

Az η' mezonok bomlástermékeinek azonosítása ultra-relativisztikus ütközésekben

Kőfaragó Mónika

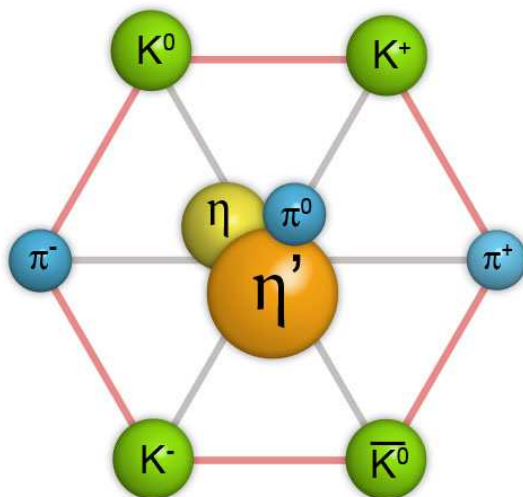
Fizika BSc, 3. évfolyam

Témavezető:

Csanád Máté

ELTE TTK Atomfizikai Tanszék

2010. december 27.



Kivonat

Ismert, hogy a térelméletek szimmetriáinak sérülése felelős a részecskék tömegéért. Feltételezések szerint a szimmetriák nagyon magas hőmérsékletű közegben helyreállhatnak, azonban ezt kísérletileg még nem sikerült kimutatni. Ha a királis szimmetria valóban helyreáll extrém körülmények között, akkor ez az η' bozonok tömegének lecsökkenését és a keletkezési hatáskeresztmetszetének jelentős növekedését vonja maga után. Az így nagy mennyiségben keletkező η' bozonok kis transzverz impulzusú pionokká bomlanak, megváltoztatva ezzel a pionpárok korrelációjának erősségét. A korreláció mérésével tehát a királis szimmetria helyreállítását vizsgálhatjuk indirekt módon. Dolgozatomban az η' bomlásából származó pionok kiszűrésére vonatkozó módszert vizsgálom meg. Ehhez többféle numerikus szimuláció segítségével olyan kinematikai vágást keresek, ami alapján eldönthető, hogy egy pion η' bomlásából származik-e. A vágás hatékonyságát megvizsgálom 200 GeV nukleononkénti tömegközépponti energián arany-arany ütközésekben, illetve 200 GeV-es és 14 TeV-es proton-proton ütközésekben, két különböző szimulációs kóddal is. Ezen kívül vizsgálom a geometriai akceptancia hatását is a módszeremre. Eredményeim szerint a módszer alkalmazható, a későbbiekben ennek segítségével a PHENIX kísérleti adatainak vizsgálatát tervezzük.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
1.1. Nehézion-fizika és nagyenergiás ütköztetők	2
1.2. Szimmetriák helyreállása és η' tömegmódosulása	2
1.2.1. QCD	2
1.2.2. Királis szimmetria	2
1.2.3. η' tömegmódosulása	3
1.2.4. η' bomlásának típusai	3
1.2.5. Kétrészecske korreláció	5
2. Módszer	7
2.1. Tömegnégyzet vágás	7
2.2. Az η' bomlástermékeinek kinematikai szűrése	9
3. Szimuláció	12
3.1. Szimulációk ellenőrzése	12
3.2. Pythia 8.135	12
3.3. Hijing 1.411	12
3.4. Detektorok elhelyezésének szimulációja	13
4. Eredmények	14
4.1. Proton-proton ütközés 200 GeV tömegközépponti energián	15
4.1.1. Geometriai vágás nélkül	16
4.1.2. STAR típusú geometriai vágás	16
4.1.3. PHENIX típusú geometriai vágás	17
4.2. Proton-proton ütközés 14000 GeV tömegközépponti energián	17
4.2.1. Geometriai vágás nélkül	18
4.2.2. CMS típusú geometriai vágás	19
4.2.3. ALICE típusú geometriai vágás	19
4.3. Arany-arany ütközés 200 GeV nukleononkénti tömegközépponti energián	20
4.3.1. Geometriai vágás nélkül	20
4.3.2. STAR típusú geometriai vágás	20
4.3.3. PHENIX típusú geometriai vágás	21
4.4. Geometriai vágások és részecskék számának hatása	21
5. Diskusszió	23
A. Szimulációk ellenőrzése	24
B. Pythia 8.135	24
C. Hijing 1.411	25
D. Használt programok	26
E. Eredmények	26
E.1. Proton-proton szimulációk 200 GeV tömegközépponti energián	26
E.2. Proton-proton szimulációk 14000 GeV tömegközépponti energián	28
E.3. Arany-arany szimulációk 200 GeV nukleononkénti tömegközépponti energián	29

1. Bevezetés

1.1. Nehézion-fizika és nagyenergiás ütköztetők

A nehézion-fizika a nagyenergiás ütközések során létrejövő közeg fizikájával foglalkozik. Ehhez a kísérletek helyszínei a részecske ütköztetők, mint például a RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*), ami a Brookhaveni Nemzeti Laboratórium nehézion-fizikai ütköztetője [1]. Négy kísérleti helyszíne van, a STAR, a PHENIX, a PHOBOS és a BRAHMS, ezek közül a STAR-nál és PHENIX-nél végeznek átfogó kísérleteket, míg a BRAHMS-nál és a PHOBOS-nál kisebb és specializáltabb kísérletek folynak. A RHIC-nél többek között arany atommagokat ütköztetnek 200 GeV nukleonkénti tömegközépponti energián. Ilyen ütközésekkor egy nagyon nagy hőmérsékletű (300 – 600 MeV) és nagyon sűrű anyag keletkezik rövid időre [2]. Erre szoktak kvark-gluon plazmaként utalni, amit a legújabb kutatások szerint ideális folyadékként lehet leírni [3]. Amint arra a kvark-gluon plazma elnevezés is utal, ilyenkor az anyag nem hadronok formájában van jelen, hanem megjelennek a hadronokba nem zárt kvarkok és gluonok. Keletkezés után ez a közeg elkezd tágulni, és bizonyos hőmérsékleten és sűrűségen megjelennek a hadronok, úgymond „kifagy” a kvark-gluon plazmából. Az, hogy melyik hadronból mennyi keletkezik a kifagyáskor, függ a kifagyási hőmérséklettől és a hadron tömegétől is. A detektorokban ezeket a hadronokat vagy ezeknek a bomlástermékeit észleljük, és az észlelt részecskékből tudunk következtetni a keletkezett közegre. Másik fontos helyszíne a nehézion-fizikai ütköztető a 2009-ben Genf mellett működésbe helyezett LHC (*Large Hadron Collider*) [4]. Itt is több kísérleti helyszín van, ilyenek többek között az ALICE és a CMS, amelyeknél egyelőre 7 TeV tömegközépponti energián ütköztetnek protonokat, de a jövőben tervezik 14 TeV tömegközépponti energián is beindítani az ütköztetéseket. Ezen kívül ólom-ólom ütköztetések is folynak az LHC-nál, ezek 2.76 TeV nukleonkénti tömegközépponti energián zajlanak jelenleg.

1.2. Szimmetriák helyreállása és η' tömegmódosulása

1.2.1. QCD

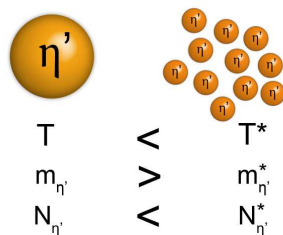
A kvarkok és a gluonok a hadronok (például a proton és a neutron) építőkövei. Ezeket az erős kölcsönhatás tartja egyben, aminek az elméletét a QCD (kvantum-színdinamika) írja le. A QCD két fontos tulajdonsága: a kvarkok bezárása és az aszimptotikus szabadság [5]. A kvarkok bezárása azt jelenti, hogy alacsony energián a hadronban lévő kvarkokat nem lehet egymástól elválasztani, tehát a természetben nem figyelhetünk meg szabad kvarkokat. Ha növeljük két kvark között a távolságot, a köztük lévő kölcsönhatás energiája nő, ami egy újabb kvark párt hoz létre. Ezek az eredeti kvarkokkal két új hadront alkotnak, így a kvarkok újra bezáródnak. Nagy energián azonban nem a kvarkok bezárása a jellemző, hanem megjelenik az aszimptotikus szabadság. Az aszimptotikus szabadság azt jelenti, hogy ilyenkor a kvarkok és a gluonok nem vagy csak gyengén hatnak kölcsön, tehát ilyenkor nincsenek hadronokba zárva.

1.2.2. Királis szimmetria

A QCD szerint az u , d és s kvarkok között $U_L(3) \times U_R(3)$ királis szimmetria áll fenn (az R és az L indexek a kvarkok jobb- és balkezes részére utalnak). Ezt az $U_L(3) \times U_R(3)$ csoportot fel tudjuk a következő módon bontani: $U_L(3) \times U_R(3) = SU_L(3) \times SU_R(3) \times U_A(1) \times U_V(1)$. Ennek az $SU_L(3) \times SU_R(3)$ része az úgynevezett íz-szimmetria, ami a természetben spontán sérül, emiatt nyolc kis tömegű bozon, úgynevezett Goldstone bozon létezik [6]. Azért nyolc, mert az $SU_L(3) \times SU_R(3)$ csoportból a szimmetria sérülése miatt csak a $SU(3)$ marad,

és ennek nyolc generátor eleme van. A spontán sérülés azt jelenti, hogy bár a Lagrange-függvény szimmetrikus, de ezt a szimmetriát a vákuumállapot nem mutatja. Az $U_L(3) \times U_R(3)$ szimmetria $U_A(1)$ része is sérül a természetben, még hozzá expliciten, ami azt jelenti, hogy már a Lagrange-függvény sem szimmetrikus. Emiatt a kilencedik Goldstone bozonnak a tömege jelentősen megnő. A szimmetria sérülése az úgynevezett instantonok miatt történik, amik a QCD topológiai vákuumai közötti alagút-effektusért felelősek. Az $U_V(1)$ része a szimmetriának nem sérül, ez felelős a barionszám megmaradásért. A kvarkok barion száma $1/3$, míg az antikvarkoké $-1/3$. A nyolc ismert Goldstone bozon a π^+ , π^- , π^0 , K^0 , $\overline{K^0}$, K^+ , K^- és az η , míg a kilencedikkel az η' -t azonosítják [7]. Az első nyolc tömege 134 MeV és 548 MeV között van, míg az η' tömege 958 MeV, tehát sokkal magasabb, mint a többi Goldstone bozoné [8].

1.2.3. η' tömegmódosulása



1. ábra. Ha az η' tömege lecsökken a forró közegben, akkor több keletkezik belőle a közeg kifagyásakor.

A [6] cikk szerint magas hőmérsékleten a királis szimmetria helyre állhat, és ez az η' bozon tömegének lecsökkenéséhez vezet. Ha az η' -nek lecsökken a tömege, akkor a kvark-gluon plazma kifagyásakor több keletkezik belőle. Az η' -k keletkezésének hatáskeresztmetszetét a Hagedorn formulával adhatjuk meg [7]:

$$\sigma \sim m_{\eta'} \alpha e^{-\frac{m_{\eta'}}{T_{cond}}} \quad (1)$$

A képletben $m_{\eta'}$ az η' tömege, T_{cond} az a hőmérséklet, ahol a közegben az η' létrejön, és $\alpha \approx 1 - d/2$ ahol d a tágulás effektív dimenziója. A 2. egyenlet két Hagedorn formulának a hányadosa, így itt az látható, hogy hogyan módosul az η' -k száma, ha a tömegük megváltozik.

$$\frac{N_{\eta'}^*}{N_{\eta'}} = \left(\frac{m_{\eta'}^*}{m_{\eta'}} \right)^\alpha e^{\frac{m_{\eta'} - m_{\eta'}^*}{T_{cond}}} \quad (2)$$

A *-gal jelölt mennyiségek a közegbeli η' -re utalnak, a * nélküliek, pedig a vákuumbelire. Ebből a képletből látszik, hogy a keletkezett η' mezonok száma függ a közegbeli tömegüktől, tehát, ha az η' tömege lecsökken a közegben, akkor több fog belőle keletkezni (ezt illusztrálja az 1. ábra). Tehát, ha ki tudnánk mutatni, hogy több η' keletkezett, akkor ez egy kísérleti módszert adhatna arra, hogy a királis szimmetria részleges helyreállítását bizonyítsuk.

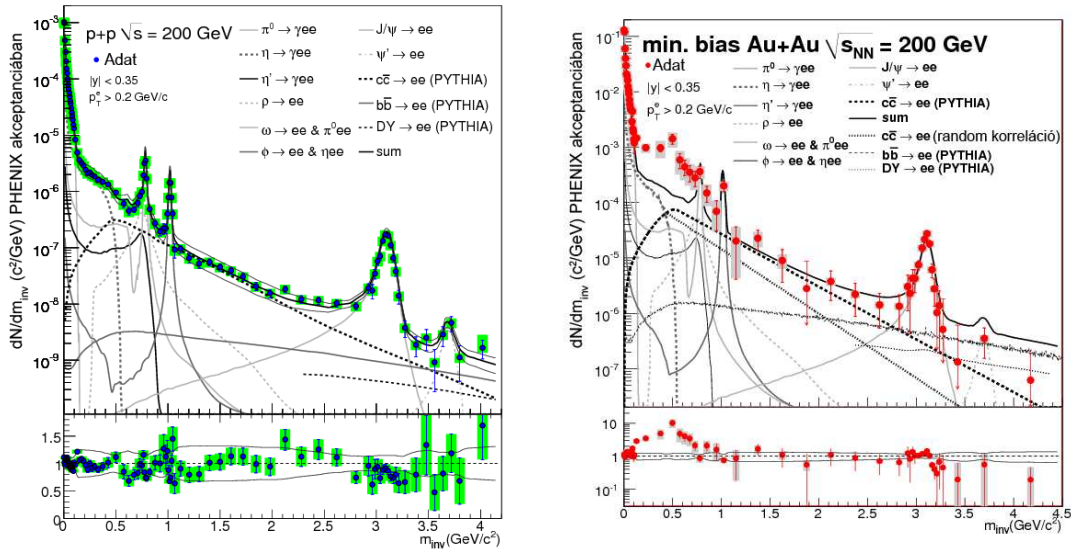
1.2.4. η' bomlásának típusai

Az ütközés után közvetlenül (körülbelül 1 fm/c alatt) termalizációval létrejön az erősen kölcsönható kvark-gluon plazma. Ezek után ez a közeg elkezd tágulni, majd amikor elér egy bizonyos hőmérsékletet (150 – 170 MeV-et [9]) és sűrűséget kifagynak belőle a hadronok. A

tágulás körülbelül 10 fm/c alatt megy végbe [3]. A kifagyáskor megjelenő hadronok a kifagyás után szabadon táguló hadron gáznak tekinthetők, mivel közöttük a kölcsönhatás nagyon gyenge. Amikor a közeg kifagy az η' visszanyeri az eredeti tömegét, és mivel az η' élettartama sokkal hosszabb, mint a közegé [8], ezért közvetlenül detektálni ilyen lecsökkent tömegű η' -t nem tudunk. Amikor az η' visszanyeri a tömegét, akkor a tömegnövekedését az impulzusából fedezi, emiatt az így keletkező η' mezonok transzverz impulzusa nagyon kicsi lesz. Ez látható a 3. képletből, ahol a *-os mennyiségek a közegbeli értékeket jelölik, a csillag nélküliek a vákuumbelit, és p -vel az impulzust jelölöm [7].

$$m_{\eta'}^{*2} + p_{\eta'}^{*2} = m_{\eta'}^2 + p_{\eta'}^2 \quad (3)$$

Az η' mezonok többféle módon bomolhatnak el, létezik olyan bomlása, ahol két leptonra bomlik ($\eta' \rightarrow l^+ + l^-$), létezik olyan ahol két fotonra ($\eta' \rightarrow \gamma + \gamma$), és létezik olyan, ahol mezonokra [8]. Ha az η' nagy számban keletkezett, akkor a bomlástermékeiből is több lesz, tehát ezeknek a bomlástermékeknek a vizsgálatából következtethetünk az η' -k számára. A bomlásból keletkező fotonokat szinte lehetetlen vizsgálni a nagy háttérzaj miatt, ami többek között a $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ bomlásból származik. Az η' két leptonra bomlását például a [10] cikkben vizsgálják. A 2. ábrán látszik, hogy a invariáns tömegnégyzet spektrumra a proton-proton ütközéskor az elméleti görbe (folytonos fekete vonal) jól illeszkedik a pontokra, míg arany-arany esetében ki invariáns tömegnél ($< 1 \text{ GeV}/c^2$) eltérés van. Ha a tömegcsökkenés miatt az η' -ből több keletkezne, akkor az emiatt fellépő változás éppen ebben a tartományban jelentkezne, de még nincs bizonyítva, hogy az elmélettől való eltérést valóban ez okozza.



2. ábra. A két ábra a [10] cikkből származik. Az ábrákon az invariáns tömeg spektruma látható az η' bomlásából származó leptonoknak. A 2(a) képen a proton-proton ütközések adatai láthatók, a 2(b) képen az arany-arany ütközéseké.

A dolgozatomban én a következő bomlással fogok foglalkozni:

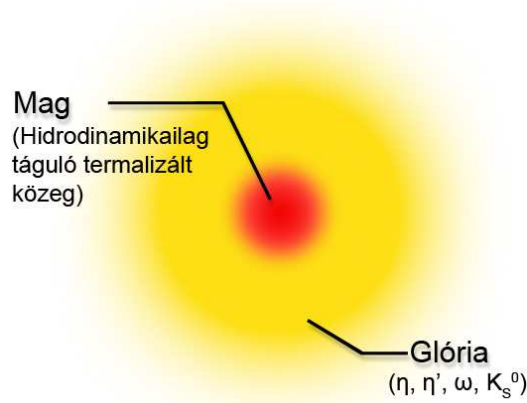
$$\eta' \rightarrow \eta + \pi^+ + \pi^- \rightarrow (\pi^+ + \pi^- + \pi^0) + \pi^+ + \pi^- \quad (4)$$

a π^0 helyett γ is lehet, a dolgozatomban szempontjából a két bomlás között nincs különbség, tehát a kettőt egyszerre vizsgálom. Ennek a két bomlásnak a valószínűsége: $\eta' \rightarrow \eta + \pi^+ + \pi^-$:

44.6% és $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + (\pi^0 \text{ vagy } \gamma)$: 27.33% [8]. Miután az η' mezonok visszanyerik a vákuumbeli tömegüket a transzverz impulzusuk alacsony lesz, ezért a bomlásukból keletkező pionok transzverz impulzusa is alacsony lesz, átlagosan 138 MeV [11].

1.2.5. Kétrészecske korreláció

Az ütközéskor keletkező anyagot két részre lehet osztani, ezeket szokták magként (core) és glóriaként (halo) emlegetni [12] (3. ábra). A mag a kifagyáskor közvetlenül keletkező részecskéket tartalmazza, míg a glória a hosszú életű rezonanciákat és azok bomlástermékeit (ide tartozik az η' is).



3. ábra. Az ábra a mag és a glória viszonyát szemlélteti.

Mivel a glóriához tartozó rezonanciák élettartama hosszú, ezért van idejük eltávolodni az ütközés helyétől mielőtt elbomlanának. Tehát az ilyen bomlásokból keletkezett pionok nincsenek korrelációban a közvetlenül a kifagyáskor keletkezett pionokkal. A kétrészecske korreláció definíciója [12]:

$$C_2(p_1, p_2) = \frac{N_2(p_1, p_2)}{N_1(p_1) N_1(p_2)} \quad (5)$$

ahol p_1 és p_2 a két részecske impulzusa, N_1 megmutatja, hogy hány részecske keletkezik p_1 impulzussal, N_2 , hogy hány részecske pár keletkezik p_1 és p_2 impulzussal. N_1 és N_2 definíciója:

$$N_1(p_1) = \int S(x_1, p_1) |\Psi_1|^2(x_1) d^4x_1 \quad (6)$$

$$N_2(p_1, p_2) = \int S(x_1, p_1) S(x_2, p_2) |\Psi_2|^2(x_1, x_2) d^4x_2 d^4x_1$$

Itt $S(x, p)$ az emissziós függvény, ami megmutatja, hogy mi a valószínűsége, hogy adott x helyen és adott p impulzussal keletkezzen egy részecske. Az előző egyenletekben a hullámfüggvények ($\Psi_1(x_1)$ és $\Psi_2(x_1, x_2)$) megjelennek az integrálásban, mint sűrűségfüggvények, és mivel a kétrészecske hullámfüggvényt bozonok esetén szimmetrizálni kell, ezért az emissziós függvénynek a Fourier-transzformáltja jelenik meg a kétrészecske korrelációs függvényben. A Fourier transzformáláskor az x változóról a $q = p_1 - p_2$ változóra térünk át. Így a következő egyenletet kapjuk:

$$C_2(q, p) \simeq 1 + \frac{\tilde{S}(q, p_1) \tilde{S}(q, p_2)^*}{\tilde{S}(q=0, p_1) \tilde{S}(q=0, p_2)} \quad (7)$$

ahol az $\tilde{S}(q, p)$ az emissziós függvény Fourier transzformáltja [13]. Ha ezek után figyelembe vesszük, hogy $p_1 \simeq p_2$, akkor a következő egyenletet kapjuk:

$$C_2(q, K) \simeq 1 + \frac{|\tilde{S}(q, K)|^2}{|\tilde{S}(q=0, K)|^2} \quad (8)$$

ahol bevezettem a $K = (p_1 + p_2)/2$ jelölést.

A mag mérete körülbelül 5 – 6 fm, míg a glória mérete nagyobb, mint 50 fm [12]. Emiatt a mag emissziós függvényéről vannak ismereteink, de a glória esetében nincsenek, hiszen a glória méretéhez $q < 4$ MeV tartozik, és ezt a tartományt a detektorok véges felbontóképessége miatt nem tudjuk feltérképezni. Mivel a teljes emissziós függvény és a mag emissziós függvénye nagy q értékeknél jó közelítéssel megegyezik, ezért a számlálóban a teljes emissziós függvényt kicserélhetjük a mag emissziós függvényére. Ha a nevezőben is ki akarjuk cserélni a teljes emissziós függvényt a mag emissziós függvényére, akkor egy korrekciós tagot kell bevezetnünk, amit λ_* -gal jelölünk, és a következő módon számíthatunk ki:

$$\sqrt{\lambda_*} = \frac{N_M}{N_M + N_G} \quad (9)$$

ahol N_M a magban lévő részecskék száma és N_G a glóriában lévőké. Ezt behelyettesítve a 8. egyenletbe, és a mag emissziós függvényét $\tilde{S}_M(q, K)$ -vel jelölve a következő egyenletet kapjuk:

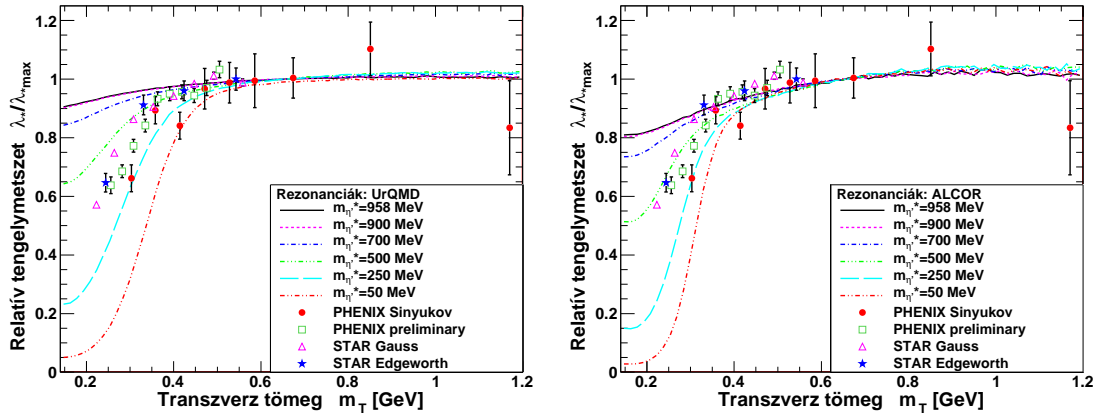
$$C_2(q, K) \simeq 1 + \lambda_* \frac{|\tilde{S}_M(q, K)|^2}{|\tilde{S}_M(q=0, K)|^2} \quad (10)$$

Innen látszik, hogy, ha $q = 0$, akkor a korrelációs függvényt a

$$C_2(q=0, K) \simeq 1 + \lambda_* \quad (11)$$

képlettel kaphatjuk meg. A λ_* paraméter tehát a korreláció egyfajta tengelymetszeti paramétere, ami a 9. egyenletnek megfelelően a mag és a glória arányától függ. Ebből az következik, hogy ha az η' tömege lecsökken, akkor a λ_* paraméter értéke is lecsökken, hiszen az η' bomlásából származó pionok nem korrelálnak a mag pionjaival [7]. Ezt már több cikkben vizsgálták, többek között a [7], a [14] és a [15] cikkekben is. A relatív λ_* értéke látható a transzverz tömeg függvényében a 4. ábrán. Itt függvényt illesztettek az adatokra úgy, hogy az η' tömegét paraméterként kezelték, és azt vizsgálták, hogy milyen tömegnél a legjobb az illeszkedés. A jó illeszkedés egy indirekt bizonyítéka az η' tömegcsökkenésének, de ha tudnánk találni egy olyan módszert, ami alapján egy, a detektorba érkezett pionról eldönthető lenne, hogy η' bomlásából származik-e, akkor ezzel egy direkt bizonyítékot tudnánk adni a tömegcsökkenésre. Ha el tudjuk dönteni, hogy a pion ebből a bomlásból származik-e, akkor meg tudnánk határozni az η' bomlásból származó pionok nélkül is λ_* értékét, és ha ez magasabb, mint λ_* értéke az összes pionra, akkor ez igazolás lenne arra, hogy valóban lecsökkent az η' mezonok tömege a közegben, tehát a királis szimmetria részleges helyreállása valóban bekövetkezett.

Az eddigieket a következő módon lehetne összefoglalni: két részecske ütközése \implies forró és sűrű közeg keletkezése: η' lecsökkent tömeggel keletkezik $\implies \eta'$ -k száma megnő $\implies \eta' \rightarrow \eta + \pi^+ + \pi^- \rightarrow (\pi^+ + \pi^- + \pi^0) + \pi^+ + \pi^-$ bomlás \implies keletkező pionok kis transzverz impulzusúak és nem korrelálnak a mag pionjaival $\implies \lambda_*$ méri a korrelációt $\implies \lambda_*$ értéke lecsökken.



4. ábra. A két ábra a [14] cikkből származik. Az ábrákon a relatív λ_* értéke látható a transzverz tömeg függvényében két különböző rezonancia modell esetében. A transzverz tömeget a $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ képlettel számíthatjuk ki, a relatív λ_* esetében pedig λ_* azzal az értékkel van normálva, amihez λ_* tart nagy m_T esetén. Mindkét ábrán jól látszik, hogy a relatív λ_* kis m_T -nél lecsökken, erre szolgálhat magyarázatként az η' tömegmódosulása.

2. Módszer

2.1. Tömegnégyzet vágás

Dolgozatomban egy olyan módszert mutatok be, ahol a pion párok invariáns tömegnégyzete ($m_{inv}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (p_1 + p_2)^2$) alapján lehet eldönteni, hogy egy adott pion η' bomlásából származik-e. Hasonló módszert láthatunk a [16] cikkben is, ahol a módszer hatékonyságát elektron-positron ütközésekre vizsgálják. A cikkben a szimulációban létrejövő, η' bomlásából származó pion párok 70 – 80% tudják kiszűrni, és úgy gondolják, hogy további korrekcióval a kísérleti adatok vizsgálatát is lehetővé tenné a módszer. Én a módszerem hatékonyságát többféle szimuláción vizsgálok, proton-proton és arany-arany ütközésekben kétféle energián.

A bomlás során keletkező pionok invariáns tömegnégyzetére kinematikai megfontolásokból kaphatunk feltételeket. Ehhez a gondolatmenethez hasonló is láthatunk a [16] cikkben. Abból indulunk ki, hogy a tömegnégyzet Lorentz-vektorok összegének négyzete, tehát Lorentz-skalár. Ezek szerint számolhatunk a bomló η' nyugalmi rendszerében (mindenhol a számolás során $c = 1$ -gyel számoltam). A tömegnégyzetet már láttuk, hogy a következő képlettel számolhatjuk:

$$m_{inv}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (p_1 + p_2)^2 \quad (12)$$

ahol E_1 és p_1 az egyik keletkező pion energiája és impulzusa, E_2 és p_2 pedig a másiké. Ha ezt átalakítjuk, és felhasználjuk, hogy $E^2 = p^2 + m^2$, akkor a következő egyenletet kapjuk:

$$\begin{aligned} m_{inv}^2 &= m_1^2 + m_2^2 + 2\sqrt{m_1^2 + p_1^2}\sqrt{m_2^2 + p_2^2} - 2p_1p_2 \cos \varphi = \\ &= 2m_\pi^2 + 2\sqrt{m_\pi^2 + p_1^2}\sqrt{m_\pi^2 + p_2^2} - 2p_1p_2 \cos \varphi \end{aligned} \quad (13)$$

ahol φ a p_1 és p_2 által bezárt szög és az átalakításkor kihasználtuk, hogy m_1 és m_2 is a pion tömege. Ezen kívül mivel az η' nyugalmi rendszerében számoltunk, ezért $E_{\eta'} = m_{\eta'}$. Ha ezek után felírjuk az energia megmaradást, és az energiát kifejezzük a tömeggel és az impulzussal, és az impulzus megmaradás értelmében behelyettesítjük, hogy $p_\eta = -p_1 - p_2$, akkor a következőt

kapjuk:

$$m_{\eta'} = \sqrt{m_{\pi}^2 + p_1^2} + \sqrt{m_{\pi}^2 + p_2^2} + \sqrt{m_{\eta}^2 + p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2 \cos \varphi} \quad (14)$$

A 13. és a 14. egyenletből, ha behelyettesítjük a pion, az η és az η' tömegét, és felismerjük azt, hogy az η akkor viszi el a legkevesebb energiát, ha $p_1 = p_2$ és $\varphi = \pi$, a legtöbbet pedig akkor, ha $\varphi = 0$, kaphatunk egy felső és egy alsó korlátot m_{inv}^2 -re. Az így kapott tartomány $0.078 \text{ GeV}^2/c^4$ és $0.168 \text{ GeV}^2/c^4$ között van. Ha ugyanezt végigszámoljuk az $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ bomlásra is, akkor megint két egyenletet fogunk kapni, az egyik megegyezik a 13. egyenlettel, a másik pedig a

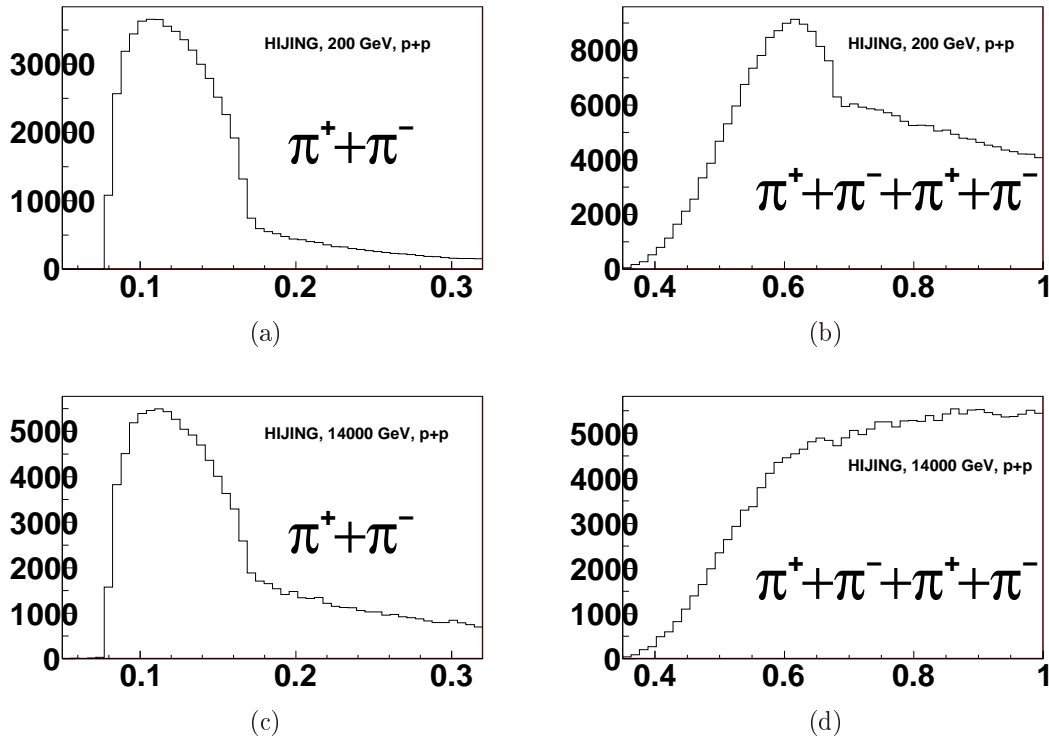
$$m_{\eta} = \sqrt{m_{\pi}^2 + p_1^2} + \sqrt{m_{\pi}^2 + p_2^2} + \sqrt{m_{\eta}^2 + p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2 \cos \varphi} \quad (15)$$

egyenlet lesz. Ha ebbe a kettőbe is helyettesítjük be a megfelelő tömegeket és megint kiszámoljuk a $\varphi = 0$ és a $\varphi = \pi$ eseteket, akkor innen is kapunk egy alsó és egy felső korlátot m_{inv}^2 -re. Innen a $0.078 \text{ GeV}^2/c^4$ és $0.166 \text{ GeV}^2/c^4$ közötti tartományt kapjuk. Az így kapott tartományok összhangban vannak azzal, amit számítógépes szimulációval kaptam.

Két részecske ütközés szimulátort használtam a Pythia 8.135-ös verzióját, és a Hijing 1.411-es verzióját, a programokról a dolgozat későbbi részében lesz részletes ismertetés. A Pythiával proton-proton ütközéseket szimuláltam 200 GeV és 14 TeV tömegközépponti energián, míg a Hijinggal megcsináltam ugyanezeket a szimulációkat, és ezeken kívül arany-arany ütközéseket is szimuláltam 200 GeV nukleononkénti energián. Mindegyik szimulációs típussal megvizsgáltam a pionok invariáns tömegnégyzetének spektrumát az olyan π^+, π^- párokra, amik azonos η' bomlásából származtak és azokra is, amik azonos η bomlásából származtak. Ezen kívül vizsgáltam azokat a pion négyeseket, amiknek az egyik π^+, π^- párja η' bomlásból származik, míg a másik ugyanennek az η' -nek a bomlásakor keletkező η bomlásából származik. (Az invariáns tömegnégyzetet itt a $m_{inv}^2 = (E_1 + E_2 + E_3 + E_4)^2 - (p_1 + p_2 + p_3 + p_4)^2$ képlettel számoltam.) A 6. ábrán a különböző szimulációkkal készített invariáns tömegnégyzet spektrumok láthatóak. Ezeken jól látszik, hogy a tömegnégyzetek jól behatárolt tartományokba esnek, ráadásul ezek a tartományok a különböző szimulációknál jó közelítéssel megegyeznek. Tehát ezek alapján meg tudunk határozni olyan tartományokat, amibe az η' -ből származó pionok nagy többségének az invariáns tömegnégyzete beleesik. A mi esetünkben az ilyen bomlásból származó pion párok tömegnégyzete $0.075 \text{ GeV}^2/c^4$ és $0.171 \text{ GeV}^2/c^4$ közé esett, a pion négyeseké pedig $0.43 \text{ GeV}^2/c^4$ és $0.69 \text{ GeV}^2/c^4$ közé esett. Ennek a két tartománynak a segítségével már tudunk egy feltételt adni arra, hogy egy, a detektorba beérkezett pion vajon ilyen bomlásból származott-e. Ezeket a tartományokat nem optimalizáltam. Ahhoz hogy a kísérleti adatok vizsgálatához megtaláljuk a legmegfelelőbb tartományt, el kellene végezni a szimulációkat több, kissé megváltoztatott tartományra, és így megvizsgálni, hogy hol kapjuk a számunkra legmegfelelőbb eredményt. A későbbiekben tervezzük ilyen szimulációk végzését is.

Ez a fajta vizsgálata a pionoknak akkor értelmes, ha nem igaz az összes nem η' bomlásából származó pion párra és négyesre is, hogy a tömegnégyzetük ugyanezekbe a tartományokba esik. Hogy ezt megvizsgáljam, elkészítettem a tömegnégyzet ábrákat az összes pionra is (az 5. ábra). Itt is elkészítettem az összes szimulációval az ábrákat, de csak a Hijinggal készült proton-proton ütközést szimuláló 200 GeV és 14000 GeV tömegközépponti energián készült ábrát tettem be a dolgozatomba, mivel az összes többinek megegyezik a jellege ezekkel. Ezekről az ábrákról az látszik, hogy a pion párok esetében az invariáns tömegnégyzet szinte teljesen egybeesik az η' bomlásából származó pionok tömegnégyzetével, de a pion négyesek esetében sokkal nagyobb tartományba esik. Tehát ha csak a párok invariáns tömegnégyzetét vizsgálnánk, akkor nem kapnánk megfelelő eredményt. Viszont ha a pionokat úgy vizsgáljuk, hogy kiszámítjuk mind a párok, mind a négyesek tömegnégyzetét, és akkor tekintjük úgy, hogy η' bomlásából származik

a pion, ha mind a kettő esetben beleesik a tömegnégyzet értéke a meghatározott tartományba, akkor így jól fogjuk tudni szűrni az ilyen bomlásból származó pionokat.



5. ábra. Különböző szimulációkkal készített invariáns tömegnégyzet ábrák. Az x tengelyen minden esetben az invariáns tömegnégyzet van feltüntetve GeV^2/c^4 egységekben, az y tengelyen pedig a pion párok illetve négyesek darabszáma. Az 5(a) és az 5(c) ábra a pion párok invariáns tömegnégyzetét ábrázolja, az 5(b) és az 5(d) ábra a pion négyesekét. Az 5(a) és az 5(b) ábrák 200 GeV tömegközépponti energián készültek, az 5(c) és az 5(d) ábrák pedig 14000 GeV tömegközépponti energián.

2.2. Az η' bomlástermékeinek kinematikai szűrése

Az η' bomlásából származó pionok azonosítására az előbbiekben láttunk egy módszert. Ezek szerint meg kell vizsgálnunk minden π^+ , π^- párra, hogy az invariáns tömegnégyzetük benne van-e az általunk meghatározott tartományban. Majd minden ilyen pion párnál meg kell vizsgálnunk, hogy van-e olyan másik pion pár, aminek az invariáns tömegnégyzete is benne van a tartományban, és amivel a négy pion invariáns tömegnégyzete is beleesik a meghatározott tartományba. Ha mind a három kinematikai feltétel teljesül, akkor úgy gondoljuk, hogy ezek a pionok η' bomlásából származtak.

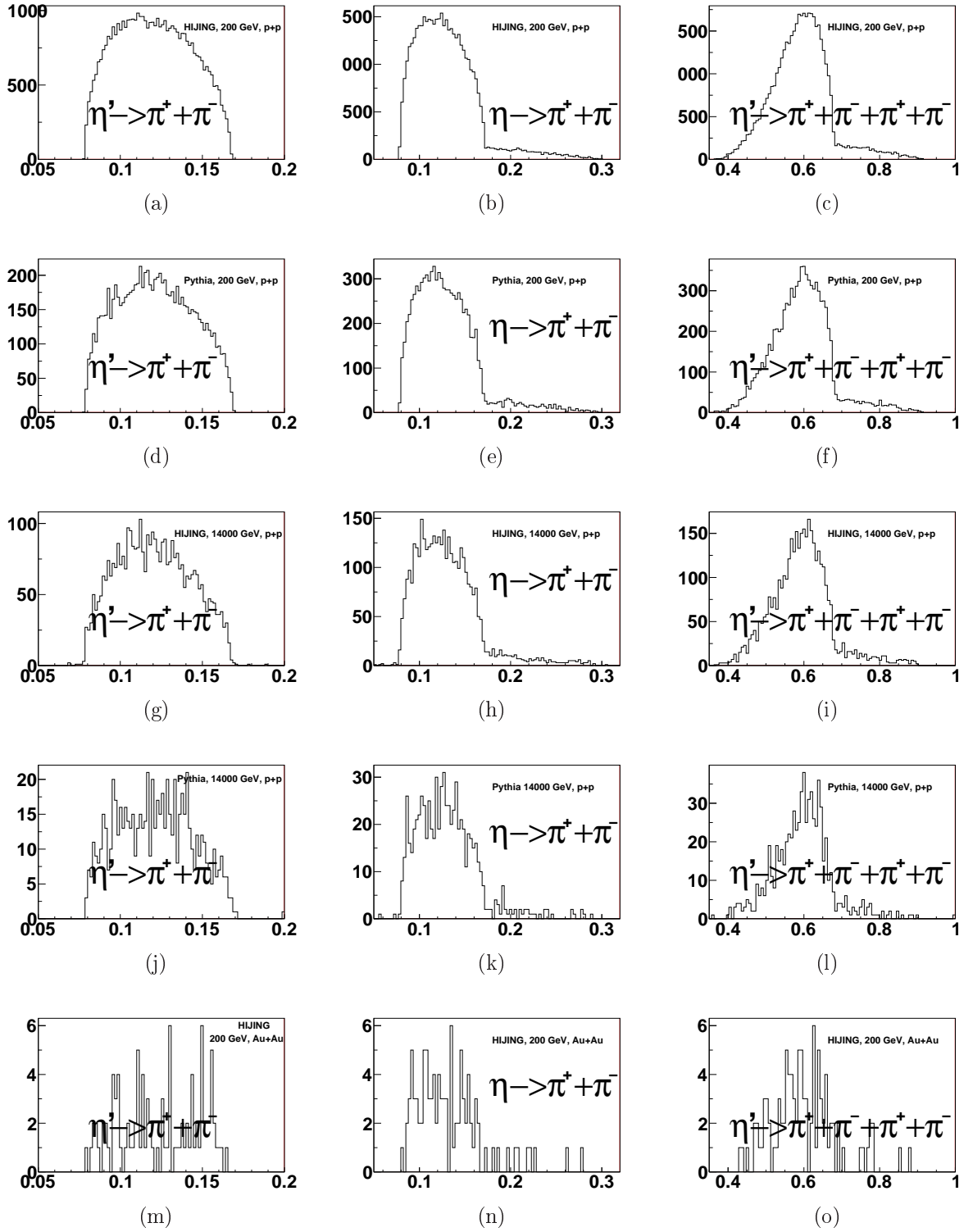
Ha az általunk vizsgált módon bomlik el az η' , akkor mindig keletkezik két pozitív és két negatív töltésű pion. Azt, hogy egy pion hogyan keletkezett egy szimulációkor meg lehet állapítani, viszont egy valós kísérletben csak a detektorba beérkezett pionokat látjuk, és arról nincs információnk, hogy milyen folyamatokban keletkeztek. A számítógépes szimulációval kétféle módon vizsgáltam. Először megvizsgáltam minden azonos töltésű pion párt, ezekről a programban megállapítottam, hogy η' bomlásából származnak-e, majd ezekhez az azonos töltésű pion párokhoz megvizsgáltam, hogy van-e olyan ellentétes töltésű pion pár, amivel

teljesíti a tömegnégyzet feltételeket. Ezek alapján négy kategóriába tudtam osztani a pion párokat:

- η' bomlásából származott és teljesíti a feltételeket
- η' bomlásából származott és nem teljesíti a feltételeket
- nem η' bomlásából származott és teljesíti a feltételeket
- nem η' bomlásából származott és nem teljesíti a feltételeket

Számunkra az lenne a tökéletes, ha az első kategóriába kerülne az összes η' -ből származó pion, és az utolsóba az összes nem η' -ből származó. Ez természetesen nem teljesül így, de eredményeim szerint ezzel a módszerrel jól szűrhetőek az η' -ből származó pionok.

A másik esetben külön álló pionokat néztem, ezekhez kerestem másik három piont (egy azonos töltésűt és két ellentéteset), és így vizsgáltam meg, hogy teljesülnek-e a tömegnégyzet feltételek. Itt az egyes pionokról vizsgáltam, hogy η' bomlásából származnak-e. Itt is ugyanabba a négy kategóriába tudtam osztani a pionokat, és itt is az lenne nekünk a tökéletes, ha a másodikba és a harmadika nem esne pion.



6. ábra. Az első oszlopban az η' bomlásából származó pion párok tömegnégyzet spektruma, a második oszlopban az η bomlásából származó pion párok tömegnégyzet spektruma és a harmadik oszlopban a pion négyesek tömegnégyzet spektruma látható. Az x tengelyen minden esetben az invariáns tömegnégyzet van feltüntetve GeV^2/c^4 egységekben, az y tengelyen pedig a pion párok illetve négyesek darabszáma. Soronként a különböző energiák, illetve szimulációkkal készített ábrák találhatóak, első sor: 200 GeV-es energián proton-proton ütközés Hijinggal, második sor: 200 GeV-es energián proton-proton ütközés Pythiával, harmadik sor: 14000 GeV-es energián proton-proton ütközés Hijinggal, negyedik sor: 14000 GeV-es energián proton-proton ütközés Pythiával, ötödik sor: 200 GeV-es energián arany-arany ütközés Hijinggal.

3. Szimuláció

3.1. Szimulációk ellenőrzése

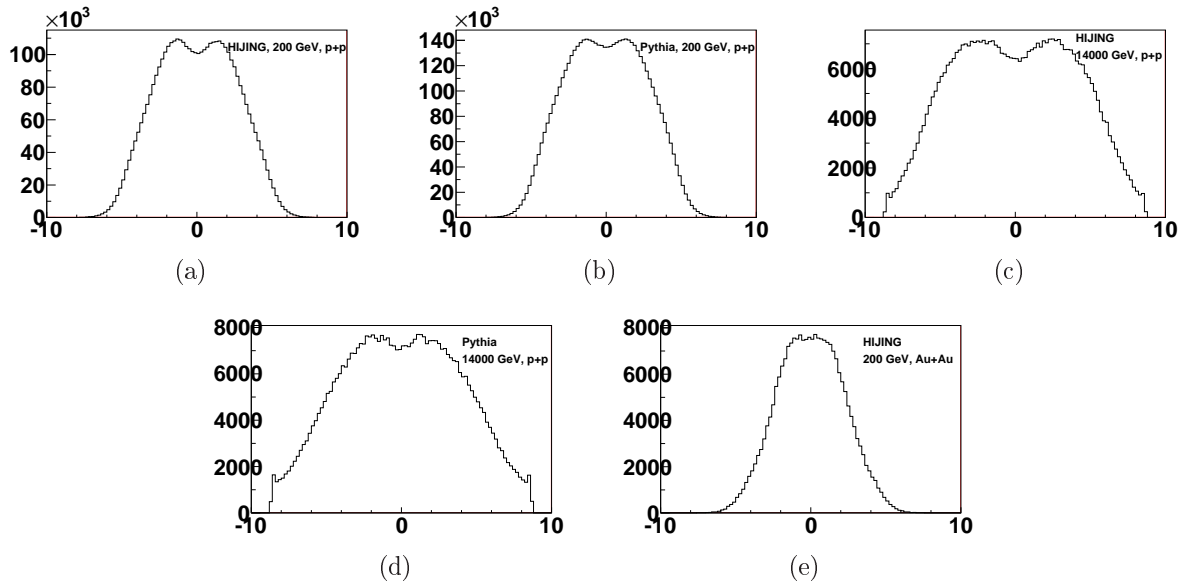
A számítógépes szimulációkat két programmal végeztem, a szimulációk részletes beállításai megtalálhatóak a függelékben. Mind a két program alkalmas részecske ütközések szimulációjának generálására, de más beállítási lehetőségek léteznek mind a kettőhöz. Mind a két esetben ellenőrzéseket végeztem, hogy a szimuláció során keletkezett részecskék fajtája, mennyisége összhangban van-e azzal, amit elméleti megfontolások alapján várnánk. Megnéztem, hogy a π^+ -k pszeudorapiditás eloszlása és szög eloszlása megfelel-e a várt eloszlásoknak. A pszeudorapiditást a $\eta = 0.5 \ln[(p + p_z) / (p - p_z)]$ képlet adja meg, ahol a z index az ütköző részecskék impulzusának irányára utal. A pszeudorapiditás eloszlása a 7. ábrán látható. Ezek megfelelnek a kísérletek alapján elvártaknak, ilyen kísérleti adatokat a [17] cikkben találunk. A szög eloszlást a 8. ábrán láthatjuk. Az elméletek alapján azt várnánk, hogy nem egyenletes a szögeloszlás, hanem 0-nál és π -nél maximuma van. Ezt azért nem látjuk, mert az elméletben a szöget mindig az adott ütközés reakciósíkjához viszonyítjuk, viszont a szimulációban a szöget egy abszolút koordináta rendszerhez képest mérjük, így mivel a reakciósík minden ütközésben máshogy áll, ezért ezek a maximumok kiátlagolódnak, ha sok ütközés eredményét adjuk össze. Ezek után megvizsgáltam azt is, hogy teljesülnek-e az elméleti bomlási arányok, tehát az η' mezonoknak valóban a 12.2%-a bomlik-e el öt pionra [8]. A bomlási arányok mindenhol hibahatáron belül teljesülnek. A pontos értékeket a függelék 'A' részében lehet megtalálni. Ezen kívül még leellenőriztem, hogy ha egy eseményben bizonyos számú pion keletkezik, akkor megfelel-e az ezekből képezhető párok számának a pion párok száma. Mivel a pionok számát több eseményben mértem (egy eseménynek egy ütközést tekintek), ezért csak azt tudom megmondani, hogy egy eseményben átlagosan hány keletkezett, így csak nagyságrendi becslést tudok a pion párok számára adni. A kapott eredmények itt is hibahatáron belül megegyeznek a várt értékekkel. A pontos értékek ebben az esetben is megtalálhatók a függelék 'A' részében.

3.2. Pythia 8.135

Az egyik szimulátor, amit használtam a Pythia 8.135-ös verziója volt [18]. Ezt a programot elsősorban a nagy energiás proton-proton és proton-antiproton ütközések szimulációjához tervezték. Én 14000 GeV-es és 200 GeV-es proton-proton ütközéseket szimuláltam vele. Azért ezt a két energiát vizsgáltam, mert ezek megfelelnek valódi kísérleteknek: az LHC-ben 14000 GeV-en fognak ütköztetni protonokat, míg a RHIC-nél 200 GeV-en ütköztetnek arany atommagokat is és protonokat is. Arany ütközést a Pythiával nem lehet szimulálni, ezért a két program összehasonlítására a 200 GeV-es és a 14000 GeV-es proton-proton szimulációkat használtam. A Pythiánál az impakt paramétert nem lehet állítani, ezt a program magától változtatja random módon. (Az impakt paraméter azt fejezi ki, hogy a két ütköző részecskének a középpontja mennyire van távol egymástól.) A használt beállítások a függelék 'B' részében találhatóak.

3.3. Hijing 1.411

A másik szimulátor, amit használtam a Hijing 1.411-es verziója volt [19]. Ezt elsősorban az arany-arany szimulációk miatt használtam, de itt is megvizsgáltam 14000 GeV tömegközépponti energián a proton-proton ütközéseket és a 200 GeV-es proton-proton ütközéseket is, így össze lehetett hasonlítani, hogy megegyeznek-e a két programmal kapott eredményeim. A Hijing esetében az impakt paramétert proton-proton ütközések esetében nem lehet állítani, ilyenkor random impakt paramétert használ a program. Arany-arany ütközésekkor lehet állítani, én



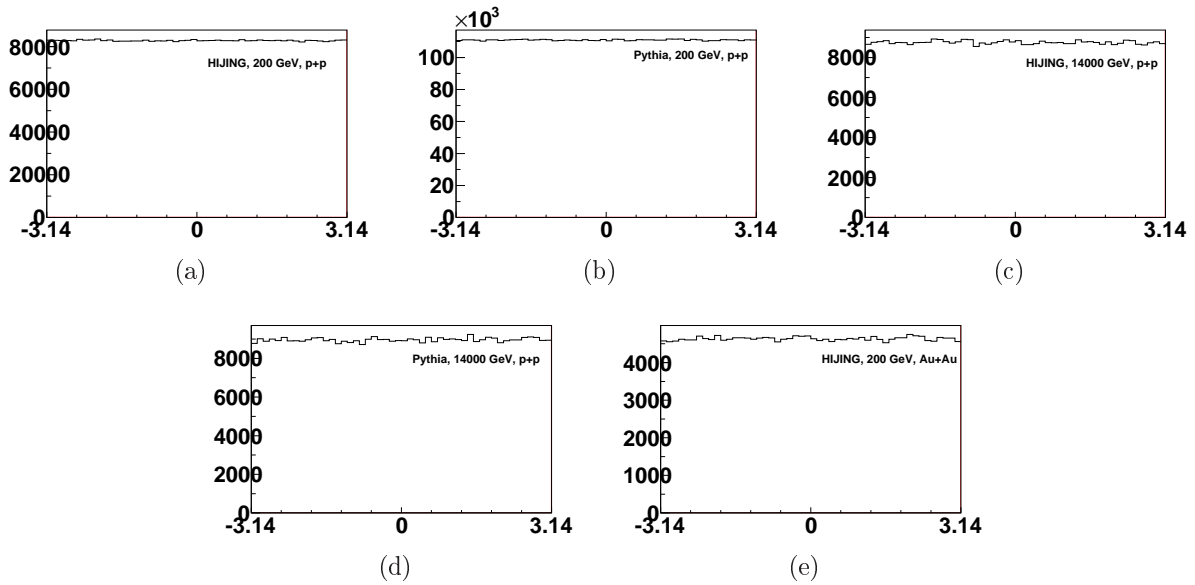
7. ábra. A különböző szimulációkkal készített pszeudorapiditás eloszlások. Az x tengelyen minden esetben az pszeudorapiditás van feltüntetve, az y tengelyen pedig a pionok darabszáma. 7(a) ábra: Hijinggal 200 GeV energiájú proton-proton ütközés, 7(b) ábra: Pythiával 200 GeV energiájú proton-proton ütközés, 7(c) ábra: Hijinggal 14000 GeV energiájú proton-proton ütközés, 7(d) ábra: Pythiával 14000 GeV energiájú proton-proton ütközés, 7(e) ábra: Hijinggal 200 GeV energiájú arany-arany ütközés.

minden esetben 0 impakt paraméterű arany-arany eseményeket szimuláltam. A részletes beállításokat a függelék 'C' részében mutatom be.

3.4. Detektorok elhelyezésének szimulációja

A részecskefizikai kísérletekben fontos szerepe van annak, hogy az adott kísérletben a detektorok hogyan vannak elhelyezve, hiszen lehetnek olyan területek, ahol nincsenek detektorok, és így az arra kirepülő részecskéket nem észleljük. Hogy ez a tulajdonság a szimulációban is megjelenjen geometriai megszorításokat alkalmaztam a keletkezett részecskéken. Ezeket a megszorításokat a pszeudorapiditás tartomány vágásaként szokás megadni. A RHIC kísérleteiben, a STAR-ban és a PHENIX-ben más-más detektor elrendezést használnak, a szimulációim során mind a két elrendezést vizsgáltam. Azért csak ezt a két elrendezést vizsgáltam a RHIC kísérletei közül, mivel ezeknél vannak olyan detektorok, amik alkalmasak korreláció mérésére. A PHENIX kísérletben a detektorok a bejövő részecskére merőleges irányban sem kör szimmetrikusan vannak, tehát nem csak a pszeudorapiditásban alkalmaztam megszorítást, hanem a szögben is. A STAR és a PHENIX típusú geometriai vágásokat a 200 GeV energiájú ütközésekkor használtam. A 14000 GeV energiájú ütközésekkor a CMS és az ALICE detektor elrendezésének megfelelő geometriai vágásokat használtam, ezeknél is a pszeudorapiditásban adható meg a vágás. A geometriai vágásokat a 9. ábra szemlélteti.

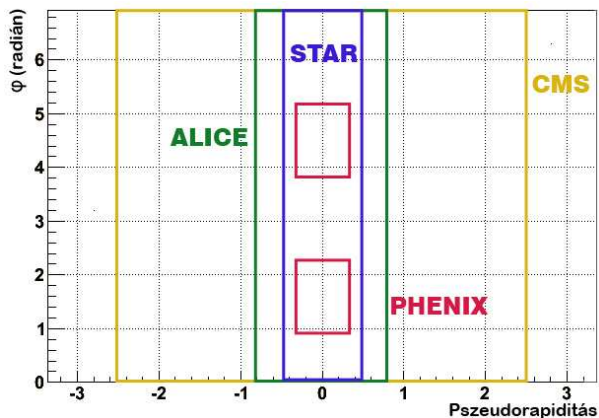
A szimuláció egy újabb ellenőrzéseként megvizsgáltam mindegyik típusú vágás esetén, hogy a keletkező összes pion számához képest megfelel-e a vágás után megmaradt pionok száma. Ellenőrzésként egy becslést adtam a 7. ábra alapján, hogy hány pionnak kellene a vágásba esnie, és ezt hasonlítottam össze a ténylegesen oda kerülő pionokkal. A kettő minden esetben hibahatáron belül megegyezett.



8. ábra. A különböző szimulációkkal készített szögeloszlások. Az x tengelyen minden esetben a szög van feltüntetve radiánban, az y tengelyen pedig a pionok darabszáma. 8(a) ábra: Hijinggal 200 GeV energiájú proton-proton ütközés, 8(b) ábra: Pythiával 200 GeV energiájú proton-proton ütközés, 8(c) ábra: Hijinggal 14000 GeV energiájú proton-proton ütközés, 8(d) ábra: Pythiával 14000 GeV energiájú proton-proton ütközés, 8(e) ábra: Hijinggal 200 GeV energiájú arany-arany ütközés.

4. Eredmények

Ebben a fejezetben a számítógépes szimulációim eredményeit részletezem. Ezt olyan formában teszem, hogy minden szimulációhoz három adatot adok meg, egyrészt azt, hogy az η' bomlásokból keletkezett pionok illetve pion párok hány százaléka esett bele az általam meghatározott tömegnégyzet tartományokba, ezt fogom hatékonyságnak hívni. Másrészt azt, hogy a nem η' bomlásából származott pionok illetve pion párok hány százaléka esett bele a tartományokba, ezt fogom veszteségnek hívni. Azért helytálló a hatékonyság elnevezés, mivel nekünk az a jó, ha az η' bomlásából származó pionok közül minél több beleesik a tartományokba, hiszen ilyenkor, amikor a kísérleti adatokat fogjuk vizsgálni, akkor helyesen fogjuk azt gondolni a tömegnégyzet alapján, hogy ezek a pionok η' bomlásából származnak. A veszteség elnevezés is helytálló, mivel az ide tartozó pionokról is azt fogjuk feltételezni, hogy η' bomlásából származtak, így ennyivel kisebb lesz az η' bomlásából származó pionok nélküli mintánk. Ezek szerint, ha a veszteség túl nagy, akkor nem használható a módszer, hiszen, ha túl sok olyan piont dobunk el, amik nem η' bomlásából származtak, akkor a további effektusok vizsgálatához már nem marad elég mintánk. Ebből látszik, hogy ez a két szám már egyértelműen jellemzi a módszer használhatóságát. Ezekon kívül megadom még azt, hogy az η' -ből származó pionok aránya a nem η' -ből származó pionokhoz képest hogyan módosul. Ezt egy aránnyal fogom szemléltetni, amihez az olyan η' -ből származó pionokat illetve pion párokat, amik beleesnek a tartományokba a -val fogom jelölni, azokat, amik nem esnek bele a tartományokba b -vel, azokat a pionokat illetve pion párokat, amik nem η' -ből származnak és beleesnek a tartományokba c -vel és amik nem esnek bele a tartományokba d -vel. Innen $a + b$ az összes η' bomlásából származó pion vagy pion pár számát adja meg és $c + d$ az összes nem ilyen bomlásból származó pion vagy pion pár számát. Tehát ennek a kettőnek az aránya $((a + b)/(c + d))$ az η' -ből származó pionok vagy



9. ábra. A geometriai vágások szemléltetése. A bekeretezett tartományok jelzik azt a tartományt, ahova, ha érkezik egy részecske, akkor észteni tudjuk.

pion párok aránya a mintában a szűrés előtt és b/d ugyanez az arány a szűrés után. Az arány megváltozását ennek a kettőnek az aránya jelzi:

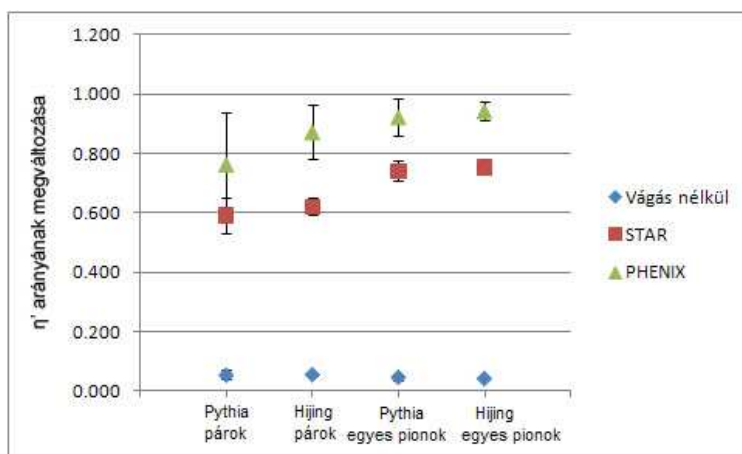
$$\frac{b}{d} / \frac{a+b}{c+d} \quad (16)$$

Minél hatékonyabb a módszer, ez az arány annál kisebb lesz, hiszen azt szeretnénk, hogy a tömegnégyzet vágás miatt az η' -ből származó pionok aránya csökkenjen. Ez az arány azért fontos, mert ennek a megváltozása szoros kapcsolatban áll λ_* megváltozásával, ami pedig a pionok korrelációjának megváltozására jellemző.

Minden szimulációt megvizsgáltam pozitív és negatív pionokra is. Az eredmények minden esetben hibahatáron belül egyeznek, ezért nem közlöm külön-külön a két eredményt, hanem a kettő összegéből készítettem el a statisztikákat. Azért így csináltam, mivel ha nagyobb a minta, akkor kisebb a statisztikus hibája. Az egyezés a pozitív és a negatív pionokra azért van, mert az $\eta' \rightarrow \eta + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^-$ bomlás szimmetrikus a pozitív és a negatív töltésű pionokra. Az eltérés, ami mégis van, abból adódik, hogy a más módon keletkező pionok esetén nem feltétlenül keletkeznek azonos számban a pozitív és a negatív töltésűek. A továbbiakban, ha egy pion vagy pion pár teljesíti az invariáns tömegnégyzet kritériumokat, akkor azt fogom mondani, hogy az adott piont vagy pion párt megtaláltuk. Ebben a fejezetben csak a százalékokat és azoknak a hibáját közlöm, a pontos adatok, és azoknak a hibája a függelék 'E' részében megtalálható.

4.1. Proton-proton ütközés 200 GeV tömegközépponti energián

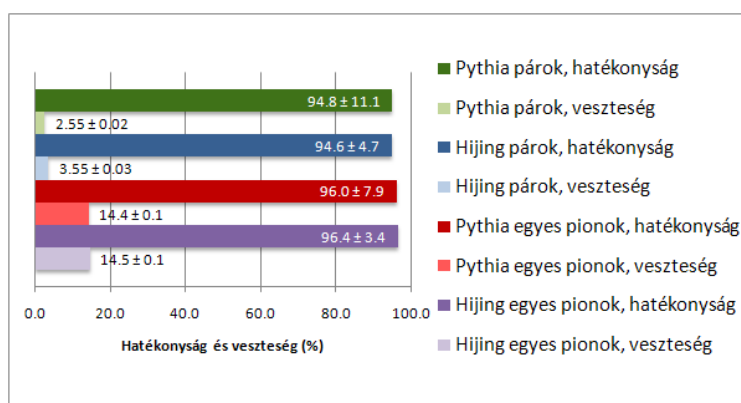
200 GeV-en proton-proton ütközésben mind a két szimulációs program esetében kevés pion keletkezett eseményenként. Pythia esetében eseményenként átlagosan 11.04 ± 0.03 db π^+ és 10.31 ± 0.03 db π^- , Hijing esetében pedig eseményenként 8.26 ± 0.03 db π^+ és 7.68 ± 0.03 db π^- keletkezett. Mivel ennyire kevés a pion eseményenként, ezért ebben az esetben azt várjuk, hogy a geometriai vágások erősen befolyásolják az eredményeket. A 10. ábrán látható a három különböző geometriai vágásra az η' -ből és a nem η' -ből származó pionok illetve pion párok arányának megváltozása. Az ábráról leolvasható, hogy az arány mind a három geometriai vágás esetében kisebb egynél, tehát a módszer mind a három esetben használható.



10. ábra. 200 GeV energiájú proton-proton ütközésben az η' -ből származó pionok és pion párok arányának megváltozása a mintában. Az ábrán látszik, hogy minden esetben az arány 1-nél kisebb, tehát a módszer minden esetben használhatónak bizonyult. Az is látszik, hogy geometriai vágás nélküli esetben sokkal jobb eredményeket értünk el, mint a másik két esetben.

4.1.1. Geometriai vágás nélkül

A geometriai vágás nélküli eredményeket a 11. ábrán lehet látni. Itt jól látható, hogy amikor az azonos töltésű pion párokat vizsgáljuk, akkor a módszer működik, a hatékonyság legalább 94% volt minden esetben, viszont a veszteség kevesebb, mint 4%. Amikor az egyes pionokat vizsgáltam, akkor a hatékonyság hasonlóan magas volt, mint a párok esetében, viszont a veszteség is magasabb volt, de ez a legrosszabb esetben sem érte el a 15%-ot. Ez bár több, mint a pion párok esetében, de a módszer így is használható, hiszen a pionok mintája kevesebb, mint 15%-kal csökken le, tehát ha az η' tömegcsökkenése valóban fellép, akkor az effektus kimutatására még marad elég nagy mintánk.

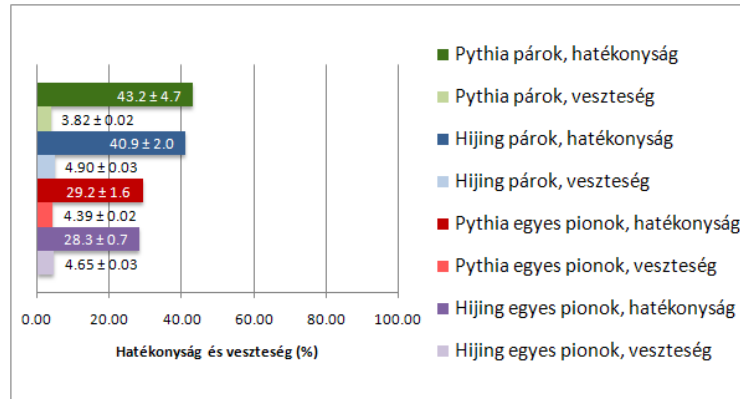


11. ábra. 200 GeV energiájú proton-proton ütközés eredményei geometriai vágás nélkül.

4.1.2. STAR típusú geometriai vágás

A STAR típusú geometriai vágással 200 GeV tömegközépponti energián végzett szimuláció eredménye a 12. ábrán látható. Látható, hogy ahogy a vágást bevezettük, kevésbé lesz

használható a módszer, hiszen párok esetén is már csak az η' bomlásából származó pionok legfeljebb 43.2%-át találtuk meg. A módszer itt is használható, bár a korrelációs függvény módosulása kisebb lesz, hiszen az η' -ből származó pionok csak kicsit kevesebb, mint felét tudjuk kiszűrni. Az egyes pionok vizsgálata esetén rosszabb eredményeket kaptunk, hiszen itt a legjobb esetben is csak az η' -ből származó pionok 29.2%-át tudtuk kiszűrni. Valószínűleg még ezzel a módszerrel is látható lenne a változás a korrelációs függvényben, de mivel a párok vizsgálatával sokkal jobb eredményt értünk el, ezért célszerű a párok alapján végezni az ellenőrzést. Az, hogy a geometriai vágás miatt kevésbé lesz használható a módszer, a 10. ábrán is jól látható hiszen kisebb ebben az esetben az η' -ből és a nem η' -ből származó pionok arányának a változása.



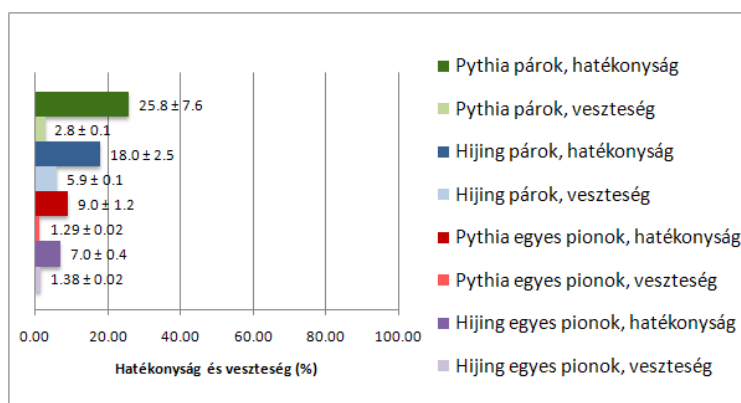
12. ábra. 200 GeV energiájú proton-proton ütközés eredményei STAR vágással.

4.1.3. PHENIX típusú geometriai vágás

A 200 GeV tömegközépponti energián készült szimuláció PHENIX típusú geometriai vágással a 13. ábrán látható. Látszik, hogy itt lényegesen rosszabbul működik a módszer, hiszen párok esetében a legjobb esetben is csak a 25.8% a hatékonyság. Itt már az η' bomlásából származó pionok megtalálása nem elég hatékony, ahhoz, hogy ez egy megfelelő módszernek számítson az η' tömegcsökkenésének bizonyítására, bár a kétrészecske korrelációs függvényének változása itt is valószínűleg látható lenne. Az egyes pionok vizsgálatakor még rosszabb eredményt kapunk, hiszen itt a hatékonyság a legjobb esetben sem éri el a 10%-ot. A hibák azért sokkal nagyobbak ebben az esetben, mivel a geometriai vágás miatt sokkal kevesebb pion illetve pion pár volt, amit vizsgáltunk, így a statisztikai hibák sokkal nagyobbak lettek. Ahhoz, hogy itt használhatóvá tegyük a módszert optimalizálni kellene az invariáns tömegnégyzet tartományokat. Valószínűleg, ha növelnénk a tartományt, akkor jobban alkalmazhatóvá válna a módszer, hiszen nőne a hatékonyság és a veszteség is, de a veszteség itt annyira kevés, hogy ez nem jelentene különösebb gondot.

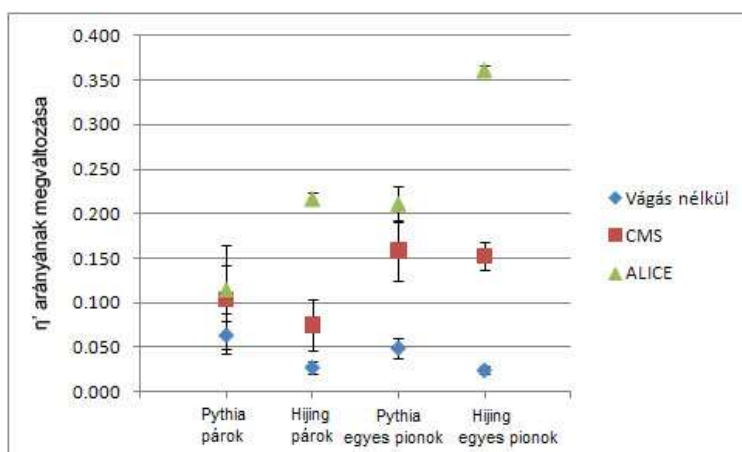
4.2. Proton-proton ütközés 14000 GeV tömegközépponti energián

14000 GeV tömegközépponti energián több részecske, és ennek megfelelően több pion, keletkezik eseményenként. Pythiával szimulálva átlagosan 43.4 ± 0.2 db π^+ és 42.6 ± 0.2 db π^- , Hijinggal átlagosan 42.2 ± 0.2 db π^+ és 41.6 ± 0.2 db π^- keletkezett. Ennek megfelelően itt kisebb hatással lesznek a geometriai vágások az eredményeinkre, hiszen hiába dobjuk el a pionok egy részét, még mindig marad elég ahhoz, hogy találjunk olyat, amivel a vizsgált pion teljesíti a tömegnégyzet feltételeket. Ez jól látható a 14. ábrán, hiszen itt sokkal kisebb az ingadozás a



13. ábra. 200 GeV energiájú proton-proton ütközés eredményei PHENIX vágással.

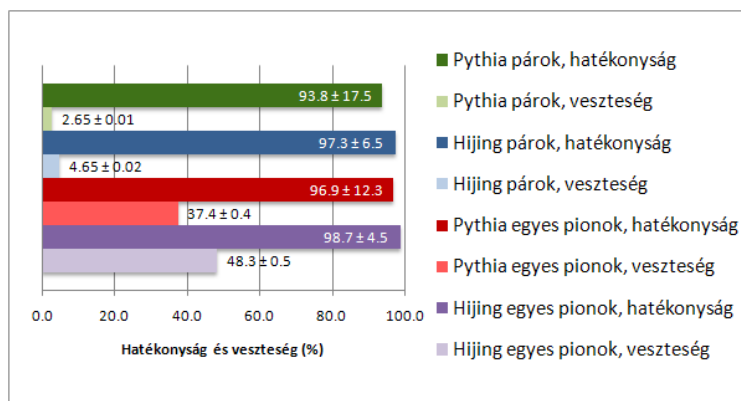
különböző geometriai vágások hatására, mint a 10. ábrán. Itt az arány mindegyik geometriai vágás esetén 0.4 alatt van, tehát a módszer minden esetben használhatónak bizonyult.



14. ábra. 14000 GeV energiájú proton-proton ütközésben az η' -ből származó pionok illetve pion párok arányának megváltozása. Az ábrán látszik, hogy minden esetben az arány 1-nél kisebb, tehát a módszer minden esetben használhatónak bizonyult. Az is látszik, hogy itt kisebb az arány, mint a 200 energiájú szimulációk estén, tehát itt jobban használható a módszer.

4.2.1. Geometriai vágás nélkül

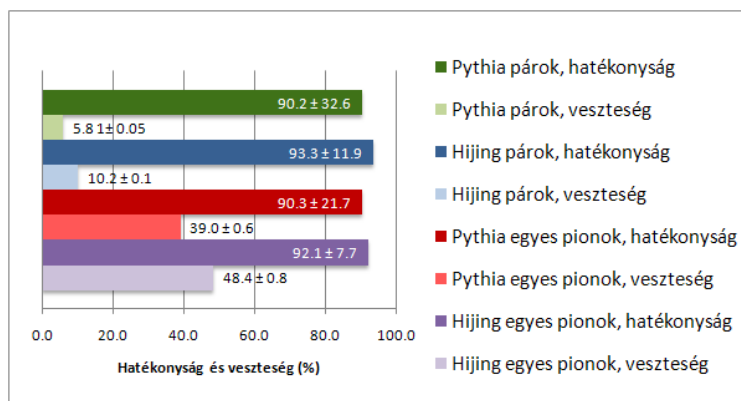
A 14000 GeV tömegközépponti energián készült geometriai vágás nélküli eredmények a 15. ábrán láthatóak. Az ábráról leolvasható, hogy párok esetében a módszer jól működik, hiszen a hatékonyság a legrosszabb esetben is 97.8% volt, és a veszteség pedig nem érte el az 5%-ot. Amikor az egyes pionokat vizsgáltam, akkor bár a hatékonyság magas maradt, de a veszteség sokkal magasabb lett így, a módszer rosszabbul használható egyes pionokra, mint párokra. Tehát itt is érdemes a párokra vonatkozó módszert használni az egyes pionok helyett.



15. ábra. 14000 GeV energiájú proton-proton ütközés eredményei geometriai vágás nélkül.

4.2.2. CMS típusú geometriai vágás

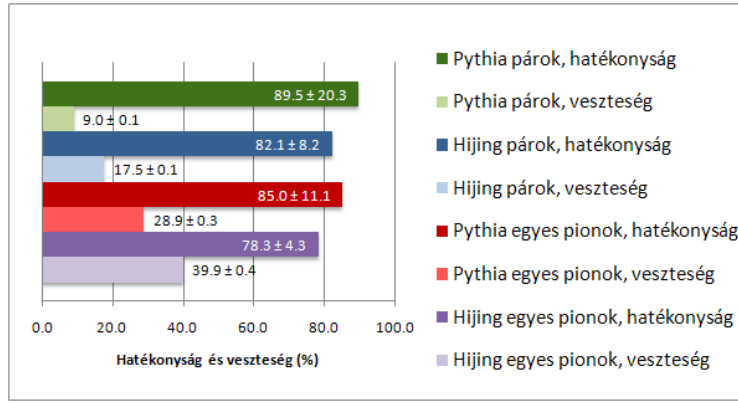
A CMS típusú geometriai vágással 14000 GeV tömegközépponti energián készült eredmények a 16. ábrán láthatóak. Erről az ábráról látszik, hogy a módszer hasonlóan jól használható a CMS típusú vágással, mint vágás nélkül. Ez azért van, mivel a CMS típusú vágás esetén csak a 2.5 rapiditásnál nagyobb részecskéket nem vesszük figyelembe, ami, mint ahogy a 7(a) és a 7(b) ábrákon látható nem csökkenti túlságosan le a mintánkat. A módszer itt is használható párokra és egyes pionokra is, de a párok esetében a 14. és a 16. ábráról is látható, hogy hatékonyabb.



16. ábra. 14000 GeV energiájú proton-proton ütközés eredményei CMS vágással.

4.2.3. ALICE típusú geometriai vágás

A 14000 GeV tömegközépponti energián ALICE típusú geometriai vágással készült eredmények a 17. ábrán láthatók. Itt az előző két geometriai vágáshoz képest romlott a módszer, hiszen párok esetén a rosszabb esetben csak a 82.1% a hatékonyság, és 17.5% a veszteség, de ez még nem olyan mértékű romlása a hatékonyságnak, ami miatt ne lenne használható a módszer. Az egyes pionok esetén is romlott a hatékonyság, hiszen itt már csak 78.3%-át találtuk meg a rosszabb esetben az η' bomlásból származó pionoknak. Ez még mindig elég ahhoz, hogy az η' tömegcsökkenése látható legyen, de mivel itt is hatékonyabb a párok vizsgálata, ezért itt is azt célszerű alkalmazni a kísérleti adatokra.



17. ábra. 14000 GeV energiájú proton-proton ütközés eredményei ALICE vágással.

4.3. Arany-arany ütközés 200 GeV nukleononkénti tömegközépponti energián

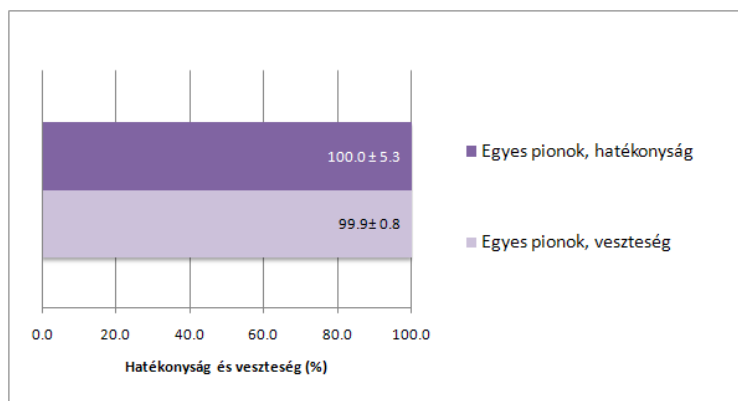
200 GeV nukleononkénti tömegközépponti energián arany-arany ütközéseket Hijing szimulációval készítettem. Itt sokkal több részecske keletkezett, mint a proton-proton ütközésekben 200 GeV-en vagy 14000 GeV-en. Arany-arany ütközésben egy eseményben átlagosan 2343.2 ± 11.4 db π^+ és 2322.9 ± 16.0 db π^- keletkezett. Mivel ilyen sok a pion eseményenként, ezért azt várjuk, hogy a hatékonyság magas lesz, és a veszteség is magasabb, mint az előző esetekben. Az arany-arany szimulációk esetében volt olyan eset, hogy az η' -ből jövő pionok közül mindegyiket megtaláltuk, ezért az η' -ből származó pionok aránya a mintában nullára csökken. Így az η' arányának megváltozására a mintában is nullát kapnánk, ezért itt nem készítettem a 10. és a 14. ábrákhoz hasonlót.

4.3.1. Geometriai vágás nélkül

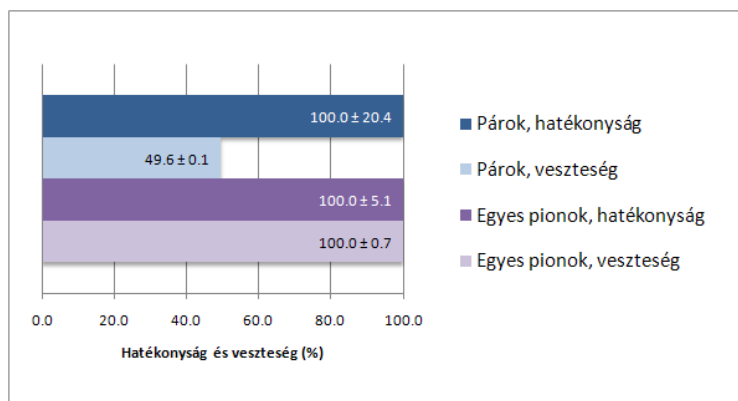
A geometriai vágás nélküli esetben arany-arany ütközés szimulációjakor annyira sok pár keletkezett, hogy a párok vizsgálata annyira hosszú ideig futott volna a számítógépen, hogy nem tudtam elkészíteni. Az egyes pionok esetében az eredmények a 18. ábrán láthatók. Itt látható, hogy a módszer egyes pionok esetén nem használható, mivel a veszteség 99.9%. Ezek szerint geometriai vágás nélkül arany-arany ütközésekre nem megfelelő a módszerem. Ez viszont nem csökkent a módszer használhatóságát, hiszen kísérleti adatok esetében nincs olyan, hogy valamilyen geometriai vágást ne kellene alkalmazni, hiszen nincs olyan kísérlet, ahol minden irányban vannak detektorok elhelyezve.

4.3.2. STAR típusú geometriai vágás

A 200 GeV energiájú arany-arany ütközés szimulációjakor készült eredményeket STAR típusú vágással a 19. ábrán lehet látni. Itt látható, hogy mind a párok, mind az egyes pionok esetében a hatékonyság 100%. Ebből az látszana, hogy a módszer nagyon jól működik, viszont az ábrán az is látható, hogy párok esetében a veszteség 49.6%, az egyes pionok esetében pedig 100%. Tehát a módszer egyes pionokra nem használható, mivel ha el kell dobnunk a nem η' bomlásából származó pion 100%-át, akkor nem marad mintánk, amin az η' tömegcsökkenését megfigyelhetnénk. A párok esetében is lényegesen lecsökken a mintánk, de itt még elég marad ahhoz, hogy a módszer alkalmazható legyen kísérleti adatok vizsgálatára.



18. ábra. 200 GeV energiájú arany-arany ütközés eredményei vágás nélkül Hijing szimulációval.



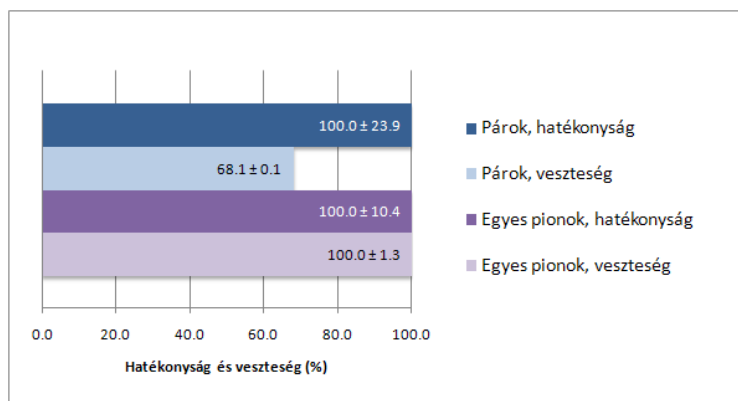
19. ábra. 200 GeV energiájú arany-arany ütközés eredményei STAR vágással Hijing szimulációval.

4.3.3. PHENIX típusú geometriai vágás

A 200 GeV nukleononkénti tömegközépponti energián készült arany-arany ütközések szimulációjának eredménye PHENIX típusú vágással a 20. ábrán látható. Erről leolvasható, hogy az eredmények hasonlóak, mint a STAR típusú vágás esetén, a hatékonyság itt is 100% párok esetében és egyes pionok esetében is. A veszteség itt is 100% egyes pionok esetében, tehát a módszer egyes pionokra itt sem alkalmazható. A párok esetében is 68.1% a veszteség, ami több, mint a STAR típusú vágás esetében, de a maradék minta még elég arra, hogy alkalmas legyen az η' tömegmódosulásának kimutatására.

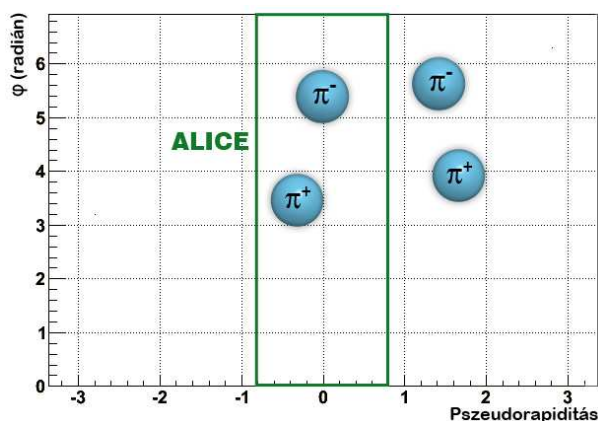
4.4. Geometriai vágások és részecskék számának hatása

Ahogy azt az előző fejezetekben láttuk a geometriai vágások befolyásolják, hogy egy pion párhoz vagy pionhoz találunk-e olyan pion párt vagy másik három piont, amivel teljesítik a tömegnégyzet kritériumokat. Ez azért van, mert ha például egy olyan $\eta' \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ bomlás történt, ahol két részecske nem esik bele abba a pszeudorapiditás tartományba, ami nekünk kedvező, akkor a másik két pion hiába teljesíti ezzel a pion párral a tömegnégyzet kritériumokat, az ilyen párt nem fogjuk megtalálni. Ez azért van, hiszen a szimulációban csak olyan pionokat vizsgálunk, amik belesznek a megfelelő pszeudorapiditás tartományokba,



20. ábra. 200 GeV energiájú arany-arany ütközés eredményei PHENIX vágással Hijing szimulációval.

a kísérletekben pedig a tartományon kívüli pionokat nem is detektáljuk. Ezt a helyzetet szemlélteti a 21. ábra. Tehát a geometriai vágások rontják a statisztikánkat, abban az értelemben, hogy így kevesebb η' -ből származó pion fog beleesni az általunk meghatározott tömegnégyzet tartományokba.



21. ábra. A geometriai vágás hatásának szemléltetése. Az ábrán a zöld kereten belülrre eső pionokat detektáljuk, de a kívül esőket nem.

Azt, hogy egy eseményben hány részecske keletkezik több tényező befolyásolja. Többek között függ attól, hogy milyen energián végezzük a kísérleteket, nagyobb energián több részecske keletkezik. Függ attól is, hogy milyen részecskéket ütköztetünk, proton-proton ütközésnél nagyságrendekkel kevesebb részecske keletkezik, mint arany-arany ütközésnél. Ezek kívül függ az impakt paramétertől is. Az egy eseményben lévő részecskék száma úgy befolyásolja az eredményeimet, hogy ha egy eseményben több pion keletkezik, akkor nagyobb az esélye annak, hogy lesz olyan pion pár, amivel a vizsgált pion pár teljesíti a tömegnégyzet kritériumokat. Ez a jelenség jól megfigyelhető volt az arany-arany eredményeken, ahol nagyon sok pion keletkezett. Itt nagyon nagy volt a hatékonyság (szinte mindig 100%), de nagy volt a veszteség is.

5. Diszkusszió

Dolgozatomban számítógépes szimuláció segítségével megvizsgáltam egy módszert, ami szerint a pion párok és négyesek tömegnégyzete alapján el lehet dönteni egy pionról, hogy $\eta' \rightarrow \eta + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^- + (\pi^0 \text{ vagy } \gamma)$ bomlásból származott-e. Ez a módszer azért fontos, mert ha ki tudjuk zárni a η' bomlásból származó pionokat, és nélkülük tudjuk elkészíteni a két részecske korrelációs függvényét a pionoknak, akkor ha a korrelációs függvény megváltozik, akkor ebből lehetne arra következtetni, hogy az η' tömege lecsökkent, tehát a királis szimmetria valóban részlegesen helyre állt a közegben. A kidolgozott módszerem minden esetben jól használható volt, amikor az azonos töltésű pion párokat vizsgáltam, és ezekhez kerestem ellentétes töltésű pion párt, amivel teljesíti a tömegnégyzet kritériumokat. A legjobban geometriai vágás nélkül működött, hiszen ilyenkor sok pionunk van eseményenként. Az eredményekből jól látszott, hogy minél kevesebb pion esik bele a geometriai vágások által megengedett tartományba, annál inkább romlik a módszer használhatósága. Viszont azt is láttuk, hogy párok esetében még minden geometriai vágás esetén használható maradt a módszer. Amikor az egyes pionokat vizsgáltam minden esetben rosszabb volt a módszer használhatósága, és arany-arany ütközéseknél pedig láttuk, hogy egyes pionokra a módszer nem használható. Ennek ellenére a proton-proton ütközésekkor érdemes mind a két módszerrel megvizsgálni az adatokat, hiszen ez egy ellenőrzés lehet arra, hogy az effektus tényleg az η' -ből származó pionok kiszűrése miatt lép fel. Mind párok, mind egyes pionok esetében sokat lehetne javítani a módszeren a tömegnégyzet tartományok optimalizálásával. Nem ugyanazokat a tömegnégyzet tartományokat kellene használni minden szimuláció esetében, hanem optimalizálni kellene az adott szimulációhoz. Például arany-arany esetben lehetne szűkebb tartományokat vizsgálni, hiszen ha kisebb tartományt vizsgálunk, akkor ugyan kevesebb η' -ből származó pionot fogunk megtalálni, de kevesebb olyan pionot fogunk eldobni is, ami nem ilyen bomlásból származott. Mivel itt az η' -ből származó pionoknak közel 100%-át megtaláljuk, ha ez az arány egy kicsit csökken, attól még jól használható marad a módszer, viszont ha a veszteséget tudnánk a tartományok csökkentésével javítani, akkor javulna a módszer használhatósága. A 200 GeV-es proton-proton ütközés esetében PHENIX típusú vágással pedig nagyobb tömegnégyzet tartományokat kellene használni, hiszen itt kellően kicsi a veszteség, viszont nem eleget találunk meg az η' bomlásából származó pionok közül. A későbbiekben tervezzük ezt az optimalizálást megcsinálni. Ezen kívül tervezzük további impakt paraméter beállítások hatásának vizsgálatát az eredményekre. Hiszen, ha változtatjuk az impakt paraméter beállításokat, akkor változik az eseményenként keletkező részecskék száma is, és ez, mint láttuk, erősen befolyásolja a pionok megtalálását. Tervezzük még egy harmadik szimulátor programmal is ellenőrizni az eredményeket, hiszen arany-arany eseményeket nem tudtunk a Pythiával generálni, tehát még szükség lenne ezeket egy harmadik programmal ellenőrizni, ez valószínűleg a THERMINATOR lesz. Végül pedig az így kidolgozott módszerrel szeretnénk a STAR és a PHENIX kísérleti adatait vizsgálni, hiszen a kísérleti adatokból derülne ki, hogy ha kiszűrjük az η' -ből származó pionokat, akkor valóban megváltozik-e a korrelációs függvény, tehát valóban tapasztaljuk-e a királis szimmetria részleges helyreállítását.

Szimuláció típusa	η' -k száma (db)	Öt pionra elbomlott η' -k száma (db)	Öt pionra elbomlott η' -k aránya (%)
Hijing, 200 GeV, p+p	7467 ± 86	990 ± 32	13.3 ± 0.6
Pythia, 200 GeV, p+p	1471 ± 38	181 ± 14	12.3 ± 1.2
Hijing, 14000 GeV, p+p	4145 ± 64	528 ± 23	12.7 ± 0.8
Pythia, 14000 GeV, p+p	578 ± 24	73 ± 9	12.6 ± 2.1
Hijing, 200 GeV, Au+Au	3942 ± 63	475 ± 22	12.1 ± 0.8

1. táblázat. Az η' bomlási arányának ellenőrzése különböző szimulációkkal.

Szimuláció típusa	Pionok száma eseményenként (db)	Pion párok száma eseményenként (db)
Hijing, 200 GeV, p+p	8.26 ± 0.03	41.15 ± 0.06
Pythia, 200 GeV, p+p	11.03 ± 0.03	64.32 ± 0.08
Hijing, 14000 GeV, p+p	42.2 ± 0.2	1341.4 ± 1.2
Pythia, 14000 GeV, p+p	43.4 ± 0.2	1242.7 ± 1.1

2. táblázat. A pionok és a pion párok arányának ellenőrzése. A számok mindenhol az eseményenkénti átlagos eredményeket mutatják.

Függelék

A. Szimulációk ellenőrzése

Az η' bomlási arányának ellenőrzéséhez használt adatok az 1. táblázatban látható. Itt jól látszik, hogy első esetben egy kicsit magasabb a bomlási arány az elméletileg várt 12.2%-nál, de a többi esetben hibahatáron belül megegyezik vele.

A keletkezett részecskék és az ebből képzett párok arányának vizsgálata a 2. táblázatban látható. Azt láthatjuk ezeknél az értékeknél, hogy bár vannak eltérések az elméletileg várt értékektől, de ezek az eltérések nem nagyobbak, mint amit a pionok számának ingadozása okoz. Ez azért van, hiszen ha ilyen kevés pion van egy eseményben, akkor az egy eseményben lévő pionok számában egy kis változás már nagy eltérést okoz a párok számában. Arany-arany ütközések esetében nem tudtam leellenőrizni, mivel a párokra nem futott le a szimuláció a számítógépes kapacitás hiánya miatt.

B. Pythia 8.135

Pythia esetében 500000 proton-proton eseményt szimuláltam 200 GeV tömegközépponti energián, amikor a STAR és a PHENIX típusú geometriai vágásokat vizsgáltam, és 10000 proton-proton eseményt szimuláltam 200 GeV tömegközépponti energián, amikor a vágás nélküli esetet vizsgáltam. A 14000 GeV-es proton-proton szimulációkor 10000 eseményt használtam az ALICE típusú geometriai vágás esetén, és 1000 eseményt a CMS típusú vágás és a vágás nélküli esetben. A program kódjának egy rövid részlete látható alább, a kód ez a része állítja be az esemény paramétereit, és gyártja le az nEvent számú eseményt. A teljes kód, amit az események generálásához és feldolgozásához használtam megtalálható a [20] honlapon.

```

using namespace Pythia8;
int main()
{
    Pythia pythia;
    pythia.readString("HardQCD:all = on");
    pythia.readString("PhaseSpace:pTHatMin = 20.");
    pythia.readString("SoftQCD:minBias = on");
    pythia.init( 2212, 2212, energia);
    for (int iEvent = 0; iEvent < nEvent; ++iEvent) {
        if (!pythia.next()) continue;
    }
}

```

C. Hijing 1.411

Hijing esetében is 500000 proton-proton eseményt szimuláltam 200 GeV tömegközépponti energián, amikor a STAR és a PHENIX típusú geometriai vágásokat vizsgáltam, és 10000 proton-proton eseményt szimuláltam 200 GeV tömegközépponti energián, amikor a vágás nélküli esetet vizsgáltam. A 14000 GeV-es proton-proton szimulációkor is ugyanúgy, mint a Pythia esetében, 10000 eseményt használtam az ALICE típusú geometriai vágás esetén, és 1000 eseményt a CMS típusú vágás és a vágás nélküli esetben. Arany-arany ütközések szimulációjakor mindig 100 eseményt generáltam, de a program futási idejétől függően nem vizsgáltam mindig az összes eseményt. A program kódjának egy rövid részlete látható alább, a kód ez a része állítja be az esemény paramétereit, és gyártja le az NEVENT számú eseményt. A teljes kód, amit az események generálásához és feldolgozásához használtam megtalálható a [20] honlapon.

```

        READ(*,*) dum,NSEED
        READ(*,*) dum,FRAME,EFRM
        READ(*,*) dum,PROJ,TARG
        READ(*,*) dum,IAP,IZP,IAT,IZT
        READ(*,*) dum,NEVENT
        CALL HIJSET(EFRM,FRAME,PROJ,TARG,IAP,IZP,IAT,IZT)
        BMIN=0.0
        BMAX=0.0
        DO 200 IE=1,NEVENT
            CALL HIJING(FRAME,BMIN,BMAX)
            WRITE(*,*) "BEGINNINGOFEVENT"
            WRITE(*,*) IE,NATT,EATT
            DO 300 I=1,NATT
                WRITE(*,*) I," ",KATT(I,1)," ",KATT(I,3)," ",KATT(I,4),
1          PATT(I,1)," ",PATT(I,2)," ",PATT(I,3)," ",PATT(I,4)
300          continue
200          continue
        STOP
        END

```

	Pythia pion párok száma (db)	Hijing pion párok száma (db)	Pythia pionok száma (db)	Hijing pionok száma (db)
Összes	1212563 ± 1101	775983 ± 881	213514 ± 462	159355 ± 399
η' -ből származik megtaláltuk	343 ± 19	1874 ± 43	695 ± 26	3816 ± 62
η' -ből származik nem találtuk meg	19 ± 4	106 ± 10	29 ± 5	144 ± 12
nem η' -ből származik megtaláltuk	30897 ± 176	27497 ± 166	30618 ± 175	22532 ± 150
nem η' -ből származik nem találtuk meg	1181304 ± 1087	746506 ± 864	182172 ± 427	132863 ± 365

3. táblázat. 200 GeV tömegközépponti energián készült proton-proton eredmények geometriai vágás nélkül. Minden adat 20000 eseményre vonatkozik.

D. Használt programok

A dolgozat elkészítéséhez több programot használtam. Az ábrák egy része a Root 5.26/00 verziójával [21] készült (5–8. ábrák). A 4. fejezetben lévő grafikonokat Excel segítségével készítettem, a többi ábrát pedig Photoshoppal. Ezekon kívül C++ és Fortran nyelven írtam az eseményeket előállító és feldolgozó programokat (a Pythia programozási nyelve C++, míg a Hijing nyelve Fortran.) A szimulációkat úgy végeztem, hogy először Pythiával vagy Hijinggal generáltam egy adatfájlt, amiben az eseményeknek és a részecskéknek minden adata benne volt, ami a későbbi feldolgozáshoz szükséges. Ezek után ezt a fájlt Root Tree formátumúvá alakítottam, majd ezen végeztem el az η' bomlásból származás ellenőrzését és a tömegnégyzet kritériumok ellenőrzését. Ezt az átalakítást és a további vizsgálatokat a Hijing és a Pythia esetében is ugyanazzal a fájlal végeztem.

E. Eredmények

E.1. Proton-proton szimulációk 200 GeV tömegközépponti energián

A 200 GeV tömegközépponti energián készült proton-proton szimuláció eredményei geometriai vágás nélkül a 3. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 20000 eseményre vonatkozik.

A számítógépes szimuláció eredményei STAR típusú geometriai vágással a 4. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 1000000 eseményre vonatkozik.

A számítógépes szimuláció eredményei PHENIX típusú geometriai vágással az 5. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 1000000 eseményre vonatkozik.

	Pythia pion párok száma (db)	Hijing pion párok száma (db)	Pythia pionok száma (db)	Hijing pionok száma (db)
Összes	1086847 ± 1043	749318 ± 866	1339311 ± 1157	1002077 ± 1001
η' -ből származik megtaláltuk	318 ± 18	1584 ± 40	1047 ± 32	5365 ± 73
η' -ből származik nem találtuk meg	418 ± 20	2285 ± 48	2540 ± 50	13620 ± 117
nem η' -ből származik megtaláltuk	41614 ± 204	36535 ± 191	58585 ± 242	45680 ± 214
nem η' -ből származik nem találtuk meg	1044497 ± 1022	708914 ± 842	1277139 ± 1130	937412 ± 968

4. táblázat. 200 GeV tömegközépponti energián készült proton-proton eredmények STAR típusú geometriai vágással. Minden adat 1000000 eseményre vonatkozik.

	Pythia pion párok száma (db)	Hijing pion párok száma (db)	Pythia pionok száma (db)	Hijing pionok száma (db)
Összes	133012 ± 365	91464 ± 302	467981 ± 684	349407 ± 591
η' -ből származik megtaláltuk	33 ± 6	122 ± 11	111 ± 11	463 ± 22
η' -ből származik nem találtuk meg	95 ± 10	557 ± 24	1120 ± 34	6114 ± 78
nem η' -ből származik megtaláltuk	3717 ± 61	3115 ± 56	6020 ± 78	4723 ± 69
nem η' -ből származik nem találtuk meg	129167 ± 359	49278 ± 222	460730 ± 679	338107 ± 582

5. táblázat. 200 GeV tömegközépponti energián készült proton-proton eredmények PHENIX típusú geometriai vágással. Minden adat 1000000 eseményre vonatkozik.

	Pythia pion párok száma (db)	Hijing pion párok száma (db)	Pythia pionok száma (db)	Hijing pionok száma (db)
Összes	2454585 ± 1567	2662815 ± 1632	86019 ± 293	83859 ± 290
η' -ből származik megtaláltuk	137 ± 12	1028 ± 32	283 ± 17	2085 ± 46
η' -ből származik nem találtuk meg	9 ± 3	28 ± 5	9 ± 3	27 ± 5
nem η' -ből származik megtaláltuk	65091 ± 255	123672 ± 352	32100 ± 179	39506 ± 199
nem η' -ből származik nem találtuk meg	2389348 ± 1546	2538087 ± 1593	53627 ± 232	42241 ± 206

6. táblázat. 14000 GeV tömegközépponti energián készült proton-proton eredmények geometriai vágás nélkül. Minden adat 2000 eseményre vonatkozik.

	Pythia pion párok száma (db)	Hijing pion párok száma (db)	Pythia pionok száma (db)	Hijing pionok száma (db)
Összes	474919 ± 689	455923 ± 675	35594 ± 189	32929 ± 182
η' -ből származik megtaláltuk	37 ± 6	291 ± 17	84 ± 9	679 ± 26
η' -ből származik nem találtuk meg	4 ± 2	21 ± 5	9 ± 3	58 ± 8
nem η' -ből származik megtaláltuk	27578 ± 166	46546 ± 216	13859 ± 118	15574 ± 125
nem η' -ből származik nem találtuk meg	447300 ± 669	409065 ± 640	21642 ± 147	16618 ± 129

7. táblázat. 14000 GeV tömegközépponti energián készült proton-proton eredmények CMS típusú geometriai vágással. Minden adat 2000 eseményre vonatkozik.

E.2. Proton-proton szimulációk 14000 GeV tömegközépponti energián

A 14000 GeV tömegközépponti energián készült proton-proton szimuláció eredményei geometriai vágás nélkül a 6. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 2000 eseményre vonatkozik.

A számítógépes szimuláció eredményei CMS típusú geometriai vágással a 7. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 2000 eseményre vonatkozik.

A számítógépes szimuláció eredményei ALICE típusú geometriai vágással a 8. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 20000 eseményre vonatkozik.

	Pythia pion párok száma (db)	Hijing pion párok száma (db)	Pythia pionok száma (db)	Hijing pionok száma (db)
Összes	511196 ± 715	467780 ± 684	115150 ± 339	103099 ± 321
η' -ből származik megtaláltuk	94 ± 10	491 ± 22	283 ± 17	1564 ± 40
η' -ből származik nem találtuk meg	11 ± 3	107 ± 10	50 ± 7	433 ± 21
nem η' -ből származik megtaláltuk	45840 ± 214	81895 ± 286	33219 ± 182	40346 ± 201
nem η' -ből származik nem találtuk meg	465251 ± 682	385287 ± 620	81598 ± 286	60756 ± 247

8. táblázat. 14000 GeV tömegközépponti energián készült proton-proton eredmények ALICE típusú geometriai vágással. Minden adat 20000 eseményre vonatkozik.

	Hijing pionok száma (db)
Összes	62882 ± 251
η' -ből származik megtaláltuk	1450 ± 38
η' -ből származik nem találtuk meg	0 ± 1
nem η' -ből származik megtaláltuk	61393 ± 248
nem η' -ből származik nem találtuk meg	39 ± 6

9. táblázat. 200 GeV tömegközépponti energián készült arany-arany eredmények geometriai vágás nélkül. Minden adat 27 eseményre vonatkozik.

E.3. Arany-arany szimulációk 200 GeV nukleononkénti tömegközépponti energián

A 200 GeV nukleononkénti tömegközépponti energián készült arany-arany szimuláció eredményei geometriai vágás nélkül a 9. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 27 eseményre vonatkozik.

A számítógépes szimuláció eredményei STAR típusú geometriai vágással a 10. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és a párok esetében minden eredmény 57 eseményre vonatkozik, az egyes pionok esetében pedig 200 eseményre.

A számítógépes szimuláció eredményei PHENIX típusú geometriai vágással a 11. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 200 eseményre vonatkozik.

	Hijing pion párok száma (db)	Hijing pionok száma (db)
Összes	4018620 ± 2005	75611 ± 275
η' -ből származik megtaláltuk	96 ± 10	1534 ± 39
η' -ből származik nem találtuk meg	0 ± 1	0 ± 1
nem η' -ből származik megtaláltuk	1991200 ± 1411	74046 ± 272
nem η' -ből származik nem találtuk meg	2027324 ± 1424	31 ± 6

10. táblázat. 200 GeV tömegközépponti energián készült arany-arany eredmények STAR típusú geometriai vágással. Párok esetében minden eredmény 57 eseményre vonatkozik, az egyes pionok esetében pedig 200 eseményre.

	Hijing pion párok száma (db)	Hijing pionok száma (db)
Összes	1753304 ± 1324	26519 ± 163
η' -ből származik megtaláltuk	70 ± 8	367 ± 19
η' -ből származik nem találtuk meg	0 ± 1	0 ± 1
nem η' -ből származik megtaláltuk	1193870 ± 1093	25962 ± 161
nem η' -ből származik nem találtuk meg	559364 ± 748	8 ± 3

11. táblázat. 200 GeV tömegközépponti energián készült arany-arany eredmények PHENIX típusú geometriai vágással. Minden eredmény 200 eseményre vonatkozik.

Hivatkozások

- [1] RHIC, <http://www.bnl.gov/RHIC/>.
- [2] A. Adare *et al.*, Phys.Rev.Lett. **104**, 132301 (2010).
- [3] K. Adcox *et al.*, Nucl.Phys. **A757**, 184 (2005).
- [4] LHC, <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
- [5] D. J. Gross, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **74**, 426 (1999).
- [6] J. I. Kapusta, D. Kharzeev, and L. D. McLerran, Phys.Rev. **D53**, 5028 (1996).
- [7] T. Csörgő, R. Vértési, and J. Sziklai, arXiv:0912.5526.
- [8] K. Nakamura and P. D. Group, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **37**, 075021 (2010).
- [9] Z. Fodor and S. Katz, arXiv:0908.3341.
- [10] A. Adare *et al.*, Phys. Rev. **C81**, 034911 (2010).
- [11] S. Vance, T. Csörgő, and D. Kharzeev, Phys.Rev.Lett. **81**, 2205 (1998).
- [12] T. Csörgő, Heavy Ion Phys. **15**, 1 (2002).
- [13] T. Csörgő, D. Kharzeev, and S. Vance, arXiv:hep-ph/9910436.
- [14] R. Vértési, T. Csörgő, and J. Sziklai, arXiv:0912.0258.
- [15] M. Csanád, Nucl.Phys. **A774**, 611 (2006).
- [16] K. Kulka and B. Lorstad, Nucl.Instrum.Meth. **A295**, 443 (1990).
- [17] B. Alver *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 142301 (2009).
- [18] Pythia, <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>.
- [19] Hijing, <http://www-nsdth.lbl.gov/~xnwang/hijing/>.
- [20] Teljes programkód, <http://mkofarago.web.elte.hu/tdk/>.
- [21] ROOT, <http://root.cern.ch/drupal/>.