az $n_{\mathrm{hits}} = 1$ eset fent található. Jobbra: Az eloszlások a pályaillesztés különféle χ^2/ndf szeleteiben. A pontokat és a görbéket a jobb láthatóság érdekében a 10 hatványaival leskáláztuk, a legalacsonyabb χ^2/ndf-ű szelet fent található.

kékhez olyan ellentétes töltésű párokat keresünk, melyekkel – kaon tömeg feltételezéssel – a $\phi(1020)$ tömege körüli ($2\Gamma = 8{,}52\,\mathrm{MeV}/c^2$ értéknél közelebbi) invariáns tömeget kapnánk. Példaként a tiszta pionok esetén kapott $\log\varepsilon$ eloszlást mutatja 12.3-jobb ábra, egy keskeny impulzusszeletben. A pionok eloszlásának alacsony $\log\varepsilon$-ú farkát az illesztés nem írja le jól, de ennek a résznek a teljes hozamhoz való hozzájárulása elenyésző.

12.5. Fontos összefüggések, felhasználható kényszerek

Alacsonyabb impulzusnál az elektronok és pionok template-jeit össze tudjuk hasonlítani a tiszta adatokkal, de az ilyen típusú összevetések nem működnek magasabb impulzuson (kevés a kiválasztható jelöltünk), valamint kaonok és protonok esetén. Ezért fontos a $\log\varepsilon$ eloszlások részletesebb vizsgálata, hiszen sok és sokféle további információt tartalmaznak, melyeket felhasználva jobban behatárolhatjuk a részecskeszintű korrekciókat, csökkenthetjük a kapott hozamok szisztematikus hibáit.

Az $\log\varepsilon$ eloszlás illesztése n_{hits} szeletekben. A különféle részecskék n_{hits} eloszlása eltér egy adott (η, p_{T}) binben. A pionok átlagosan több beütéssel rendelkeznek, mint a kaonok vagy a protonok. A különbség fizikai folyamatokra vezethető vissza: különböző rugalmatlan hadron-mag hatáskeresztmetszet, többszörös Coulomb-szórás, repülés közbeni bomlás. Így előnyös az illesztéseket az egyes n_{hits} értékekre egyidejűleg, de külön-külön kiértékelve, differenciálisan elvégezni (12.4-bal ábra).

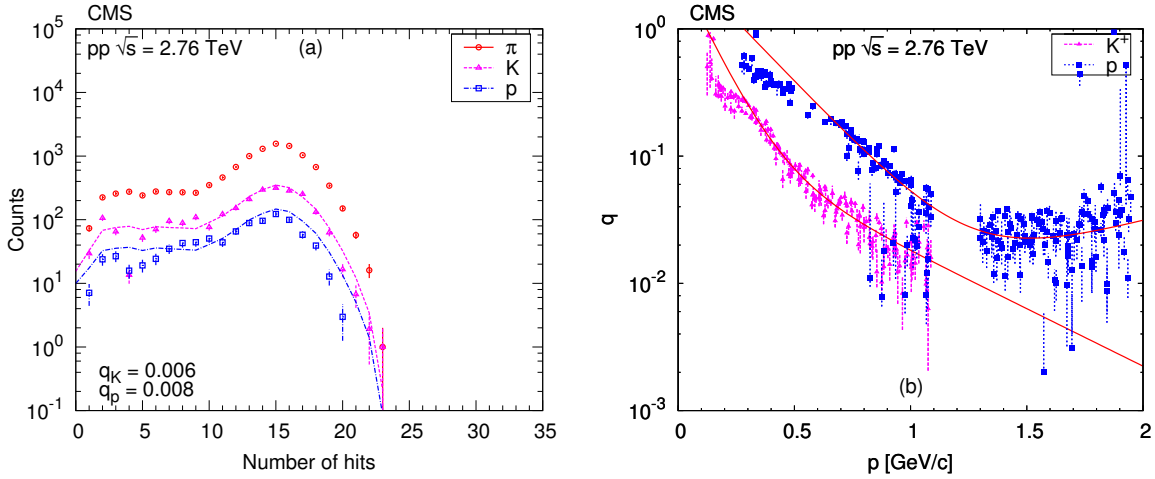
Az $\log\varepsilon$ eloszlás illesztése a pályaillesztés χ^2/ndf szeleteiben. A nyomkövető detektorokat felhasználhatjuk töltött részecskék azonosítására, a pályaillesztés Kalman-

dc_245_11

filterből kapott χ^2/ndf értékét felhasználva [5]. (Itt ndf jelöli a pályaillesztés szabadsági fokainak számát.) A pálya felépítése és illesztése során általában egy adott m_0 tömeget feltételezünk, esetünkben ez a pion tömege. Ez a megközelítés a detektorban található anyagmennyiség és a helyfelbontás jó ismeretére alapoz, felhasználva a többszörös szórás és az energiaveszteség ismert fizikáját (10. fejezet). A kapott χ^2/ndf értéket az egyes részecskék feldúsítására és elnyomására használhatjuk, így az n_{hits}-ben már differenciált illesztéseket egy újabb dimenzióval egészítjük ki. Az $x = \sqrt{\chi^2/\mathrm{ndf}}$ érték valódi pionokra közel gaussos eloszlást mutat, melynek átlaga 1, szórása pedig $\sigma \approx 1/\sqrt{2 \cdot \mathrm{ndf}}$. Ha a részecske nem pion, hanem tömege m, az átlag és a szórás is $\beta(m_0)/\beta(m)$ faktorral nagyobb lesz. Három osztályt definiálunk úgy, hogy azok hasonló számú piont tartalmazzanak. A $x - 1 < -0{,}43\sigma$ feltétel a pionokat, a $-0{,}43\sigma \leq x - 1 < 0{,}43\sigma$ és a $x - 1 \geq 0{,}43\sigma$ pedig a kaonokat és a protonokat részesíti előnyben. Példaként egy $\log \varepsilon$ eloszlást a pályaillesztés χ^2/ndf szerinti szeleteiben mutat a 12.4-jobb ábra, ahol a megfelelő hisztogram illesztések is láthatók. A relatív részecskeszámok – kaonok és protonok javára történő – megváltozása világosan látszik, amint x növekszik.

Az n_{hits} eloszlások kapcsolata. Az n_{hits} eloszlás részecsketípustól függ: a pionok pályáin több beütést találhatunk, ez a többi részecske számára – a pionokhoz képesti – beütésvesztésként jelenik meg. Az egyes n_{hits} eloszlások egymásból származtathatók. Jelölje f_n az olyan f típusú részecskék számát, melyek pályáin n beütés van ($n \geq 1$), egy (η, p_{T}) binben. Van egy másik g részecskefajtánk, amely nagyobb valószínűséggel veszt el beütéseket, ahol a további beütésvesztés q valószínűsége jó közelítéssel független a beütés helyétől. A beütésszámok várható eloszlását a $g_k = r\left[(1-q)^k f_k + (1-q)^k q \sum_{n=k+1}^{\infty} f_n\right]$ képlettel kaphatjuk meg, ahol r a részecskearányok helyi értéke (g/f). A beütésveszteség javarészt a p impulzus függvénye. Alacsonyabb impulzusnál, minden egyes (η, p_{T}) binben, a legjobb q értéket megkaphatjuk, ha a vesszük a pionok n_{hits} eloszlását és az előbbi képlet segítségével előrejelezzük a kaonok és protonok eloszlását. Példaként, n_{hits} eloszlások és a megfelelő illesztések a 12.5-bal ábrán láthatók. A kapott q értékeket p függvényében a 12.5-jobb ábra mutatja, a kaon-pion és a proton-proton relációkban. A pontokat p-ben két exponenciális összegével írhatjuk le, a két tagot a repülés közbeni bomlás, valamint az impulzussal növekvő többszörös Coulomb-szórás indokolhatja. Az itt ismertetett kapcsolatnak számunkra nagyon fontos következményei vannak: mivel a töltött részecskék száma minden egyes n_{hits} értékre ismert, csak a részecskehozamok helyi r arányát (K/π, p/π) kell változónak tartanunk a hisztogram-illesztések során. Így nincs szükségünk sok illesztendő paraméterre, hiszen a hozamok egymáshoz jól köthetők.

A paraméterek folytonos változása. Egyes (η, p_{T}) binekben a részecskeszintű korrekciókat (a skálafaktorokat és az eltolásokat) nehéz meghatározni. Feltesszük, hogy ezek a paraméterek simán változnak, amint a kinematikai tartományokon áthaladunk (folytonosság elve). Az illesztések során a kapott paramétereket simítjuk, figyelembe véve a binben kapott, valamint a 8 környező (η, p_{T}) binben illesztett értéket. Mivel kilógó értékek is lehetnek közöttük, egy robusztus átlagolást, a mediánt használjuk.



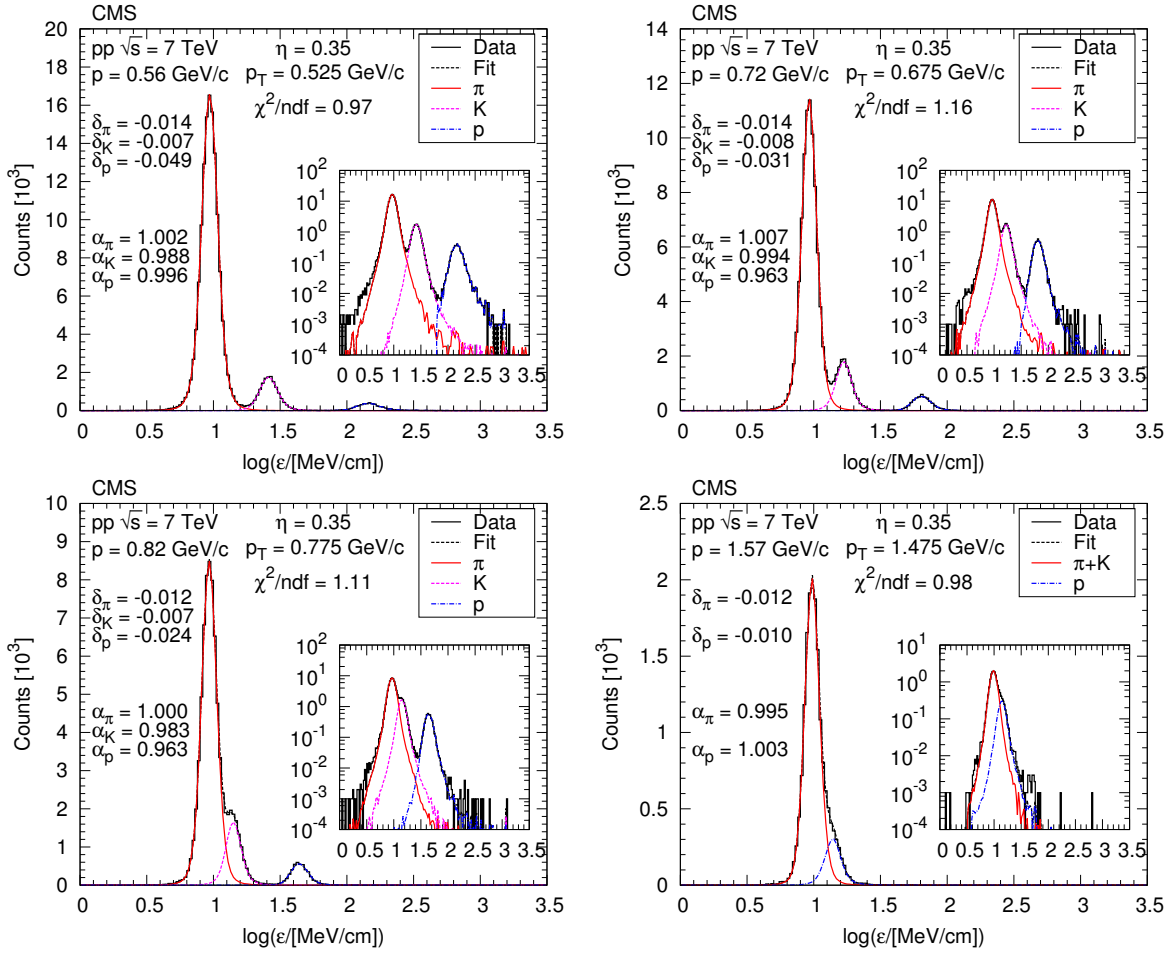
12.5. ábra. Balra: Pionok, kaonok és protonok n_{hits} eloszlása $\eta = 0{,}35$ és $p_{\text{T}} = 0{,}875\,\text{GeV}/c$ esetén, a 2,76 TeV-es adatokra, valamint a megfelelő illesztések (görbék). Jobbra: A beütés elvesztésének q valószínűsége a pionokhoz képest, pozitív kaonokra és protonokra, a p impulzus függvényében, $|\eta| < 1$ mellett, a 2,76 TeV-es adatokra, ha a pályaillesztés χ^2/ndf értéke a legalacsonyabb osztályba esett. A $\log\varepsilon$ sávok keresztezését kihagyjuk: a $p > 1{,}1\,\text{GeV}/c$ (kaonok) illetve a $1{,}1 < p < 1{,}3\,\text{GeV}/c$ tartományokat (protonok) nem használjuk. Ezeket pontokat a két exponenciális összegével elvégzett illesztés során is elhagytuk.

A paraméterek összefutása. Bár a részecskeszintű korrekciók (skálafaktorok és eltolások) függetlenek, nagyobb impulzus felé haladva hasonló értékek felé tartanak. Legyen p_c az az impulzus, ahol az ε értékek a két részecskére megegyeznek. (A leadott energia eloszlása még ott is kissé különbözhet.) A pion-kaon esetben $p_c = 1{,}56\,\text{GeV}/c$, míg a pion-proton viszonylatban $p_c = 2{,}58\,\text{GeV}/c$. Az illesztett skálafaktorokat és eltolásokat a legvalószínűbb energiaveszteség-ráták várható különbségének ($\Delta\log\varepsilon$) függvényében vizsgálhatjuk meg, vékony η szeletekben. Kaonoknál a $0{,}50 < p < 1{,}00\,\text{GeV}/c$, protonoknál pedig a $1{,}30 < p < 1{,}65\,\text{GeV}/c$ tartományban kapott értékeket használjuk fel. A paraméterek futását illesztjük és magasabb impulzusok felé extrapoláljuk, egészen p_c-ig. A skálafaktoroktól megköveteljük, hogy egyezzenek meg p_c-nél. $\Delta\log\varepsilon$ függésük jól leírható elsőfokú (proton-pion) vagy másodfokú polinomokkal (kaon-pion), minden η szeletben külön-külön. Több szabadságot kellett hagynunk az eltolások számára. Míg $\Delta\log\varepsilon$ függésüket jól le tudjuk írni elsőfokú polinomokkal, különbségeiknek nem nullához, hanem egy η-ben másodfokú polinomhoz kell tartaniuk.

12.6. A hozamok meghatározása

Összegezve, egy adott (η, p_{T}) binben a következő szabad paramétereink vannak: a részecskeszintű korrekciók skálafaktorai (0,98–1,02) és eltolásai (-0,01 – 0,01); a hozamok arányai a pályaillesztés mindhárom χ^2/ndf osztályában, ha a különféle részecskék n_{hits} eloszlásai közti kapcsolatot felhasználjuk. Az illesztéseket egyidejűleg végezzük el minden

dc_245_11



12.6. ábra. Példa $\log \varepsilon$ eloszlások $\eta = 0{,}35$-nél néhány kiválasztott p_{T} binben, a 7 TeV-es adatokra. A template illesztések részletei a szövegben találhatók. A kapott skálafaktorokat (α) és eltolásokat (δ) feltüntettük.

($n_{\mathrm{hits}}, \chi^2/\mathrm{ndf}$) binben, egymásba ágyazott minimalizálások formájában. Az előbb említett paraméterek optimalizálását a SIMPLEX csomagra bízzuk, de a helyi részecskehozamok meghatározását a log-likelihood függvénnyel ((12.1) egyenlet) végezzük, a Newton módszer segítségével.

Azért, hogy a kapott eredmények megbízhatók legyenek, az illesztéseket több iteratív lépésben végeztük. Minden lépés után a kapott paramétereket a következő lépés kezdőértékeiként használtuk fel. Először a $\log \varepsilon$ eloszlásokat keskeny impulzusszeletekben, a tiszta vagy feldúsított adatokat (elektronok, pionok, protonok és kaonok, 12.4 szakasz) felhasználva illesztettük. Ezután következett az inkluzív adatok feldolgozása, ugyanazokban a szeletekben. Így a skálafaktorok és eltolások p függéséről jó képet kaptunk.

A második körben az (η, p_{T}) sík mindegyik binjében elvégeztük a $\log \varepsilon$ eloszlások illesztését. A $-2{,}4 < \eta < 2{,}4$ tartományt 0,1 széles szakaszokra, a $0 < p_{\mathrm{T}} < 2\,\mathrm{GeV}$ tartományt pedig 0,05 GeV/c széles részekre vágtuk szét. Ez utóbbi választás megfelel a nyomkövető detektor abszolút p_{T} felbontásának, amely 0,015–0,025 GeV/c között alakul. Kezdetben

12.3. táblázat. A kiértékelés során használt lépések és eljárások fontos impulzustartományai. Az impulzusok GeV/c egységekben értendők. A beütésvesztés és a paraméterek összefutása K esetén a π-hoz, a p esetén a π+K összeghez képest értendő.

Particle	*Count*	*Fit*	*Hit loss*	*Convergence*	*Physics*
e		$p < 0{,}16$			$0{,}10 < p < 0{,}15$
π		$p < 1{,}30$		$0{,}95 < p < 1{,}30$	$0{,}10 < p < 1{,}20$
π+K		$1{,}30 < p < 1{,}95$			$1{,}05 < p < 1{,}50$
K	$0{,}12 < p < 0{,}27$	$0{,}20 < p < 1{,}30$	$p > 0{,}70$	$0{,}95 < p < 1{,}30$	$0{,}20 < p < 1{,}05$
p	$0{,}27 < p < 0{,}70$	$0{,}30 < p < 1{,}95$	$p > 1{,}45$	$1{,}60 < p < 1{,}95$	$0{,}35 < p < 1{,}70$

tiszta vagy feldúsított adatokkal dolgoztunk, majd áttértünk az inkluzív adatsorra. A kapott n_{hits} eloszlásokat felhasználtuk a különféle részecskék n_{hits} eloszlásai közötti kapcsolat meghatározására. A kapott q értékeket, pontosabban azok parametrizációját, az összes ezután következő lépésben felhasználtuk. A további lépések során a részecskeszintű paraméterek összetartását vezetjük be fokozatosan. Először az eltolásokat, majd a skálafaktorokat határozzuk meg, végül rögzítjük őket. Az illesztésekre példákat a 12.6 ábrán láthatunk.

A legutolsó lépésben az összes paramétert rögzítjük, így megkapjuk a végső normált $\log\varepsilon$ template-eket mindegyik részecsketípusra. Ezeket használva kinyerjük az inkluzív hozamokat, majd a hozamokat a részecskeszám szerinti binekben (13.4 szakasz).

Az illesztések sorozatának eredményei a hozamokat tartalmazó kétdimenziós (η, p_{T}) eloszlások, minden részecsketípusra, töltésre, valamint részecskeszám-osztályok szerint szétválogatva. A hozamok laposak η-ban, ugyanakkor növekvő p_{T}-vel csökkennek. A $\log\varepsilon$ hisztogramok végső χ^2/ndf értékei rendszerint közel vannak 1-hez, kivéve néhány alacsony p_{T}-s illesztést. Kis p-nél a pionok illesztése jó, továbbá a többi részecske jól elkülönül. Így az illesztésből kapott kaon és proton hozamok helyett egyszerűen összeszámolhatjuk a pioneloszlás illesztett alakja felett található hisztogramrészeket.

A 12.3 táblázat összefoglalja a részecske-specifikus impulzus-határokat, melyek különféle esetekben alkalmazunk: a hozam összeszámolására (*Count*); az egyes részecsketípusokat illesztjük-e (*Fit*); használjuk-e a beütések elvesztése közötti kapcsolatokat (*Hit loss*); használjuk-e a részecskeszintű korrekciók összetartásának elvét az illesztésekben (*Convergence*); használjuk-e az illesztett hozamokat fizikára (*Physics*). A nagy impulzusnál már számottevő szisztematikus hibák miatt csak egy korlátozott p tartományt tudunk felhasználni. A határokat – az egyes illesztések tüzetes átnézése után – úgy állítottuk be, hogy a mért hozamok relatív szisztematikus hibája ne haladja meg a 10%-ot. Ha $p > 1{,}30\,\text{GeV}/c$, a pionokat és a kaonokat nem illesztjük külön, hanem egy részecskeként tekintjük (π+K oszlop a 12.3 táblázatban). Bár a pion és kaon hozamokat lehetetlen külön-külön meghatározni a nagy impulzusú tartományban, összegüket jól tudjuk mérni. Ezt az információt

dc_245_11

a p_{T} spektrumok illesztésénél fontos kényszerként fogjuk használni (13.4 szakasz).

A kapott hozamok statisztikus hibáit is megkapjuk. A részecskeszintű korrekciók megfigyelt helyi ingadozásai – azok, melyek nem statisztikus ingadozások – arra utalnak, hogy a skálafaktorok és az eltolások átlagos szisztematikus hibái rendre 10^{-2} és $2 \cdot 10^{-3}$. Ezekkel az értékekkel a hozamok szisztematikus hibája minden binben jól becsülhető, ha a rögzített paraméterek megváltoztatása után a $\log \varepsilon$ hisztogramokat újraillesztjük.

12.7. Összegzés

Bemutattuk, hogy a javasolt energiaveszteség-parametrizáció nagyon jól működik valós adatokon is. A mért mennyiségek közti sokféle kapcsolat, kényszer, megmaradás kiaknázásával a CMS nyomkövető rendszere alkalmassá vált a különféle töltött hadronok hozamának kis bizonytalansággal való mérésére.

Irodalomjegyzék

[1] F. Siklér, „Spectra of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.76 and 7 TeV identified via tracker energy loss," CMS AN 2010/143 (2011) .

[2] F. Siklér, „A parametrisation of the energy loss distributions of charged particles and its applications for silicon detectors," Nucl. Instrum. Meth. A 691 (2012) 16–29, `arXiv:1111.3213 [physics.data-an]`.

[3] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing; 3rd ed. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2007.

[4] F. Siklér, „Reconstruction of V0s and photon conversions with the pixel detector," CMS AN 2006/101 .

[5] F. Siklér, „Particle identification with a track fit χ^2," Nucl. Instrum. Meth. A 620 (2010) 477–483, `arXiv:0911.2624 [physics.ins-det]`.

13. fejezet

Alkalmazás: Azonosított töltött hadronok eloszlásai $\sqrt{s}$ = 0,9, 2,76 és 7 TeV-es rugalmatlan p-p ütközésekben

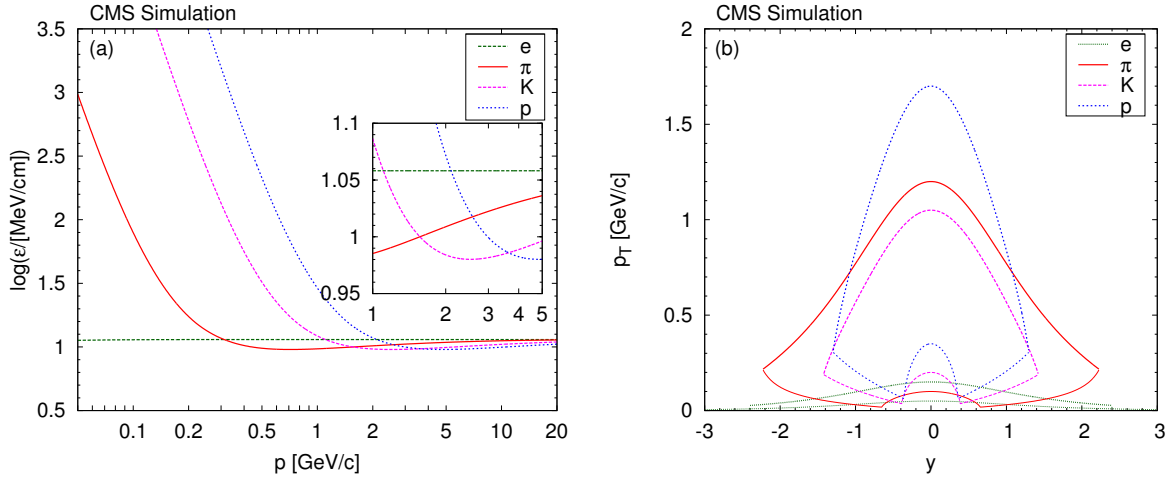
Ebben a fejezetben a p-p ütközésben keletkezett azonosított töltött hadronok eloszlásait határozzuk meg $\sqrt{s}$ = 0,9, 2,76 és 7 TeV-es tömegközépponti energiákon, a $p_{\mathrm{T}} \approx$ 0,1–1,7 GeV/c transzverzális impulzus tartományban, $|y| < 1$ rapiditásnál. A töltött pionokat, kaonokat és protonokat a szilícium-alapú nyomkövetőben leadott energiájuk alapján, valamint a számított pályaillesztés χ^2 értékének segítségével tudtam azonosítani, hozamukat meghatározni. A teljesen korrigált elsődleges részecskék p_{T} spektrumát és integrált hozamukat a PYTHIA6 és PYTHIA8 eseménygenerátorok többféle tune-jával hasonlítom össze. A pionok, kaonok és protonok átlagos p_{T}-je gyorsan nő a hadron tömegével és az eseményben mért töltött részecskék számával. Ez a növekedés nem függ az ütközés tömegközépponti energiájától. A protonok átlagos p_{T}-jének $\sqrt{s}$- és részecskeszám-függését a modellek nem tudják leírni.

Az analízis részleteit a CMS AN 2010/143 jelű analysis note-ban írtam le [1], majd a nyilvánosságnak szánt dokumentum a CMS PAS FSQ-12-014 [2] jelű összefoglalóban jelent meg. Az eredményeket elsőként ismertettem a DIS 2012 (XX International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects) konferencián [3]. Az eredményeket közlő cikk az Eur. Phys. J. C-ben jelent meg [4].

13.1. Bevezető

A hadronok ütközésében keltett hadronok vizsgálata hosszú múltra tekinthet vissza a nagyenergiás részecske- és magfizikában, valamint a kozmikus sugárzás fizikájában. A folyamatok jellemzői lényeges, de egyszerű mennyiségek, hasznosak a részecskekeltés skálázási tulajdonságainak vizsgálatában, valamint a modellek és Monte Carlo eseménygenerátorok jóslatainak ellenőrzésében.

dc_245_11



13.1. ábra. Balra: A legvalószínűbb ε energiaveszteség értékei 450 μm-os referencia-úthossz mellett szilíciumban, elektronokra, pionokra, kaonokra és protonokra [5]. A kisebb ábra a $1 < p < 5\,\mathrm{GeV}/c$ tartományt mutatja. Jobbra: A számunkra elérhető (y, p_T) tartomány elektronokra, pionokra, kaonokra és protonokra, mely alulról a nyomkövető detektor akceptanciája miatt, alacsony impulzusnál pedig a nyomkövetés hatástalansága folytán korlátos. A használható tartomány felülről, a nagy impulzusnál egyre nehezebb részecskeazonosítás miatt behatárolt.

A részecskék elektromos töltésén és impulzusvektorán kívül a részecske tömegének ismerete ezen vizsgálatokhoz új információkkal járulhat hozzá. Ez az analízis olyan töltött részecskékkel foglalkozik, melyeket szilícium-alapú detektorokban leadott energiáik[1] segítségével azonosítottunk (13.1-bal ábra). Itt az „azonosítás” szót egy szélesebb értelemben használjuk. Bizonyos esetekben a részecskéket egyértelműen tudjuk azonosítani, de gyakran csak az egyes részecsketípusok egymáshoz képest számított részarányát tudjuk meghatározni egy fázistér cellában.

A részecskék nyomkövetése a detektor akceptanciája miatt behatárolt. A részecskeazonosítási lehetőségeink a következő tartományokra korlátozódnak: $p < 0{,}16\,\mathrm{GeV}/c$ elektronokra, $p < 1{,}20\,\mathrm{GeV}/c$ pionokra, $p < 1{,}05\,\mathrm{GeV}/c$ kaonokra és $p < 1{,}70\,\mathrm{GeV}/c$ protonokra. A pionok magasabb impulzusig használhatók, mivel a töltött hadronok között részarányuk magas: a hozamok kiszámítása során még elfogadható mértékű szisztematikus hibával határozhatók meg. Az (y, p_T) sík megfelelő tartományait a 13.1-jobb ábrán láthatjuk. Ezt a képet kissé módosítja a nyomkövetés hatásfokának figyelembe vétele.

Mivel a lefedés p_T-ben korlátos, y-ban egy ésszerű sávot választottunk, amely elég mérési pontot tartalmaz ahhoz, hogy a kis és nagy p_T-k felé biztonsággal extrapolálhassunk. A fizikai eredményeket a $-1 < y < 1$ tartományra fogjuk megadni. A mérés statisztikus bizonytalanságai elhanyagolhatók.

[1] Az energiaveszteség és a leadott energia kissé eltérő jelentéssel bír. Nem tudjuk a részecske által elvesztett összes energiát a detektorral begyűjteni.

13.2. Az adatok kiértékelése

A 0,9 és 7 TeV-es adatokat még az alacsony kölcsönhatási gyakoriságok mellett, 2010 elején vettük fel, a 2,76 TeV-es adatokat pedig 2011 elején. A feldolgozott adatok mennyiségét úgy választottuk meg, hogy minden tömegközépponti energiára hasonló mennyiségű keletkezett részecskével dolgozhassunk, ugyanakkor a nyalábkeresztezésekben a többszörös kölcsönhatások számát is alacsonyan tartsuk. A végső számokat a legkisebb adatsor (2,76 TeV) mérete határozta meg. Így 8,80, 6,74 és 6,20 millió triggerelt és kiválasztott eseményünk volt, rendre $\sqrt{s} = 0{,}9$ TeV, 2,76 TeV és 7 TeV esetén. A megfelelő integrált luminozitás 0,227±0,024 nb^{-1}, 0,143±0,008 nb^{-1} és 0,115±0,005 nb^{-1} [6, 7].

A következőkben az eseményválogatás, a töltött nyomkövetés, a kölcsönhatási pont keresése, valamint a másodlagos részecskék kezelésének módját vitatjuk meg. A kapcsolódó korrekciókat a 13.3 szakaszban tárgyaljuk.

Eseményválogatás ♦ Az eseményválogatás triggerek és szűrők egymásutánjának eredménye, melynek alkotóelemei:

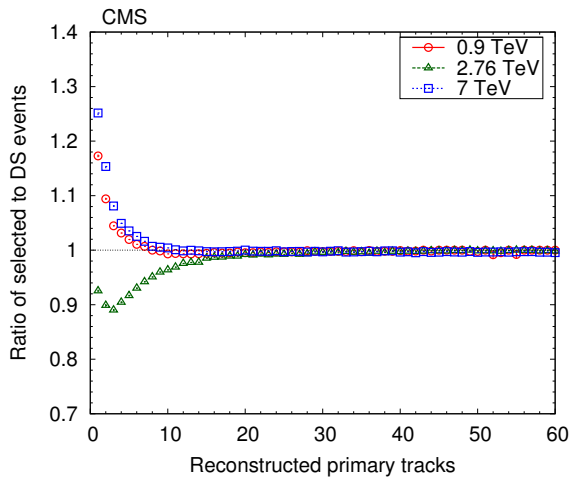
- a két BPTX jelének koincidenciája, amely mindkét irányú protonnyaláb egyidejű jelenlétét jelzi a kölcsönhatási pontnál;
- bármely BSC szcintillátor jele;
- legalább egy HF kaloriméter cella ($3 < |\eta| < 5$) nagyobb, mint 3 GeV energiával mind a pozitív, mind a negatív z oldalon;
- legalább egy rekonstruált kölcsönhatási pont (13.2 szakasz).

A szokatlanul nagyszámú pixel-beütést okozó – a nyalábbal együtt mozgó müonok, valamint a nyaláb és a csőben maradt gáz kölcsönhatásából származó – eseményeket nem használtuk fel [8]. Az eseményválogatással, nyomkövetéssel és kölcsönhatási pont keresésével kapcsolatos korrekciók kiszámítására kétmillió PYTHIA6 [9] eseményt generáltunk majd rekonstruáltunk mindhárom energián, a mért adatokhoz hasonló körülmények között. A használt tune-okat (D6T [10], Z1 és Z2 [11]) úgy választottuk ki, hogy megfelelő általános jellemzőkkel rendelkezzenek, különösen a rekonstruált pályát számeloszlásának tekintetében.

A kiválasztott adatokat egy jól definiált trigger felé korrigáltuk. Ez olyan feltételek sorozata, melyek a modellekkel való összehasonlítások során könnyen alkalmazhatók. Itt egy olyan kétoldali (*double-sided*, DS) triggert választottunk, amely közel esik a valójában használt hardveres triggerhez és az azt követő szoftveres válogatásokhoz: legalább egy részecske ($\tau > 10^{-18}$ s) $E > 3$ GeV-vel mindkét oldalon ($-5 < \eta < -3$ és $3 < \eta < 5$). A nem diffraktív (ND), duplán diffraktív (DD) és egyszeresen diffraktív disszociációs

dc_245_11

(SD) folyamatok várható részarányait – és a DS válogatás megfelelő hatásfokait – a PYTHIA eseménygenerátor tune-jaival becsültük meg. Az itt megadott számok a különféle tune-ok által kifeszített tartományokat mutatják. A kétoldali válogatás teljes hatásfoka a teljes rugalmatlan hatáskeresztmetszetre 66-72% (0,9 TeV), 70-76% (2,76 TeV) és 73-78% (7 TeV). Javarészt ND eseményeket választunk ki 88-98% hatásfokkal, de kisebb részben DD (32-38%) és SD eseményeket (13-26%) is beválogatunk. A kiválasztott események mintegy 90%-a ND, a többi DD vagy SD, nagyjából azonos mértékben.



13.2. ábra. Eseményválogatás: a kiválasztott és a DS definíció alapján várható események aránya (a rugalmatlan adatok megfelelő hatásfokainak aránya) a rekonstruált elsődleges töltött részecskék számának függvényében, a PYTHIA6 eseménygenerátor szerint.

A kiválasztási hatásfokok arányát – a kiválasztásunk és a DS feltétellel kapott, a rugalmatlan ütközésekre vonatkoztatott hatásfokok hányadosát – a rekonstruált elsődleges részecskék számának függvényében a 13.2 ábrán láthatjuk, mindhárom tömegközépponti energiára. A 2,76 TeV-es adatoknál tapasztalt eltérések onnan származnak, hogy a HF kaloriméter hatásos felülete 2011-ben kisebb volt. Az eredményeket azokra a DS eseményekre is korrigálnunk kellett, amelyek nem eredményeztek rekonstruált részecskét. Részarányukat szimuláció segítségével határoztuk meg, amely 4%, 3% és 2,5%, rendre 0,9, 2,76 és 7 TeV esetén. Mivel ezek az események nem tartalmaznak rekonstruált pályát, csak az események számát kell korrigálnunk.

Hogy korábbi, nem egyszeresen diffraktív triggereket használó mérésekkel össze tudjuk hasonlítani eredményeinket, az itt megadott értékeket 0,86, 0,89 és 0,91-es faktorokkal kell elosztatunk, rendre a $\sqrt{s} = 0{,}9$, 2,76 és 7 TeV-es adatsorokra. Ezen számok tune-függésből adódó szisztematikus bizonytalansága 3%.

Töltött nyomkövetés, többszörös vertexek kezelése ♦ A töltött részecskék nyomkövetésének lépései megegyeznek a 8. fejezetben leírtakkal, vagyis az 5. és 6. fejezetben bemutatott eredményeken alapulnak. A kölcsönhatási pont vagy pontok keresése nagyon hasonló a 8. fejezetben használt eljáráshoz, amely a 7. fejezetben bemutatott módszereken alapul. Mivel a proton-proton ütközések esélye egy nyalábkeresztezésben nagyobbnak bizonyult (különösen a 2,76 TeV-es adatsor esetén), az összevonó klaszterezés megállási feltételét újra optimalizálnunk kellett. A klaszterezést akkor hagyjuk abba, ha megmaradt csoportok közötti legkisebb normált távolság a 35-öt meghaladja.

Ha minden pálya egy vertexhez tartozik, a vertexhez megkövetelt pályák számának nincs alsó határa, vagyis olyan eseményeket is feldolgozunk, amelyekben csak egy elsőd-

13.1. táblázat. A kölcsönhatási régió (σ_z) és a többszörös ütközések (μ, $\langle$pile-up$\rangle$) paraméterei a három tömegközépponti energiára. Az utolsó két oszlop az összevont és megosztott vertexek becsült részarányát mutatja.

Energia	σ_z	μ	$\langle$*pile-up*$\rangle$	*Összevont*	*Megosztott*
0,9 TeV	6,67 cm	0,032	0,016	$5 \cdot 10^{-4}$	$\sim 10^{-3}$
2,76 TeV	6,23 cm	0,182	0,094	$3 \cdot 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$
7 TeV	3,08 cm	0,018	0,009	$6 \cdot 10^{-4}$	$\sim 10^{-3}$

leges pálya található. Ha több vertexek találunk, csak azokat tartjuk meg, melyekhez legalább három pálya kacsolódik. A megtalált kölcsönhatási pontok z koordinátájának eloszlása gaussos mindhárom vizsgált energiára. A két alacsonyabb energiára az eloszlás szórása $\sigma_z \approx 6$ cm, azonban a 7 TeV-es adatok keskenyebb kölcsönhatási régiót mutatnak, $\sigma_z \approx 3$ cm-rel. Ezeket az adatokat figyelembe vettük a korrekciós táblázatok számításában felhasznált szimulált adatok újrasúlyozása során.

Egy nyalábkeresztezésben az elsődleges vertexek száma egy μ átlagú Poisson-eloszlást követ. Míg az egynél több vertexet tartalmazó események valószínűsége a 0,9 és 7 TeV-es adatokban alacsony (1,6% és 0,9%), a 2,76 TeV-es adatsorra ez már 9,4%. Ha két rekonstruált vertexünk van, a köztük mért Δz távolság eloszlása további információval szolgál többszörös vertexekről, valamint a vertex-keresés minőségéről. A $\Delta z = 0$ körül található „üres tartomány” azokhoz az esetekhez tartozik, amikor a két valós vertex túl közel volt, közelebb mint kb. 0,4 cm, és a rekonstrukció során hibásan vontuk össze őket. Így az összevont és elvesztett vertexek részaránya számolható, sőt a megosztott vertexekről is információt kapunk. Mivel mindkét effektus csak minden ezredik vertexet érinti, ezeket az effektusokat elhanyagoltuk. A kölcsönhatási pont és a többszörös ütközések fent meghatározott jellemzőit a 13.1 táblázat foglalja össze. A kiértékelés során a 0,9 és 2,76 TeV-es adatoknál csak azokat a nyalábkeresztezéseket használtuk fel, ahol a rekonstruált vertexek száma egy vagy kettő volt. A 7 TeV-es adatoknál tapasztalt nagyobb háttér miatt csak azokat az eseményeket használtuk, melyeknek egy rekonstruált vertexük volt.

Másodlagos részecskék ♦ A hadronok spektrumát korrigálnunk kell a nem az elsődleges ütközésből származó részecskékre. A másodlagos részecskék fő forrása a gyengén bomló rezonanciák (K^0_S, $\Lambda/\overline{\Lambda}$ és $\Sigma^+/\overline{\Sigma}^-$). Amíg a korrekció pionokra 1% körül van, értéke protonokra sokkal nagyobb és akár a 15%-ot is elérheti $p_T \approx 0{,}2\,\mathrm{GeV}/c$-nél. A pionok és protonok között megfigyelt különbség várható, hiszen a leány p vagy $\overline{p}$ az elsődleges $\Lambda/\overline{\Lambda}$ impulzusának nagy részét elviszi, így nagyobb eséllyel fog (hibásan) az elsődleges kölcsönhatási pontra illeszkedni, mint egy K^0_S bomlásból érkező pion. A korrekciós táblázatokat különféle PYTHIA tune-okkal számítottuk ki, majd azonosított semleges hadronok korábbi méréseivel is ellenőriztük [12]. Bár a mért és jósolt spektrumok általában egyeznek,

dc_245_11

a $\Lambda/\overline{\Lambda}$-re vonatkozó korrekciót egy 1,6-es faktorral kellett beszoroznunk. Mivel a fent említett gyengén bomló rezonanciák nem bomlanak kaonokra, a kaonok korrekciója kicsi.

A részecskeazonosításnak köszönhetően az elsődleges elektronok hozamát $p < 0{,}16\,\mathrm{GeV}/c$ esetén jól le tudjuk választani, meg tudjuk határozni: a hadronhozamok $e^{\pm}$ tartalma 0,2% alatt tartható. Bár a müonokat nem tudjuk a pionoktól különválasztani, részarányuk elhanyagolható, 0,05% alatt van.

A töltött pionok, kaonok és protonok nyers (nem korrigált) hozamának meghatározását (η, p_{T}) binekben a 12. fejezetben részletesen leírt módon végeztük. A munka során a 11. fejezetben ismertetett energiaveszteség modellt használtuk, mely a 9. fejezetben tárgyalt probléma egy újszerű megoldása. A modell a detektor kalibrációjához, valamint a részecskék legvalószínűbb energiaveszteségének ε értékének kiszámításához is alapvető fontosságú.

13.3. Korrekciók

Először a nyers hozamokat $(\Delta N_{\mathrm{measured}})$ binenként korrigáljuk a rekonstruált (η, p_{T}) értékük alapján, a hamis pályák (*fake*) és a másodlagos részecskék részarányára (*seco*):

$$\Delta N' = \Delta N_{\mathrm{measured}} \cdot (1 - \mathrm{fake}) \cdot (1 - \mathrm{seco}). \tag{13.1}$$

Egy bint akkor használunk fel később, ha a hamis pályák aránya 0,1 alatt, a másodlagos részecskéké pedig 0,25 alatt vannak.

A részecskék η eloszlása lapos és az η mérési pontossága nagyon jó. Ugyanakkor a mért p_{T} eloszlás gyorsan változik az alacsony impulzusú tartományban, ezért a mért differenciális hozamokat korrigálnunk kell, minden η szeletben külön-külön. A p_{T} mérés R válaszmátrixait a szimulációból kapjuk minden részecsketípusra. A mért és a szimulált értékek eltérnek kaonokra és protonokra nagyon alacsony p_{T}-nél: az átlagos rekonstruált p_{T} mintegy $0{,}025\,\mathrm{GeV}/c$-vel kisebbnek adódik. A különbség oka az, hogy minden töltött részecskét piontömeg feltételezéssel nyomkövettünk. Ebben az analízisben a p_{T} spektrum egy egyszerű visszaállítását használtuk, az ún. lineáris regularizációt [13]. A módszer a szokásos χ^2-es $(R\boldsymbol{o}-\boldsymbol{m})^T V^{-1}(R\boldsymbol{o}-\boldsymbol{m})$ tag és egy regularizáló $\lambda \boldsymbol{o}^T H \boldsymbol{o}$ tag összegét minimalizálja, ahol $\boldsymbol{o}$ és $\boldsymbol{m}$ az eredeti és a mért differenciális hozamok $d^2N/d\eta dp_{\mathrm{T}}$ vektorai. A mért értékek kovarianciáját egy diagonális mátrixszal közelítjük: $V_{ij} \approx m_i \delta_{ij}$. A λ paramétert úgy állítjuk be, hogy a minimalizálandó jósági függvény végső értéke megegyezzen a szabadsági fokok számával. A gyakorlatban λ értéke 10^{-5} nagyságrendjébe esik.

A következő lépésben a már helyes (η, p_{T}) értékeken alapuló korrekciókat hajtjuk végre, úgymint az akceptancia (acc, ha nagyobb, mint 0,5), a nyomkövetés hatásfoka (eff, ha nagyobb, mint 0,5), a többszörös rekonstrukció gyakorisága (mult, ha kisebb, mint 0,1):

$$\frac{1}{N_{\mathrm{ev}}}\frac{d^2N}{d\eta dp_{\mathrm{T}}}_{\mathrm{corrected}} = \frac{1}{\mathrm{acc}\cdot\mathrm{eff}\cdot(1-\mathrm{mult})}\frac{\Delta N'}{N_{\mathrm{ev}}\Delta\eta\Delta p_{\mathrm{T}}}, \tag{13.2}$$

ahol N_{ev} a felhasznált DS események megfelelően korrigált száma (13.2 szakasz).

A differenciális hozamokat ($d\eta$) az E/p Jacobi alkalmazásával invariáns értékekké (dy) transzformáljuk, miközben az (η, p_{T}) rácsot a (y, p_{T}) síkra képezzük le. Ennek érdekében az invariáns értékeket p_{T} binekben interpoláljuk, hiszen a p_{T} értékek változatlanok maradnak. Az y irányú – hibákkal súlyozott – interpolációban azokat a bineket használjuk, melyek a leképezett $\eta = \mathrm{arsinh}\,(m_{\mathrm{T}}/p_{\mathrm{T}}\cdot\sinh y)$ pontot közrefogják. A fizikai eredmények bemutatását a $-1 < y < 1$ tartományra korlátozzuk. Az (y, p_{T}) bineket összegyűjtjük és megfelelően átlagoljuk, hogy megkapjuk az $1/N_{\mathrm{ev}}d^2N/dydp_{\mathrm{T}}$ számokat a p_{T} függvényében. Tehát a p_{T} eloszlások a használt y szeletek feletti átlagolásból származnak: a differenciális hozamok a keskeny központi tartományban gyakorlatilag függetlenek y-tól.

A szisztematikus bizonytalanságokat és várható értéküket a 13.2 táblázatban foglaltuk össze. A hibák nagy része a korábbi 0,9, 2,36 és 7 TeV-es hadronspektrumokkal foglalkozó cikkekkel közös [8, 14], de vannak új elemek is, mint például a hozamok illesztésével kapcsolatos bizonytalanságok.

- Az eseményválogatással és az átlapoló ütközésekkel (13.2 szakasz) kapcsolatos korrekciók többnyire korreláltak minden (η, p_{T}) binben, ezért általános korrekcióként kezelhetők. A hozamokra 3,0%, az átlagos p_{T}-re pedig 1,0% szisztematikus bizonytalanságot kapunk.

- A pixel-beütések hatásfoka és a detektorelemek helyzetének esetlegesen hibás ismerete többnyire korrelált hibákat eredményez, hozzájárulásuk 0,3% körül alakul.

- Vannak olyan, többnyire nem korrelált bizonytalanságok, melyek mértéke (η, p_{T}) függvénye. Míg a nyomkövető akceptanciájának és a nyomkövetés hatásfokának bizonytalansága általában kicsi (1% és 2%), értékük kis p_{T}-n gyorsan változik, ahol a korrekció bizonytalansága akár az 5–6%-ot is elértheti. A többszörös és hamis pályák korrekciójának bizonytalanságát a tényleges korrekció 50%-ával becsültük. A másodlagos részecskéknél (13.2 szakasz) ezt az arányt 10%-nek választottuk. Az illesztett hozamok bizonytalansága (12.6 szakasz) szintén ide tartozik.

Az általános szisztematikus hibán kívül a kapott értékek statisztikus és szisztematikus hibái többnyire nem korreláltak. A súlyozott átlagolások során – és később az eredmények illesztésénél – a kétféle hiba négyzetes összegét ($\sqrt{\mathrm{stat}^2 + \mathrm{syst}^2}$) fogjuk használni, melyet a továbbiakban kombinált bizonytalanságnak hívunk. A teljesen korrelált szisztematikus hibákat (eseményválogatás, átlapoló ütközések) nem tüntettük fel az ábrákon.

dc_245_11

13.2. táblázat. A spektrumokra vonatkozó szisztematikus bizonytalanságok összefoglalása. A zárójelben megadott hibák az $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ mérésére vonatkoznak. Az egyes részecsketípusokra (π, K, p) jellemző értékeket $p_{\mathrm{T}} = 0{,}6\,\mathrm{GeV}/c$ esetére adtuk meg.

Forrás	*A forrás bizonytalansága* [%]	*A hozam bizonytalansága* [%]		
Teljesen korrelált, általános				
Eseményválogatás	3,0 (1,0)	3,0(1,0)		
Átlapoló ütközések	0,3			
Többnyire korrelálatlan, adott relatív mértékű				
Pixel beütés hatásfoka	0,3	0,3		
A detektorelemek helyzete	0,1			
Többnyire korrelálatlan, (y, p_{T}) függő, változó		π	K	p
A nyomkövető akceptanciája	1–6	1	1	1
A rekonstrukció hatásfoka	2–5	2	2	2
Pályák többszörös rekonstrukciója	a korrekció 50%-a	–	–	–
Hamis pályák részaránya	a korrekció 50%-a	<0,5	<0,5	0,5
Másodlagos részecskék	a korrekció 10%-a	<0,5	–	2
$\log \varepsilon$ eloszlások illesztése	$\sigma_{\log \varepsilon}$ és σ_{scale} alapján	1	2	1

13.4. Eredmények

A korábbi, azonosítatlan és azonosított részecskékkel foglalkozó cikkekben a Tsallis-Pareto eloszlás [15, 16, 17, 18] következő alakját alkalmaztuk:[2]

$$\frac{d^2N}{dydp_{\mathrm{T}}} = \frac{dN}{dy} \cdot C \cdot p_{\mathrm{T}} \left[1 + \frac{(m_{\mathrm{T}} - m)}{nT}\right]^{-n}, \tag{13.3}$$

ahol

$$C = \frac{(n-1)(n-2)}{nT[nT + (n-2)m]} \tag{13.4}$$

és $m_{\mathrm{T}} = \sqrt{m^2 + p_{\mathrm{T}}^2}$. Szabad paramétereink a dN/dy integrált hozam, az n kitevő, valamint a meredekség T reciproka. A fenti alakkal az adatok jól illeszthetők, felhasználásával könnyen extrapolálhatunk $p_{\mathrm{T}} = 0$ felé az $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ és a dN/dy kiszámítására. A függvény alkalmazhatóságát Monte Carlo spektrumok illesztésével ellenőriztük, a kapott $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ és dN/dy számok megfeleltek a valós értékeknek. Néhány, nemextenzív termodinamikán alapuló, részecskekeltéssel foglalkozó modell [16] szerint a T paraméter az egy részecskére jutó átlagos energiával kapcsolatos, míg n a folyamatok nemextenzivitását jellemzi, vagyis annak a mértékét, hogy a kapott spektrumok mennyire térnek el egy Boltzmann-eloszlástól.

[2] Természetes egységeket használunk.

Bár a pionok és kaonok hozamát nagyobb impulzuson nem tudjuk egyértelműen meghatározni (12.6 szakasz), differenciális hozamuk összegét nagy pontossággal ismerjük. Emiatt a pionok (kaonok) $d^2N/dydp_\mathrm{T}$ értékeit $|y| < 1$ és $p < 1{,}20\,\mathrm{GeV}/c$ ($p < 1{,}05\,\mathrm{GeV}/c$) mellett, valamint összegük $d^2N/d\eta dp_\mathrm{T}$ számait $|\eta| < 1$ és $1{,}05 < p < 1{,}5\,\mathrm{GeV}/c$ esetén egyidejűleg illesztjük. Mivel a nagy számban keletkező pionok p/E arányát ezeknél az impulzusoknál már közelíthetjük $p_\mathrm{T}/m_\mathrm{T}$-vel $\eta \approx 0$ körül, az illesztés során a következő alakot használjuk:

$$\frac{d^2N}{d\eta dp_\mathrm{T}} \approx \frac{dN}{dy} \cdot C \cdot \frac{p_\mathrm{T}^2}{m_\mathrm{T}} \left(1 + \frac{m_\mathrm{T} - m}{nT}\right)^{-n}. \tag{13.5}$$

Az elméleti függvény nem feltétlenül tudja teljesen leírni az azonosított részecskék p_T spektrumát. A pionok és protonok esetében a megfigyelt p_T tartomány megfelelően széles: a hozam és az átlagos p_T kis szisztematikus hibával meghatározható. Kaonokra a mérési pontok száma kicsi és a lefedett p_T tartomány korlátozott. Ezt úgy vesszük figyelembe, hogy a pionok és kaonok együttes illesztése során a kaonokat felülsúlyozzuk, vagyis a következő jósági függvényt minimalizáljuk: $\chi^2_\pi + \chi^2_{\pi+\mathrm{K}} + 4 \cdot \chi^2_\mathrm{K}$.

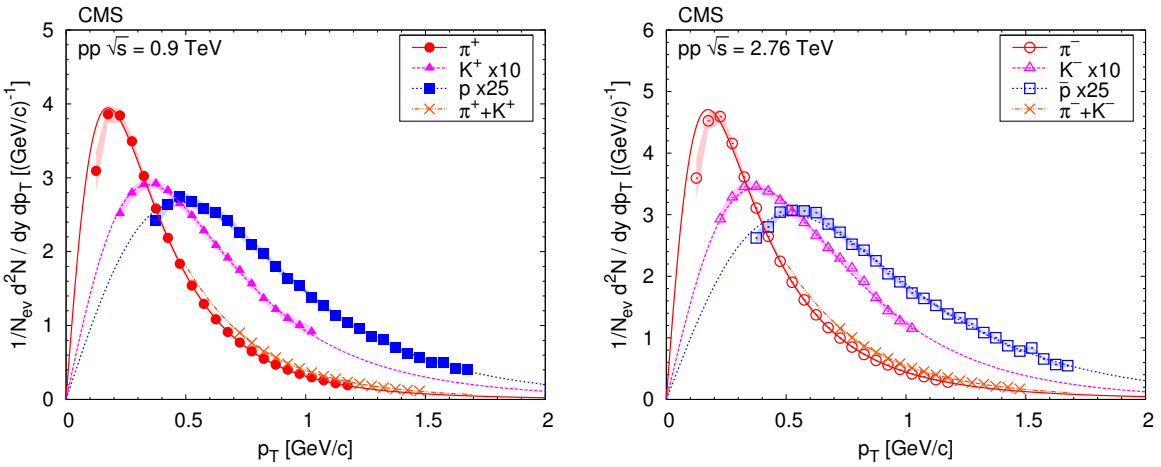
A választott függvényhez tartozó átlagos $\langle p_\mathrm{T} \rangle$ transzverzális impulzust nem tudjuk zárt alakban megadni. Értékét és hibáját a (13.3) egyenlet numerikus integrálásával kapjuk meg.

A következőkben bemutatott, $\sqrt{s} = 0{,}9$, 2,76 és 7 TeV-es tömegközépponti energiás eredmények a $|y| < 1$ tartományra vonatkoznak. A hibavonalak a nem korrelált statisztikus, a sávok pedig a nem korrelált szisztematikus bizonytalanságokat mutatják. A teljesen korrelált normálási bizonytalanság 3,0%. A mért mennyiségek (átlagos transzverzális impulzus, részecskearányok) modellekkel (a PYTHIA6 [9] D6T és Z2 tune-jai és a PYTHIA8 [19] 4C tune-ja) való összehasonlítását is megadjuk.

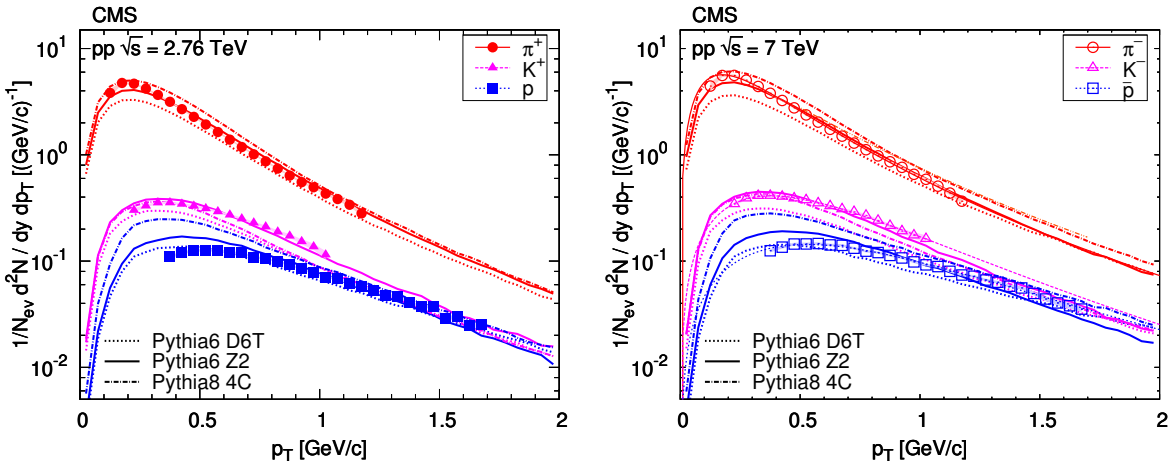
Inkluzív mérések ♦ Pozitív és negatív hadronok (pionok, kaonok, protonok) transzverzális impulzus eloszlását a 13.3 ábrán láthatjuk, melyeken a Tsallis-Pareto parametrizációval elvégzett illesztések eredményeit is bemutatjuk. Az illesztések jó minőségűek, a χ^2/ndf értékek a következő tartományokban mozognak: 0,6–1,5 pionokra, 0,6–2,1 kaonokra, 0,4–1,1 protonokra. A 13.4 ábra az adatok és a különböző PYTHIA tune-ok összehasonlítását mutatja. A D6T és a 4C a mért spektrumok alatt és fölött halad, a Z2 általában közel áll a mérésekhez (a kis p_T-s protonok kivételével).

A részecskehozamok arányának transzverzális impulzus függését a 13.5 ábrán láthatjuk. Míg a p/π arányokat mindegyik tune leírja, a K/π arányoknál már jelentős eltéréseket találunk. Az ellentétesen töltött részecskék aránya 1 körül van minden p_T-re, mint azt a párban keletkezett részecskék esetén $y = 0$ körül várható. A $\overline{\mathrm{p}}/\mathrm{p}$ arányok a $\sqrt{s}$ növelésével 1 felé tartanak.

dc_245_11

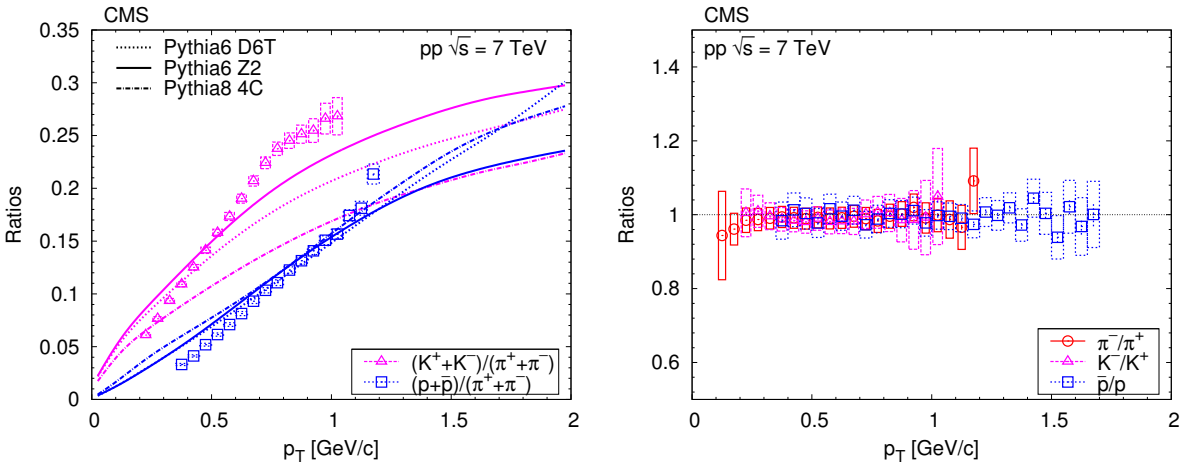


13.3. ábra. Azonosított töltött hadronok (pionok, kaonok, protonok) transzverzális impulzus eloszlása a $|y| < 1$ tartományban, pozitív (0,9 TeV-en, balra) és negatív (2,76 TeV-en, jobbra) részecskékre. A kaonokat és protonokat a jelmagyarázatnak megfelelően skáláztuk. A berajzolt görbék a (13.3) egyenletnek megfelelő illesztések. A hibavonalak a nem korrelált statisztikus, a sávok a nem korrelált szisztematikus hibákat mutatják. A teljesen korrelált normálási bizonytalanság 3,0%. A többi ábra a [4] referenciában található.



13.4. ábra. Azonosított töltött hadronok (pionok, kaonok, protonok) transzverzális impulzus eloszlása a $|y| < 1$ tartományban, pozitív (2,76 TeV-en, balra) és negatív (7 TeV-en, jobbra) részecskékre. A 13.3 ábrával megegyező mért értékeket PYTHIA jóslatokkal együtt ábrázoltuk. A hibavonalak a nem korrelált statisztikus, a sávok a nem korrelált szisztematikus hibákat mutatják. A teljesen korrelált normálási bizonytalanság 3,0%. A többi ábra a [4] referenciában található.

Részecskeszám-függő mérések ♦ A különféle mérhető mennyiségek részecskeszám-függésének itt következő vizsgálatát a p-p ütközésekben nagy részecskeszámoknál megfigyelt érdekes hadronkorrelációs eredményeink [20] motiválják. Ezek a „centrális” p-p ütközésekben esetlegesen fellépő kollektív, a nehézionok ütközésére jellemző folyamatokra utaltak. A részecskearányok multiplicitás-függése érzékeny a kozmikus sugarak fizikájában használatos Monte Carlo modellekbe épített végállapoti kölcsönhatások (hadronizá-



13.5. ábra. Részecskehozamok arányai a transzverzális impulzus függvényében $\sqrt{s} = 7\,\text{TeV}$ esetén. A hibavonalak a nem korrelált statisztikus, a téglalapok a nem korrelált szisztematikus hibákat mutatják. A berajzolt görbék a PYTHIA6 (D6T és Z2 tune-ok) valamint a PYTHIA8 4C tune-jának jóslatai. A többi ábra a [4] referenciában található.

13.3. táblázat. A rekonstruált (N_{rec}) és a valós (N_{tracks}) részecskék száma közötti összefüggés a vizsgált 12 multiplicitás-osztályra.

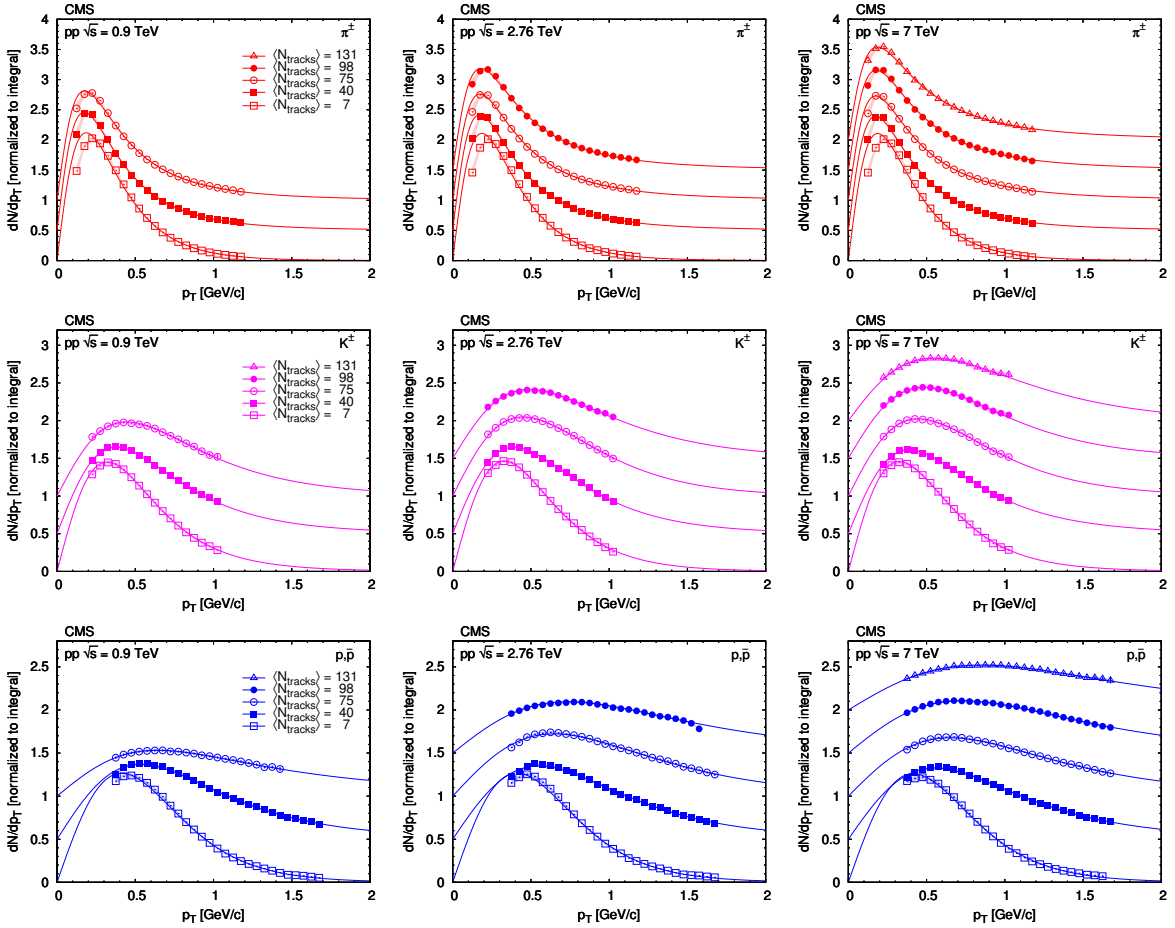
N_{rec}	0-9	10-19	20-29	30-39	40-49	50-59	60-69	70-79	80-89	90-99	100-109	110-119
$\langle N_{\text{tracks}} \rangle$	7	16	28	40	52	63	75	86	98	109	120	131

ció, color reconnection, kollektív folyás) jellemzőire is [21].

A rekonstruált részecskék száma alapján 12 eseményosztályt definiáltunk (13.3 táblázat) a következő módon: N_{rec} = (0-9), (10-19), (20-29), ...(100-109) és (110-119). Hogy megkönnyítsük a modellekkel való összehasonlítást, a $|\eta| < 2{,}4$ tartományban mért valódi N_{tracks} részecskeszámokat modellekből határoztuk meg. Egy adott multiplicitás-osztályban kapott $\langle N_{\text{tracks}} \rangle$ számok az energiától és a PYTHIA tune-októl nagyban függetlennek mutatkoztak.

Töltött hadronok normált transzverzális impulzus spektrumát néhány kiválasztott multiplicitás-osztályban, a $|y| < 1$ tartományban 13.6 ábra mutatja, $\sqrt{s} = 0{,}9$, 2,76 és 7 TeV esetén. A pozitív és a negatív részecskék hozamait összeadtuk. A növekvő multiplicitású adatsorokat egymás után a függőleges tengely mentén felfelé csúsztattuk. Az eloszlásokat ismét a Tsallis-Pareto parametrizációval illesztettük. A pionok eloszlásai feltűnően hasonlóak, alig változnak $\sqrt{s}$-sel és a részecskeszámmal. A kaonok és protonok esetén világosan látszik, hogy az eloszlások a részecskeszám növelésével erőteljesen átalakulnak. A meredekség T reciproka a multiplicitással növekszik, az n kitevő pedig lapos viselkedést mutat (13.7 ábra). A tune-ok a pionokra túl magas értékeket jósolnak. A ka-

dc_245_11

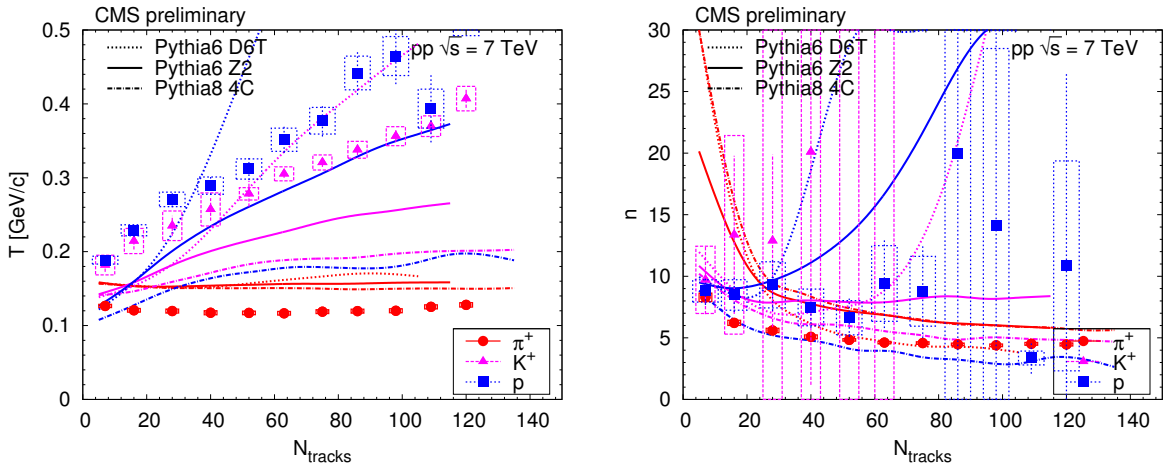


13.6. ábra. Töltött pionok, kaonok és protonok normált transzverzális impulzus eloszlása néhány kiválasztott multiplicitás-osztályban, a $|y| < 1$ tartományban, $\sqrt{s} = 0{,}9$, 2,76 és 7 TeV esetén, valamint az illesztett Tsallis-Pareto parametrizáció. A jobb láthatóság érdekében a növekvő multiplicitású adatsorokat egymás után 0,5 egységgel a függőleges tengely mentén felfelé csúsztattuk. A hibavonal a nem korrelált statisztikus, a sávok pedig a nem korrelált szisztematikus hibákat mutatják.

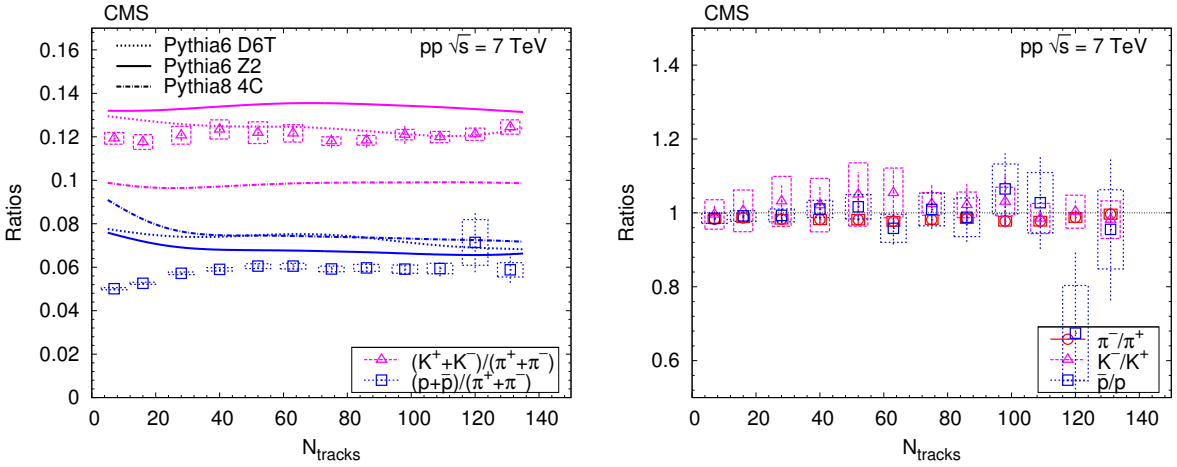
onok és protonok T értékei a D6T és a Z2 között vannak, az utóbbihoz kissé közelebb. Általában a 4C lapos multiplicitás függést ad, melyet a kaon és proton mérések nem támogatnak.

A részecskehozamok arányát az $|\eta| < 2{,}4$ tartománybeli multiplicitás függvényében a 13.8 ábrán láthatjuk. A K/π és p/π arányok az N_{tracks} függvényében laposak, a D6T és Z2 mindkettőt jól leírja. A 4C jóslata nem illeszkedik, különösen a K/π esetén. Az ellentétes töltésű részecskék aránya lapos az N_{tracks} függvényében. A π^-/π^+ arány 0,98 körül van, ami a kezdeti töltés-aszimmetriával magyarázható. A kaonok aránya 1 körül alakul. Bár a $\overline{\text{p}}$/p arány lapos, $\sqrt{s}$-el növekedni látszik.

Az átlagos $\langle p_{\text{T}} \rangle$ transzverzális impulzus a részecskeszám függvényében a 13.9 ábrán látható. A kapott értékek hasonlóak, általában $\sqrt{s}$-től függetlenek mindegyik részecsketípusra. A pionokat és a kaonokat a Z2 és a 4C jól leírják, de D6T rendszerint túl magas értékeket jósol nagyobb részecskeszámok esetén. A tune-ok egyike sem ad elfogadható



13.7. ábra. Az illesztett meredekség T reciprokának (balra) és n kitevőjének (jobbra) $|\eta| < 2{,}4$ tartományban mért részecskeszám-függése pozitív azonosított hadronokra (pionok, kaonok, protonok), $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ esetén. A hibavonalak a nem korrelált kombinált, a téglalapok pedig a nem korrelált szisztematikus hibákat jelzik. A berajzolt görbék a PYTHIA6 (D6T és Z2 tune-ok) valamint a PYTHIA8 4C tune-jának jóslatai.

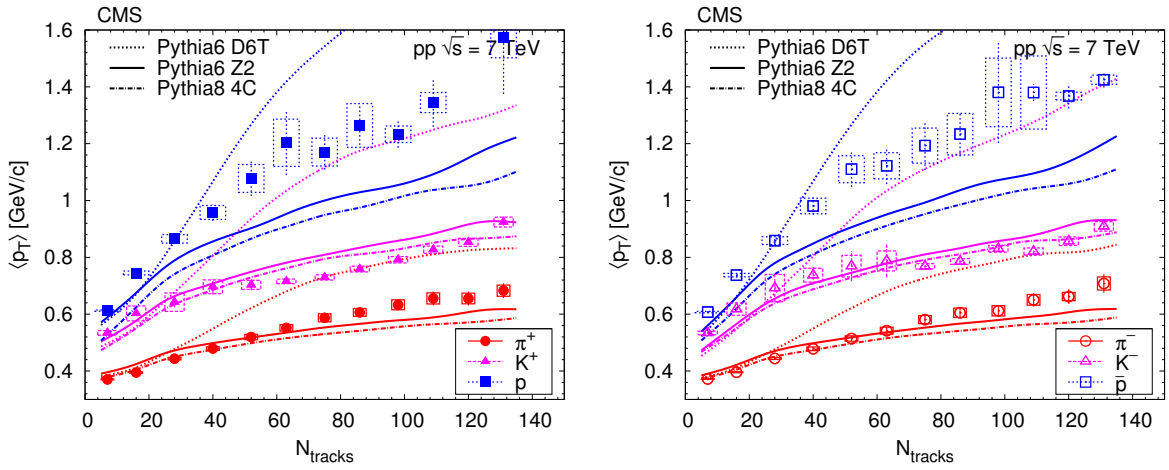


13.8. ábra. A részecskehozamok aránya az $|\eta| < 2{,}4$ tartománybeli multiplicitás függvényében $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ esetén. A hibavonalak a nem korrelált kombinált, a téglalapok pedig a nem korrelált szisztematikus hibákat mutatják. A berajzolt görbék a PYTHIA6 (D6T és Z2 tune-ok) valamint a PYTHIA8 4C tune-jának jóslatai. A többi ábra a [4] referenciában található.

leírást a protonok multiplicitás-függéséről, a mért értékek a D6T és a Z2 között vannak.

Energiafüggés ♦ A dN/dy, az átlagos transzverzális impulzus és a részecskehozamok arányait 13.10 ábra mutatja. A dN/dy esetén a Z2 tune adja a legjobb leírást. A pionok $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$-je jól egyezik a 4C-vel, a kaonokat legjobban a Z2 követi. A protonokat mindhárom tune elvéti, talán a D6T van a legközelebb. Ellentétes töltésű mezonok arányai a $\sqrt{s}$ függvényében laposak, pionokra 0,97–0,98 közötti, kaonokra pedig 1 körüli értékekkel. A protonok arányai növekedésre utalnak, bár a nagy szisztematikus hibák miatt nehéz

dc_245_11



13.9. ábra. Az azonosított töltött hadronok (pionok, kaonok, protonok) átlagos transzverzális impulzusa a $|y| < 1$ tartományban pozitív (balra) és (negatív) részecskékre, az $|\eta| < 2{,}4$ tartomány valódi részecskeszámának függvényében, $\sqrt{s} = 7\,\mathrm{TeV}$ esetén. A hibavonalak a nem korrelált kombinált, a téglalapok pedig a nem korrelált szisztematikus hibákat mutatják. A teljesen korrelált normálási bizonytalanság 1,0%. A berajzolt görbék a PYTHIA6 (D6T és Z2 tune-ok) valamint a PYTHIA8 4C tune-jának jóslatai. A többi ábra a [4] referenciában található.

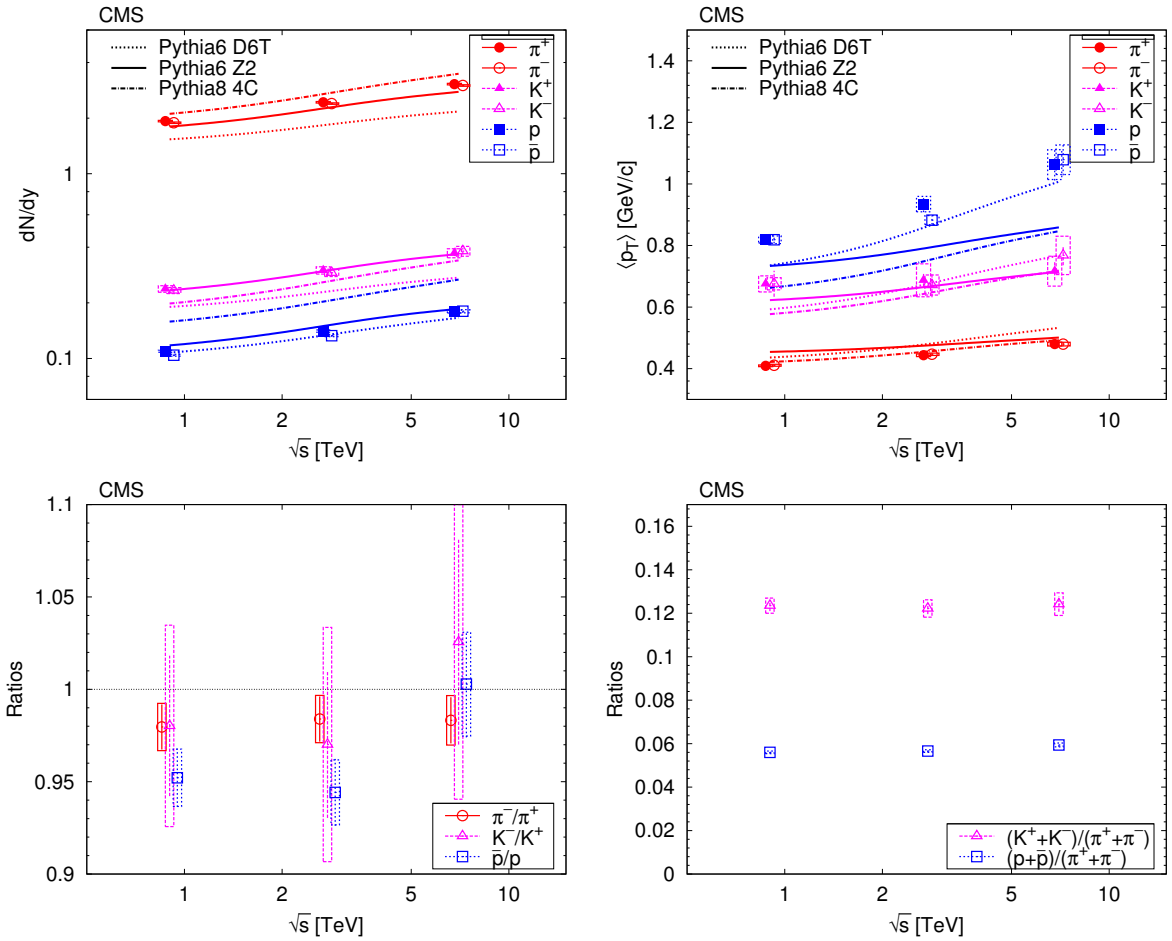
pontos következtetéseket levonni. A K/π és p/π arányok $\sqrt{s}$ függvényében laposak, 0,13 valamint 0,06–0,07 közötti értékekkel. Az n kitevő pionokra és protonokra növekvő $\sqrt{s}$-sel csökken. A kaonoknál – a nagy szisztematikus hibák miatt – ilyen kijelentést nem tudunk tenni. A T paraméter pionokra kissé növekedik.

Az $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ és a részecskearányok multiplicitás függvényében mutatott – az ütközési energiától független – univerzalitását a 13.11 ábra nagyon jól illusztrálja.

Az azonosított töltött hadronok (pionok, kaonok, protonok) központi rapiditásnál mért ($|y| < 1$ a CMS-nél, $|y| < 0{,}5$ az ALICE-nál [22]) transzverzális impulzus eloszlásának összehasonlítását $\sqrt{s} = 0{,}9\,\mathrm{TeV}$-en a 13.12 ábra mutatja. Bár az y tartományok szélessége különbözik, a mérések összehasonlíthatók, hiszen a p_{T} spektrumok az $|y| < 1$ tartományban nem függenek számottevően y-tól. Jó egyezést kapunk, csak a protonok térnek el egy kicsit.

A központi dN/dy rapiditás-sűrűség és az átlagos $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ transzverzális impulzus $\sqrt{s}$ függését pionokra, kaonokra és protonokra a 13.13 ábra mutatja. UA2 [23], E735 [24], PHENIX [25], STAR [26], ALICE [22] és CMS adatokat ábrázoltunk.

Protonok megállása ♦ A központi rapiditásnál mért $\overline{\mathrm{p}}$/p arány a nukleonok Δy rapiditásvesztesége függvényében a 13.14 ábrán látható. Itt $\Delta y = y_{\mathrm{beam}} - y_{\mathrm{baryon}}$, ahol y_{beam} (y_{baryon}) a bejövő nyaláb (kimenő barion) rapiditása. Az ISR, NA49, BRAHMS, PHENIX, PHOBOS és STAR [27] méréseit az LHC adatokkal (ALICE [27] és CMS) mutatjuk. A görbe a Δy függés Regge-modellben kapott közelítését ábrázolja, ahol a barionok párkeltését a Pomeron-csere, a barionok transzportját pedig a húr-csomók cseréje határozza meg [28].



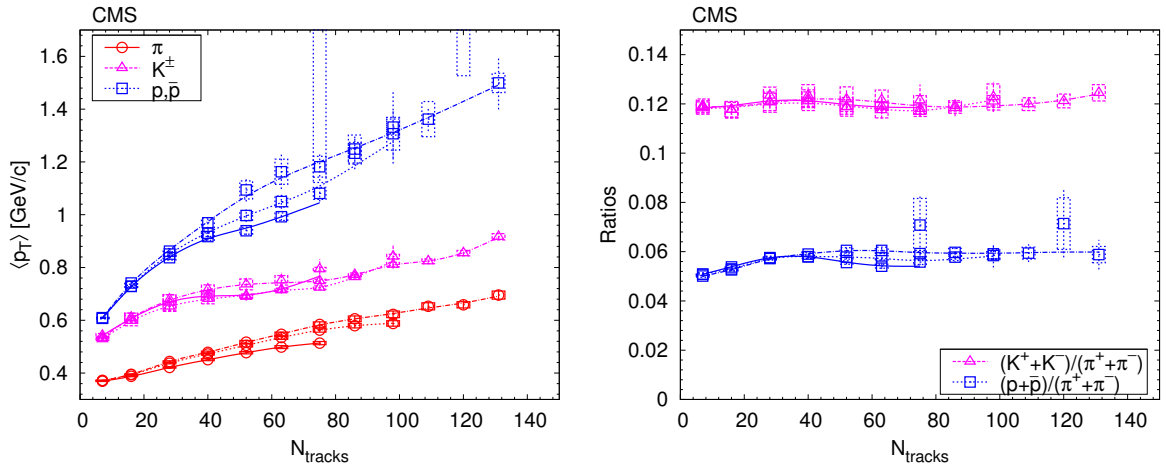
13.10. ábra. A dN/dy, az átlagos $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ transzverzális impulzus, valamint a részecskehozamok arányainak tömegközépponti energia függése. A hibavonalak a nem korrelált kombinált, a téglalapok pedig a nem korrelált szisztematikus hibákat mutatják. A dN/dy ($\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$) esetében teljesen korrelált normálási bizonytalanság 3,0% (1,0%). A berajzolt görbék a PYTHIA6 (D6T és Z2 tune-ok) valamint a PYTHIA8 4C tune-jának jóslatai.

A használt függvényalak $(\overline{\mathrm{p}}/\mathrm{p})^{-1} = 1 + C\exp[(\alpha_J - \alpha_P)\Delta y]$, $C = 10$, $\alpha_P = 1{,}2$ és $\alpha_J = 0{,}5$ paraméterekkel. A kapott adatok jól egyeznek a korábbi mérésekkel, valamint a fenti függvényalakra is illeszkednek.

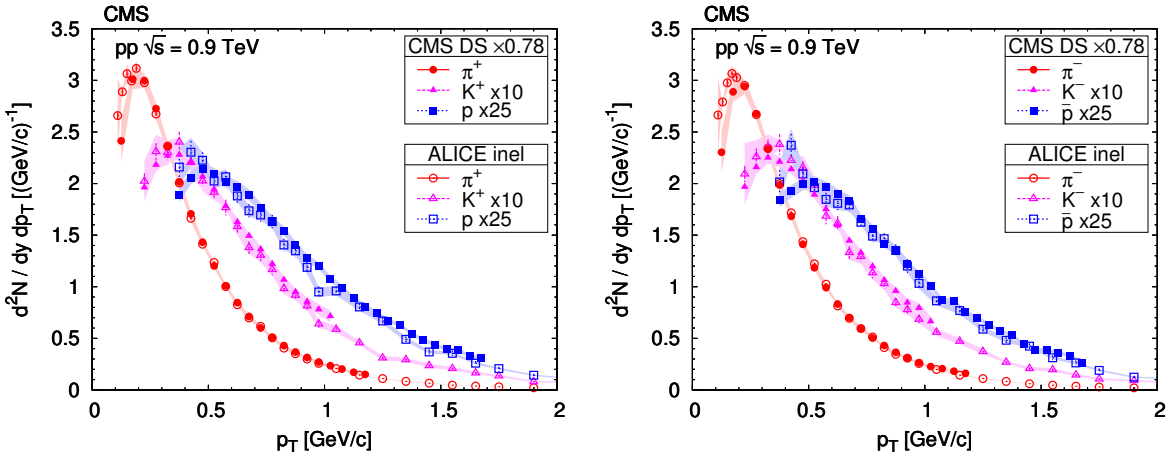
13.5. Összegzés

Ebben a munkában a p-p ütközésekben keletkezett azonosított töltött hadronok spektrumainak mérését mutattuk be $\sqrt{s} = 0{,}9$, 2,76 és 7 TeV-es energiákon. A kiértékelt eseményeket egy kétoldali triggerrel vettük fel, amely a $-3 < \eta < -5$ és a $3 < \eta < 5$ pszeudorapiditás tartományokban követelt meg egyidejű hadronikus aktivitást. A töltött pionokat, kaonokat és protonokat a szilícium nyomkövetőben leadott energiájuk, valamint pályaillesztésük χ^2 értéke alapján tudtuk azonosítani. A kapott p_{T} spektrumokat és integrált hozamokat modellekkel hasonlítottuk össze. Ezek az adatok lehetővé tesznek olyan

dc_245_11

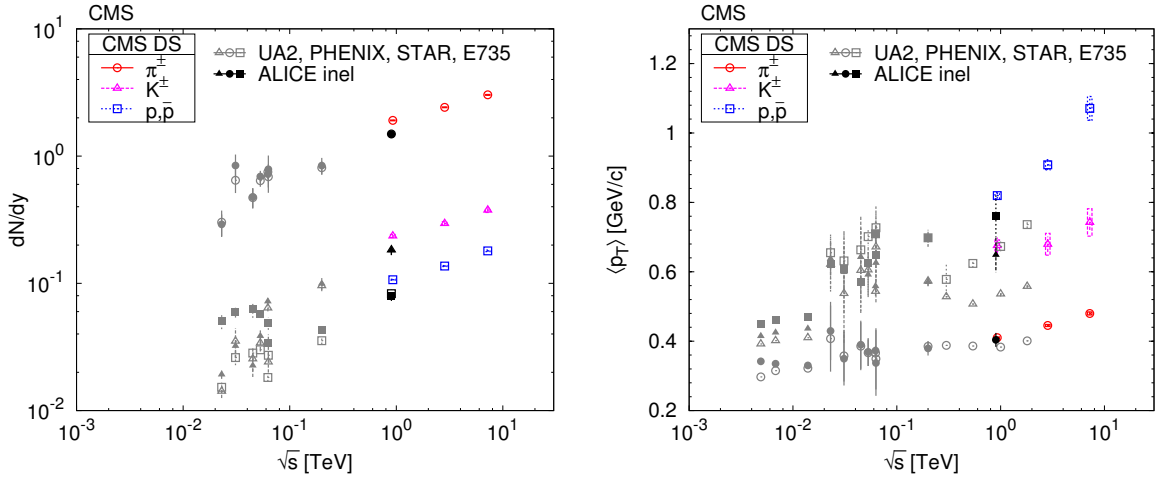


13.11. ábra. Balra: Az azonosított töltött hadronok (pionok, kaonok, protonok) átlagos transzverzális impulzusa a $|y| < 1$ tartományban, mindegyik részecsketípusra, az $|\eta| < 2{,}4$ tartomány valódi részecskeszámának függvényében, mindegyik energiára. Jobbra: A részecskék hozamának aránya az $|\eta| < 2{,}4$ tartomány multiplicitásának függvényében, mindhárom energiára. A hibavonalak a nem korrelált kombinált, a téglalapok pedig a nem korrelált szisztematikus hibákat mutatják. Az $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ esetében a teljesen korrelált normálási bizonytalanság 1,0%. A berajzolt vonalak (folytonos – 0,9 TeV, pontozott – 2,76 TeV, szaggatott-pontozott – 7 TeV) a könnyebb megértést segítik.

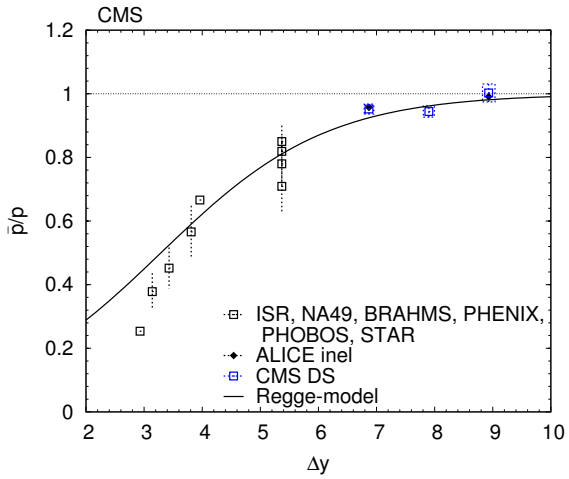


13.12. ábra. Az azonosított töltött hadronok (pionok, kaonok, protonok) központi rapiditásnál mért ($|y| < 1$ a CMS-nél, $|y| < 0{,}5$ az ALICE-nál) transzverzális impulzus eloszlásának összehasonlítása, pozitív (balra) és negatív (jobbra) részecskékre, $\sqrt{s} = 0{,}9$ TeV esetén. A jobb láthatóság kedvéért a kaon és proton pontokat a megjelölt faktorokkal átskáláztuk. A hibavonalak a nem korrelált statisztikus, a sávok a nem korrelált szisztematikus hibákat mutatják. A CMS estén a teljesen korrelált normálási bizonytalanság 3,0%. Az ALICE értékeket rugalmatlan p-p ütközésekre adták meg. A CMS pontokat egy 0,78-as faktorral beszorozva ábrázoltuk.

differenciális vizsgálatokat is, mint a multiplicitás- és energiafüggés tanulmányozása, melyek segítségével tovább szűkíthetjük a modellek paraméterterét és hozzájárulhatunk az alapvető QCD folyamatok jobb megértéséhez.



13.13. ábra. A központi dN/dy rapiditás-sűrűség (balra) és az átlagos $\langle p_{\mathrm{T}} \rangle$ transzverzális impulzus (jobbra) tömegközépponti energia függése. Alacsony energiás, valamint ISR, RHIC méréseket ábrázoltunk együtt LHC (ALICE és CMS) adatokkal. A CMS esetében a hibavonalak a nem korrelált kombinált, a téglalapok pedig a nem korrelált szisztematikus hibákat mutatják. A teljesen korrelált normálási bizonytalanság 3,0% (balra), illetve 1,0% (jobbra).



13.14. ábra. A központi rapiditásnál mért $\overline{\mathrm{p}}/\mathrm{p}$ arány a Δy rapiditás-veszteség függvényében. Alacsony energiás méréseket [29, 30], valamint NA49 [31], BRAHMS [32], PHENIX [33], PHOBOS [34] és STAR [35] adatokat ábrázoltunk LHC (ALICE és CMS) adatokkal.

A rapiditás-sűrűség és az átlagos transzverzális impulzus multiplicitás-függése arra utal, hogy LHC energiákon *a részecskekeltés erősen korrelál az esemény részecskeszámával*; sokkal inkább, mint az ütközés tömegközépponti energiájával. Ennek a felismerésnek egy közös, mélyebb oka is lehet: hadronok ütközéseiben a részecskekeltést az egyes partonok ütközésében rendelkezésre álló energia határozza meg.

dc_245_11

Irodalomjegyzék

[1] F. Siklér, „Spectra of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.76 and 7 TeV identified via tracker energy loss," CMS AN 2010/143 (2011) .

[2] CMS Collaboration, „Spectra of charged pions, kaons, and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.76, and 7 TeV identified via tracker energy loss," CMS PAS FSQ-12-014 (2012) .

[3] F. Siklér, „Spectra of Charged Pions, Kaons, and Protons Identified via Tracker Energy Loss from CMS,". `https://cdsweb.cern.ch/record/1457412`. CMS CR-2012/059.

[4] CMS Collaboration, „Study of the inclusive production of charged pions, kaons, and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$, 2.76, and 7 TeV," Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2164, `arXiv:1207.4724 [hep-ex]`.

[5] Particle Data Group Collaboration, „Review of particle physics," J. Phys. G 37 (2010) 075021.

[6] CMS Collaboration, „Measurement of CMS luminosity,". CMS-PAS-EWK-10-004.

[7] CMS Collaboration, „Absolute luminosity normalization,". CMS-DP-2011-002.

[8] CMS Collaboration, „Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV," JHEP 02 (2010) 041, `arXiv:1002.0621 [hep-ex]`.

[9] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, „PYTHIA 6.4 Physics and Manual," JHEP 05 (2006) 026, `arXiv:hep-ph/0603175 [hep-ph]`.

[10] R. Field, „Studying the underlying event at CDF and the LHC," `arXiv:1003.4220 [hep-ex]`. Proceedings of the First International Workshop on Multiple Partonic Interactions at the LHC (MPI08).

[11] R. Field, „Early LHC Underlying Event Data - Findings and Surprises," `arXiv:1010.3558 [hep-ph]`.

[12] CMS Collaboration, „Strange Particle Production in pp Collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV," JHEP 05 (2011) 064, `arXiv:1102.4282 [hep-ex]`.

[13] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing; 3rd ed. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2007.

[14] CMS Collaboration, „Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV," Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 022002, arXiv:1005.3299 [hep-ex].

[15] C. Tsallis, „Possible Generalization of Boltzmann-Gibbs Statistics," J. Stat. Phys. 52 (1988) 479–487.

[16] T. S. Biró, G. Purcsel, and K. Ürmössy, „Non-Extensive Approach to Quark Matter," Eur. Phys. J. A 40 (2009) 325–340, arXiv:0812.2104 [hep-ph].

[17] K. Ürmössy and T. Biró, „Cooper-Frye Formula and Non-extensive Coalescence at RHIC Energy," Phys. Lett. B 689 (2010) 14–17, arXiv:0911.1411 [hep-ph].

[18] G. Barnaföldi, K. Ürmössy, and T. Biró, „Tsallis-Pareto like distributions in hadron-hadron collisions," J. Phys. Conf. Ser. 270 (2011) 012008.

[19] 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].

[20] CMS Collaboration, „Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC," JHEP 09 (2010) 091, arXiv:1009.4122 [hep-ex].

[21] D. d'Enterria, R. Engel, T. Pierog, S. Ostapchenko, and K. Werner, „Constraints from the first LHC data on hadronic event generators for ultra-high energy cosmic-ray physics," Astropart. Phys. 35 (2011) 98–113, arXiv:1101.5596 [astro-ph.HE].

[22] ALICE Collaboration, „Production of pions, kaons and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV with ALICE at the LHC," Eur. Phys. J. C 71 (2011) 1655, arXiv:1101.4110 [hep-ex].

[23] UA2 Collaboration, „Inclusive Charged Particle Production at the CERN anti-p p Collider," Phys. Lett. B 122 (1983) 322–328.

[24] E735 Collaboration, „Mass identified particle production in proton anti-proton collisions at $\sqrt{s} = 300$ GeV, 540 GeV, 1000 GeV, and 1800 GeV," Phys. Rev. D 48 (1993) 984–997.

[25] PHENIX Collaboration, „Identified charged hadron production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ and 62.4 GeV," Phys. Rev. C 83 (2011) 064903, arXiv:1102.0753 [nucl-ex].

[26] STAR Collaboration, „Strange particle production in p+p collisions at $\sqrt{s} =$ 200 GeV," Phys. Rev. C 75 (2007) 064901, arXiv:nucl-ex/0607033 [nucl-ex].

dc_245_11

[27] ALICE Collaboration, „Midrapidity antiproton-to-proton ratio in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV measured by the ALICE experiment," Phys. Rev. Lett. 105 (2010) 072002, `arXiv:1006.5432 [hep-ex]`.

[28] D. Kharzeev, „Can Gluons Trace Baryon Number?," Phys. Lett. B 378 (1996) 238–246, `arXiv:nucl-th/9602027`.

[29] A. Rossi, G. Vannini, A. Bussiere, E. Albini, D. D'Alessandro, *et al.*, „Experimental Study of the Energy Dependence in Proton Proton Inclusive Reactions," Nucl. Phys. B 84 (1975) 269.

[30] M. Aguilar-Benitez, W. Allison, A. Batalov, E. Castelli, P. Cecchia, *et al.*, „Inclusive particle production in 400 GeV/c pp interactions," Z. Phys. C 50 (1991) 405–426.

[31] NA49 Collaboration, „Inclusive production of protons, anti-protons and neutrons in p+p collisions at 158 GeV/c beam momentum," Eur. Phys. J. C 65 (2010) 9–63, `arXiv:0904.2708 [hep-ex]`.

[32] BRAHMS Collaboration, „Forward and midrapidity like-particle ratios from p + p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV," Phys. Lett. B 607 (2005) 42–50, `arXiv:nucl-ex/0409002 [nucl-ex]`.

[33] PHENIX Collaboration, „Identified charged particle spectra and yields in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV," Phys. Rev. C 69 (2004) 034909, `arXiv:nucl-ex/0307022 [nucl-ex]`.

[34] PHOBOS Collaboration, „Charged antiparticle to particle ratios near midrapidity in p + p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV," Phys. Rev. C 71 (2005) 021901, `arXiv:nucl-ex/0409003 [nucl-ex]`.

[35] STAR Collaboration, „Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in pp, d+Au and Au+Au Collisions from STAR," Phys. Rev. C 79 (2009) 034909, `arXiv:0808.2041 [nucl-ex]`.

14. fejezet

Fizika: Az eredmények értelmezése

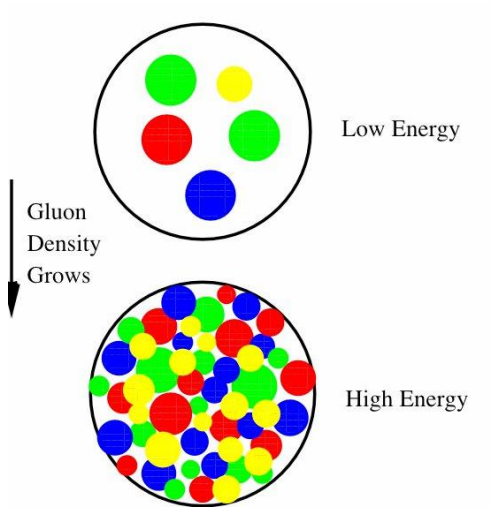
A kapott eredmények három fontos vonatkozására szeretném felhívni a figyelmet.

Tsallis-eloszlás ♦ A szokásos Boltzmann-Gibbs entrópiát általánosíthatjuk. Diszkrét, teljes p_i valószínűségek esetén a Tsallis-entrópiát a $S_q(p_i) = 1/(q-1) \cdot (1 - \sum_i p_i^q)$ kifejezéssel definiáljuk [1], amely $q \to 1$ határesetben a fent említett klasszikus entrópiát kapjuk. Érdekes, hogy két független rendszer entrópiája nem additív (nemextenzivitás [2]): $S_q(A, B) = S_q(A) + S_q(B) + (1-q)S_q(A)S_q(B)$. A feltevés és következményei a természet- és társadalomtudomány széles területein találtak alkalmazásra: fizika (főként szilártest-, plazma- és részecskefizika), csillagászat, gépi tanulás, geológia, anatómia, közgazdaság, pénzügyek. A Tsallis-entrópia maximalizálásából többféle eloszlás is levezethető, például a q-Gauss vagy a q-exponenciális. A disszertációban ez utóbbit használtam a részecskék transzverzális impulzusspektrumának illesztésére ($n = 1/(1-q)$ helyettesítéssel, 8. és 13. fejezet).

Az eloszlások különösen alkalmasak a fizika világában megfigyelhető erős hatványfarkú, lassan lecsengő eloszlások illesztésére. Sikerük talán abban rejlik, hogy alkalmasak fraktálszerkezetű, valamint kaotikus jellegű dinamikai rendszerek leírására. Esetünkben egy proton-proton ütközés során a keltett részecskék a rendelkezésre álló fázisteret véletlenszerűen, nagyon rövid idő alatt töltik be, így nincs lehetőségük a kanonikus rendszerekre jellemző viselkedés kialakítására.

Eseménygenerátorok ♦ Az LHC – és köztük a CMS kísérlet – hadronfizikai eredményei nagyban hozzájárultak az erős kölcsönhatás leírására vállalkozó Monte Carlo modellek javításához, paramétereik igazításához. A leggyakrabban alkalmazott PYTHIA generátor esetében a következő változtatások voltak szükségesek [3]: a részecskeszám energiával való gyorsabb skálázása; barionok, főként ritka barionok megnövekedett keltése (az új paraméterek még éppen kompatibilisek a LEP által megengedett tartománnyal); megnövelt barion-transzport a központi régióba; a ritkaság elnyomásának csökkentése („*popcorn*" mezonok esetén); kisebb szín-összekapcsolás (*color reconnection*) az átlagos p_{T}

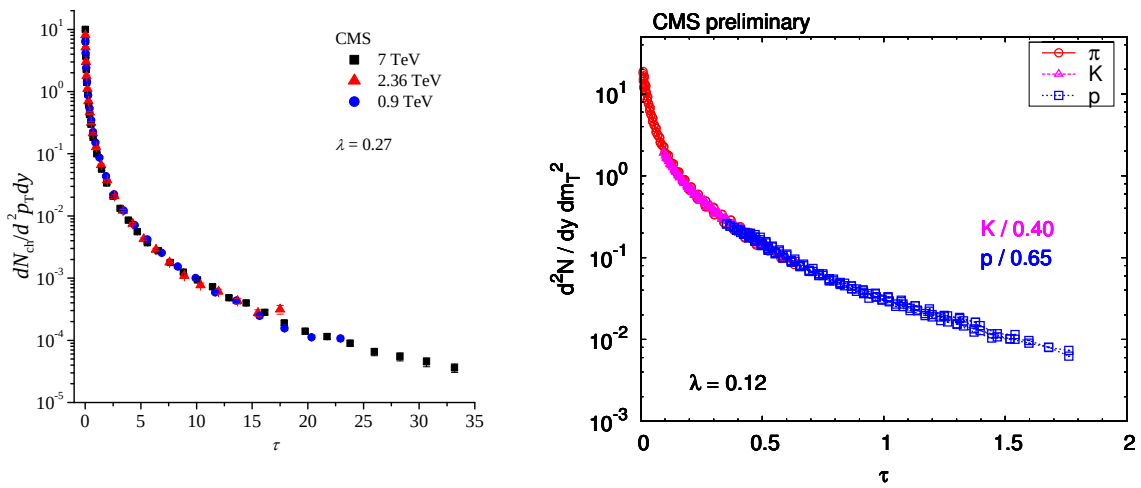
részecskeszám-függésének leírására.



Gluon szaturáció, geometriai skálázás ♦ Az ütközés tömegközépponti energiájának növelésével olyan kvarkokat és gluonokat vizsgálhatunk, melyek a bejövő protonok energiájának egyre kisebb részét (x) tartalmazzák. Úgy gondoljuk, hogy különösen a kis x-ű gluonok viselkedése – így az erős kölcsönhatás nagyenergiás határa – egyszerűen leírható.

Az ep ütközésekben kapott HERA adatok azt mutatták, hogy a gluonok sűrűsége a protonban az x csökkenésével meredeken emelkedik. Mivel a proton mérete csak nagyon lassan nő $\sqrt{s}$-sel, a gluonok sűrűsége egyre nagyobb lesz. (Ugyanakkor a gluonok közti egyre kisebb távolság miatt a kölcsönhatás gyengül és könnyen számolhatóvá válhat.) Mi szabhat a növekedésnek határt? Azt gondoljuk, hogy a gluonok sűrűsége egy határérték után nem nőhet tovább, nem tudunk több gluont a protonba zsúfolni. A határozatlansági elv segítségével ehhez a ponthoz egy $Q_{\rm sat}$ telítési (szaturációs) impulzust is rendelhetünk. A modell és annak kiterjesztései, variánsai sikeres alkalmazást nyertek a nagyenergiás nehézionfizikában (*Color Glass Condensate* [4]).

A gluon szaturáció ötletét felhasználva könnyen megérthető a mért részecskespektrumok geometriai skálázása. Eszerint az invariáns $d^2N/dy\,dp_{\rm T}^2$ mennyiség csak $\tau = p_{\rm T}/Q_{\rm sat}$ függvénye, ahol a szaturációs impulzus $Q_{sat} = Q_0(p_{\rm T}/\sqrt{s})^{-\lambda/2}$, a λ paraméter pedig $p_{\rm T}$-től függhet [5, 6, 7]. A feltevést azonosítatlan töltött hadronokra vonatkozó adataink



14.1. ábra. A geometriai skálázás p-p ütközésekben. Balra: töltött hadronokra, CMS adatainkkal összehasonlítva [5]. Jobbra: azonosított hadronokra, saját adatainkat felhasználva (13. fejezet).

igazolják (14.1-bal ábra).

Azonosított hadronok esetén a $p_{\mathrm{T}} \to m_{\mathrm{T}}$ helyettesítéssel a skálázó mennyiség a $\tau = m_{\mathrm{T}}^{2+\lambda}/(Q_0^2\sqrt{s}^{\lambda})$ lesz. A 13. fejezet adatait felhasználva azt kapjuk, hogy $\lambda = 0.12$ választás mellett a τ változóban a pionok, kaonok és protonok spektruma, eloszlásuk alakja nagyon hasonló, a tömegközépponti energiától függetlenül [8]. Ha a kaonok eloszlásait 0,40-nel, a protonokét pedig 0,65-tel osztjuk, egy – az összes mérési eredményünket leíró – *univerzális görbét kapunk* (14.1-jobb ábra).

Irodalomjegyzék

[1] C. Tsallis, „Possible Generalization of Boltzmann-Gibbs Statistics," J. Stat. Phys. 52 (1988) 479–487.

[2] T. S. Biró, Is There a Temperature?: Conceptual Challenges at High Energy, Acceleration and Complexity. Fundamental Theories of Physics. Springer, New York, 2011.

[3] P. Z. Skands, „Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes," Phys.Rev. D82 (2010) 074018, `arXiv:1005.3457 [hep-ph]`.

[4] L. D. McLerran and R. Venugopalan, „Computing quark and gluon distribution functions for very large nuclei," Phys.Rev. D49 (1994) 2233–2241, `arXiv:hep-ph/9309289 [hep-ph]`.

[5] M. Praszalowicz, „Geometrical Scaling in High Energy Hadronic Collisions," `arXiv:1205.4538 [hep-ph]`.

[6] L. McLerran and M. Praszalowicz, „Saturation and Scaling of Multiplicity, Mean p_T and p_T Distributions from 200 GeV $< \sqrt{s} <$ 7 TeV – Addendum," Acta Phys. Polon. B 42 (2011) 99–103, `arXiv:1011.3403 [hep-ph]`.

[7] M. Praszalowicz, „Improved Geometrical Scaling at the LHC," Phys. Rev. Lett. 106 (2011) 142002, `arXiv:1101.0585 [hep-ph]`.

[8] F. Siklér, „Geometrical scaling with identified hadrons." unpublished, 2012.

Összefoglalás

Azt hihetnénk, hogy a nagyenergiás fizika kiértékelési módszerei már régóta, a legapróbb részletekig ismertek. Való igaz, hogy új, minőségileg más eljárások kidolgozása érdekében mélyebb, helyenként sok matematikát igénylő elgondolásokra volt szükség. A disszertációban a gáztöltésű és a szilícium-alapú detektorok kiértékelésével, a töltött részecskék nyomkövetésével és azonosításával kapcsolatos új módszereket mutattam be.

A kifejlesztett eljárások azonnal alkalmazásra leltek a CERN több kísérletében is. Az NA49 kísérlet első fontos eredményei megnyitották az utat a forró és sűrű maganyag új állapotának részletes tanulmányozása felé. A tárgyalt kiértékelési módszerek segítségével a CMS kísérlet képessé vált széles impulzustartományban, azonosított részecskékkel végzett fizikára is, így jelentősen hozzá tud járulni az LHC-n folyó hadronfizikai kutatásokhoz.

Az elemi proton-proton és a bonyolultabb mag-mag ütközésekben keletkezett részecskék keltése érdekes információkkal szolgált: eloszlásaik termikus jellegűek, ugyanakkor hatványviselkedést is mutatnak. A kapott adatok rávilágítottak a ritkaság keltésének lehetséges mechanizmusaira is (újraszórás, megmaradás).

A többféle, sok-sok paraméterrel dolgozó modell mellett a kapott adatok jó egyezést mutatnak egyszerű, a jelenségek egy megfelelő effektív, „köztes síkján” aktív leírásokkal (Tsallis-eloszlás, gluon szaturáció). A kísérletező számára talán ezek a dolgozat legfontosabb következtetései. Meglátásom szerint valóban megértettük a nehezen leírható erős kölcsönhatás bizonyos részleteit.

A megkezdett munka még korántsem zárult le, hiszen a – disszertációban is érintett – hadron-mag ütközések kísérleti vizsgálata LHC energiákon csak 2013-ban indul: ott is egyre több kérdés vár megválaszolásra. A jövőbeni adatok kiértékelésében az itt leírt módszerek ismét fontos szerepet fognak játszani.