

A királis szimmetria helyreállása forró kvarkanyagban

Kőfaragó Mónika

Fizika BSc

Témavezető:

Csanád Máté

ELTE TTK Atomfizikai Tanszék

2011. június 4.



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, így az η' mezonok hatása a korrelációs függvényre vizsgálhatóvá válik. 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 és 14 TeV tömegközépponti energián 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. A módszer elemzéséből született cikket a European Physics Journal közlésre elfogadta [1] valamint a módszerből konferencia cikk is született [2].

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
1.1. Nehézion-fizika és nagyenergiás ütköztetők	2
1.2. QCD	2
2. Szimmetriák helyreállása és az η' tömegmódosulása	2
2.1. Királis szimmetria	2
2.2. Az η' tömegmódosulása	3
2.3. Az η' bomlásának típusai	4
2.4. Kétrészecske korreláció	5
2.4.1. Általános definíció	5
2.4.2. Korrelációs függvény a mag-glória modellben	6
3. Módszer	8
3.1. Tömegnégyzet vágás	8
3.1.1. Elméleti megfontolás	9
3.1.2. Invariáns tömegnégyzet a szimulációból	9
3.2. Az η' bomlástermékeinek kinematikai szűrése	12
4. Szimuláció	13
4.1. Szimulációk ellenőrzése	13
4.2. PYTHIA 8.135	14
4.3. HIJING 1.411	14
4.4. THERMINATOR 2.0.3	15
4.5. Detektorok elhelyezésének szimulációja	15
5. Eredmények	16
5.1. Proton-proton ütközés 200 GeV tömegközépponti energián	18
5.2. Proton-proton ütközés 14 TeV tömegközépponti energián	18
5.3. Arany-arany ütközés 200 GeV nukleononkénti tömegközépponti energián	19
5.4. Geometriai vágások és részecskék számának hatása	20
5.5. Tömegnégyzet tartományok optimalizálása	21
6. További célok	21
7. Összefoglalás	22
Függelék	24
A. Szimulációk ellenőrzése	24
B. PYTHIA 8.135	24
C. HIJING 1.411	25
D. THERMINATOR 2.0.3	26
E. Használt programok	26
F. Adattáblázatok	27

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 [3]. 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 nukleononkénti tömegközépponti energián. Ilyen ütközésekkor egy nagyon nagy hőmérsékletű (300 – 600 MeV) és nagyon sűrű anyag keletkezik rövid időre [4]. Erre szoktak kvark-gluon plazmaként utalni, amit a legújabb kutatások szerint ideális folyadékként lehet leírni [5]. 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 sűrűségeen megjelennek a hadronok, úgymond „kifagynak” 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 nehézion-fizikai ütköztető a 2009-ben Genf mellett működésbe helyezett LHC (*Large Hadron Collider*) [6]. Itt is több kísérleti helyszín van, ilyenek többek között az ALICE és a CMS. Az LHC-nál 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 folytatnak, ezek 2,76 TeV nukleononkénti tömegközépponti energián zajlanak jelenleg.

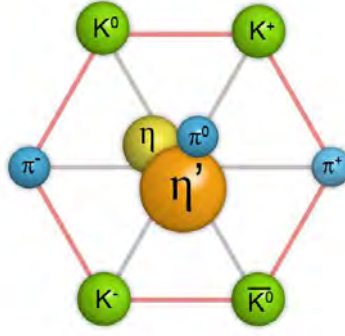
1.2. QCD

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 [7]. 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. Ez az állapot jön létre a nagyenergiás ütköztetőkben keletkező forró és sűrű közegben.

2. Szimmetriák helyreállása és az η' tömegmódosulása

2.1. 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: $U_L(3) \times U_R(3) = SU_L(3) \times SU_R(3) \times U_A(1) \times U_V(1)$. En-



1. ábra. A nyolc Goldstone bozon és az η' .

nek az $SU_L(3) \times SU_R(3)$ része az úgynevezett íz-szimmetria. Ez a természetben spontán sérül, emiatt nyolc kis tömegű bozon, úgynevezett Goldstone bozon létezik [8] (1. ábra). Azért nyolc, mert az $SU_L(3) \times SU_R(3)$ csoportból a szimmetria sérülése miatt csak az $SU(3)$ 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, méghozzá expliciten, ami azt jelenti, hogy már a Lagrange-függvény sem szimmetrikus. Emiatt a szimmetriai sérülés miatt jelenik meg az η' , amit szokás a kilencedik Goldstone bozonként emlegetni. Mivel a szimmetria sérülés explicit, ezért az η' tömege jelentősen nagyobb, mint a többi Goldstone bozoné. 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 barionszáma $1/3$, míg az antikvarkoké $-1/3$. A nyolc ismert Goldstone bozon a π^+ , π^- , π^0 , K^0 , \bar{K}^0 , K^+ , K^- és az η [9], ezeknek a tömege 134 MeV és 548 MeV között van, míg az η' tömege 958 MeV, tehát sokkal magasabb, mint a többi Goldstone bozoné [10].

2.2. Az η' tömegmódosulása

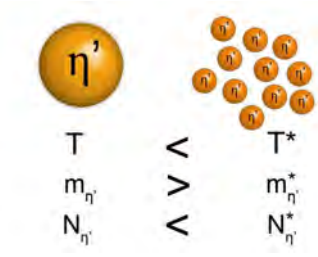
A [8] cikk szerint magas hőmérsékleten a királis szimmetria helyre állhat, és ez az η' bozon tömegének lecsökkenéséhez vezet. Ha az η' -nek lecsökken a tömege, akkor a kvark-gluon plazma kifagyásakor több keletkezik belőle. Az η' -k keletkezésének hatáskeresztmetszetét a Hagedorn formulával adhatjuk meg [9]:

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

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 a 2. ábra). Tehát, ha ki tudnánk mutatni, hogy több η' keletkezett, akkor ez egy kísérleti módszert adhatna arra, hogy a királis szimmetria részleges helyreállítását bizonyítsuk.



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

2.3. Az 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 [11]) és sűrűséget kifagynak belőle a hadronok. A tágulás körülbelül 10 fm/c alatt megy végbe [5]. 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 [10], 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' mezónok transzverz impulzusa nagyon kicsi lesz. Ez látható a 3. képletből, ahol a *-os mennyiségek a közegbeli értékeket, a csillag nélküliek a vákuumbelit, p pedig az impulzust jelöli [9].

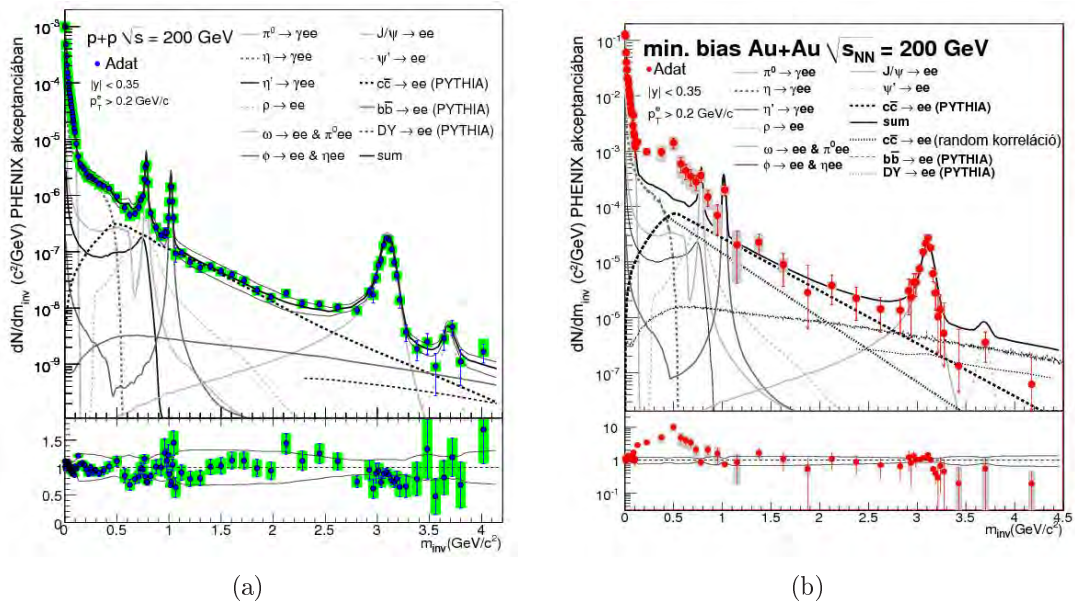
$$m_{\eta'}^{*2} + p_{\eta'}^{*2} = m_{\eta'}^2 + p_{\eta'}^2 \quad (3)$$

Egy η' mezón többféle módon bomolhat el, létezik olyan bomlása, ahol két leptonra bomlik ($\eta' \rightarrow l^+ + l^-$), ami lehet például egy elektron és egy pozitron. Továbbá létezik olyan ahol két fotonra ($\eta' \rightarrow \gamma + \gamma$) bomlik, és létezik olyan, ahol mezonokra [10]. 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 [12] cikkben vizsgálják. A 3. ábrán látszik, hogy az elektron-pozitron párok invariáns tömegnégyzet spektrumára a proton-proton ütközéskor az elméleti görbe (folytonos fekete vonal) jól illeszkedik, míg arany-arany esetében kis 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, azonban még nincs bizonyítva, hogy az elmélettől való eltérést valóban ez okozza. A [12] cikkben azt is vizsgálják, hogy az eltérés elsősorban a centrális ütközésekkor tapasztalható (minél centrálisabb egy ütközés, annál jobban átfednek az atommagok az ütközéskor).

A dolgozatomban én az η' mezónnak a következő bomlásával fogok foglalkozni:

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

A π^0 helyett γ is lehet, a dolgozatom 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% [10]. Miután az η' mezónok visszanyerik a vákuumbeli tömegüket a transzverz impulzusuk alacsony lesz, ezért a bomlásukból keletkező pionok transzverz impulzusa is alacsony lesz, átlagosan 138 MeV [13]. Innen meghatározhatjuk



3. ábra. A két ábra a [12] cikkből származik. Az ábrákon az elektron-positron párok invariáns tömeg spektruma látható. A 3(a) képen a proton-proton ütközések adatai láthatók, a 3(b) képen az arany-arany ütközéseké. Proton-proton ütközés esetében nincs eltérés az elméleti eredmény (fekete folytonos vonal) és az adatok (zöld pontok) között, míg arany-arany ütközéseknél kis invariáns tömegnél van, itt az adatpontok (piros pontok) mind az elméleti görbe fölé esnek. Ez az eltérés magyarázható lehet azzal, ha több η' keletkezik, de hogy valóban ez okozza-e az eltérést, az még nincs bizonyítva.

a keletkező pionok átlagos transzverz tömegét is ($m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$), ami $m_T = 196$ MeV-nek adódik.

2.4. Kétrészecske korreláció

2.4.1. Általános definíció

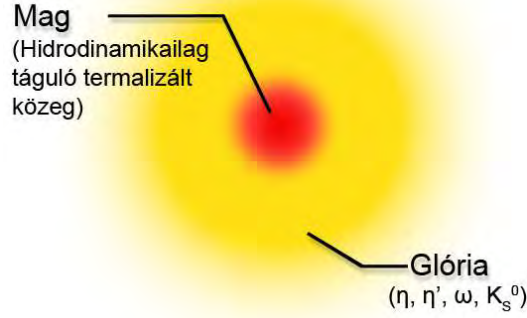
Az ütközéskor keletkező anyagot két részre lehet osztani, ezeket szokták magként (core) és glóriaként (halo) emlegetni [14] (4. ábra). A mag a kifagyáskor közvetlenül keletkező részecskéket tartalmazza, míg a glória a hosszú életű rezonanciákat és azok bomlástermékeit (ide tartozik az η' is). Mivel a 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 [14]:

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

Itt 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:

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

$$N_2(p_1, p_2) = \int S(x_1, p_1) S(x_2, p_2) |\Psi_2|^2(x_1, x_2) d^4x_1 d^4x_2 \quad (7)$$



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

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 az egyrészecske hullámfüggvény ($\Psi_1(x_1) = e^{-ip_1x_1}$) és a kétrészecske hullámfüggvény ($\Psi_2(x_1, x_2) = e^{-ip_1x_1}e^{-ip_2x_2}$) megjelennek az integrálásban, mint sűrűségfüggvények. Mivel síkhullám közelítésben dolgozunk, és a kétrészecske hullámfüggvényt bozonok esetén szimmetrizálni kell a két részecske cseréjére, ezért az emissziós függvénynek a Fourier-transzformáltja jelenik meg:

$$N_2(p_1, p_2) = \int S(x_1, p_1) S(x_2, p_2) e^{-i(p_1-p_2)x_1} e^{-i(p_1-p_2)x_2} d^4x_2 d^4x_1 \quad (8)$$

A Fourier transzformáláskor az x változóról a $q = p_1 - p_2$ változóra térünk át. Így a következő egyenletet kapjuk:

$$C_2(q, p) \simeq 1 + \frac{\tilde{S}(q, p_1) \tilde{S}(q, p_2)^*}{\tilde{S}(q=0, p_1) \tilde{S}(q=0, p_2)} \quad (9)$$

ahol az $\tilde{S}(q, p)$ az emissziós függvény Fourier transzformáltja [15]. Ha ezek után figyelembe vesszük, hogy $p_1 \simeq p_2$, akkor a következő egyenlethez jutunk:

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

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

2.4.2. Korrelációs függvény a mag-glória modellben

A mag mérete körülbelül 5 – 6 fm, míg a glória mérete nagyobb, mint 50 fm [14]. 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 ($\tilde{S}(q, K) \simeq \tilde{S}_M(q, K)$, itt $\tilde{S}_M(q, K)$ a mag emissziós függvényének Fourier transzformáltja), ezért a 10. egyenlet számlálójában 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:

$$\sqrt{\lambda_*} = \frac{N_M}{N_M + N_G} \quad (11)$$

ahol N_M a magban lévő részecskék száma és N_G a glóriában lévőké. Ez a korrekciós tag onnan jön ki, hogy a forrás függvény Fourier transzformáltja $q = 0$ -ban éppen megegyezik a részecskék számával:

$$\begin{aligned}\tilde{S}(0, K) &= \int S(x, 0)e^{i0x}d^4x = \int S(x, 0)d^4x = \\ &= N = N_M + N_G = \frac{N_M + N_G}{N_M}\tilde{S}_M(0, K)\end{aligned}\quad (12)$$

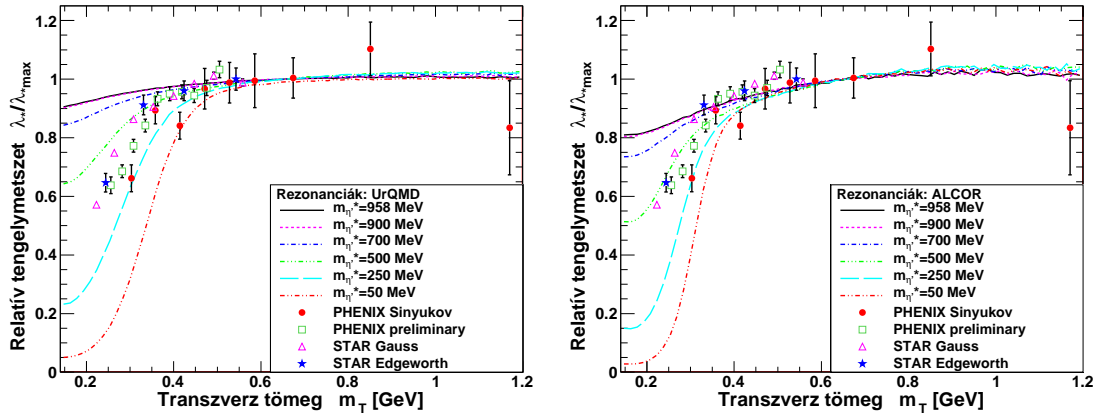
ahol N az összes részecske száma. Ezt behelyettesítve a 10. egyenletbe a következő egyenletet kapjuk:

$$C_2(q, K) \simeq 1 + \lambda_* \frac{|\tilde{S}_M(q, K)|^2}{|\tilde{S}_M(q=0, K)|^2}\quad (13)$$

A 10. képlet alapján $q = 0$ -ban $C_2 = 2$, de mivel q -nak ilyen kis tartományát nem tudjuk vizsgálni, ezért ezt a kísérletekből nem látjuk. Ha viszont a 13. képlet alapján tartunk q -val 0-hoz, akkor a korrelációs függvényt a

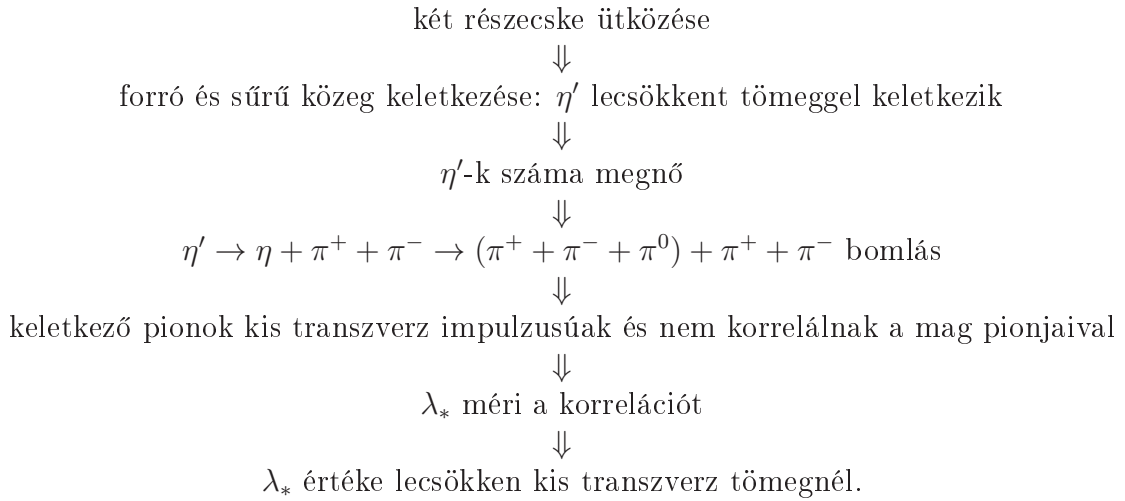
$$C_2(q \rightarrow 0, K) \simeq 1 + \lambda_*\quad (14)$$

képlettel kaphatjuk meg. Ez azért fontos, mert a kísérleti adatok alapján ehhez az értékhez tudunk extrapolálni. A λ_* paraméter tehát a korreláció egyfajta tengelymetszeti paramétere, ami a 11. 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 [9]. λ_* értékének a lecsökkenését kis transzverz impulzusnál, illetve tömegnél várjuk, hiszen az η' bomlásából származó pionok itt adnak járulékot. Ezt már több cikkben vizsgálták, többek között a [9], a [16] és a [17] cikkekben is. A relatív λ_* értéke látható a transzverz tömeg függvényében a 5. 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 egy pion ebből a bomlásból származik-e, akkor el tudjuk készíteni a korrelációs függvényt az összes pionra, valamint az η' bomlásából származó pionok nélkül is. Innen λ_* értékét meg tudjuk határozni mind a két esetben, és ha az η' bomlásából származó pionok nélkül λ_* értéke magasabb, mint 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.



5. ábra. A két ábra a [16] cikkből származik. Az ábrákon a relatív λ_* értéke látható a transzverz tömeg függvényében két különböző rezonancia modell esetében. A különböző rezonancia modellek azért fontosak, mert ezek alapján számoljuk ki a mag és a glória arányát, így az különbözhet a különböző modellekre. 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. Az ábrákon a pontok négy különböző mérésből származó adatsorok. Mindkét ábrán jól látszik, hogy a relatív λ_* kis m_T -nél lecsökken, erre szolgálhat magyarázatként az η' tömegmódosulása, hiszen az η' -ből származó pionok transzverz tömege alacsony, tehát itt befolyásolják a korrelációs függvény értékét.

Az eddigieket a következő módon lehetne összefoglalni:



3. Módszer

3.1. 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 [18] cikkben is, ahol a módszer hatékonyságát elektron-positron ütközésekre vizsgálják. A cikkben a szimulációban létrejövő, η' bomlásából származó pion párok 70 – 80%-át tudják kiszűrni, és úgy gondolják, hogy további korrekcióval

a kísérleti adatok vizsgálatát is lehetővé tenné a módszer. Én a módszerem hatékonyságát többféle szimuláción vizsgálom, proton-proton és arany-arany ütközésekben kétféle energián.

3.1.1. Elméleti megfontolás

A bomlás során keletkező pionok invariáns tömegnégyzetére kinematikai megfontolásokból kaphatunk feltételeket. Ehhez a gondolatmenethez hasonlóan is láthatunk a [18] 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:

$$m_{inv}^2 = (E_1 + E_2)^2 - (p_1 + p_2)^2 \quad (15)$$

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:

$$m_{inv}^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2\sqrt{m_1^2 + p_1^2}\sqrt{m_2^2 + p_2^2} - 2p_1p_2 \cos \varphi = \quad (16)$$

$$= 2m_\pi^2 + 2\sqrt{m_\pi^2 + p_1^2}\sqrt{m_\pi^2 + p_2^2} - 2p_1p_2 \cos \varphi \quad (17)$$

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, 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:

$$m_{\eta'} = \sqrt{m_\pi^2 + p_1^2} + \sqrt{m_\pi^2 + p_2^2} + \sqrt{m_\eta^2 + p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2 \cos \varphi} \quad (18)$$

A 17. és a 18. 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 17. egyenlettel, a másik pedig a

$$m_\eta = \sqrt{m_\pi^2 + p_1^2} + \sqrt{m_\pi^2 + p_2^2} + \sqrt{m_\eta^2 + p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2 \cos \varphi} \quad (19)$$

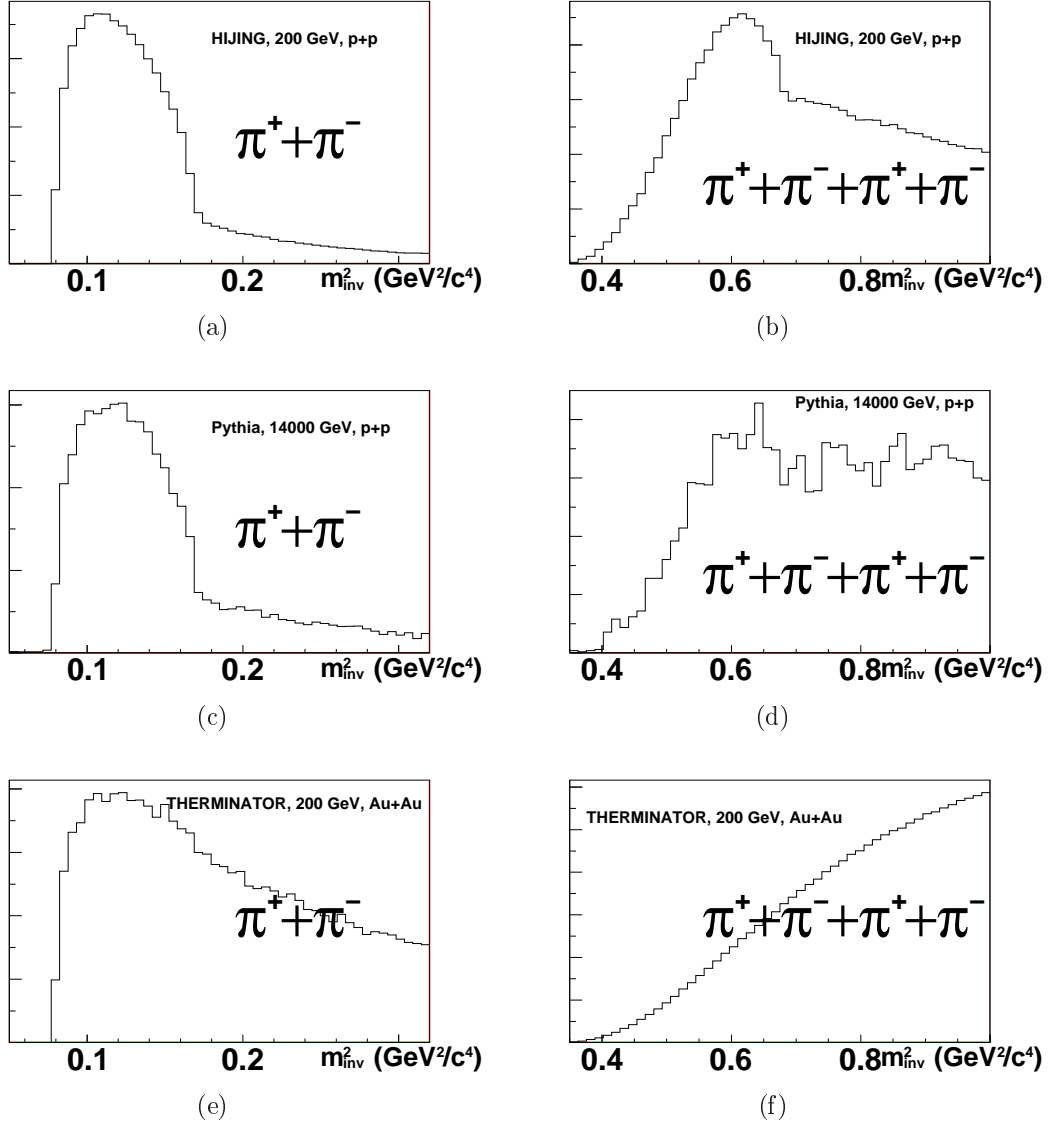
egyenlet lesz. Ha ebbe a kettőbe is helyettesítjük be a megfelelő tömegeket és megint kiszámoljuk a $\varphi = 0$ és a $\varphi = \pi$ eseteket, akkor innen is kapunk egy alsó és egy felső korlátot m_{inv}^2 -re. Innen a $0,078 \text{ GeV}^2/c^4$ és $0,166 \text{ GeV}^2/c^4$ közötti tartományt kapjuk. Az így kapott tartományok összhangban vannak azzal, amit számítógépes szimulációval kaptam.

3.1.2. Invariáns tömegnégyzet a szimulációból

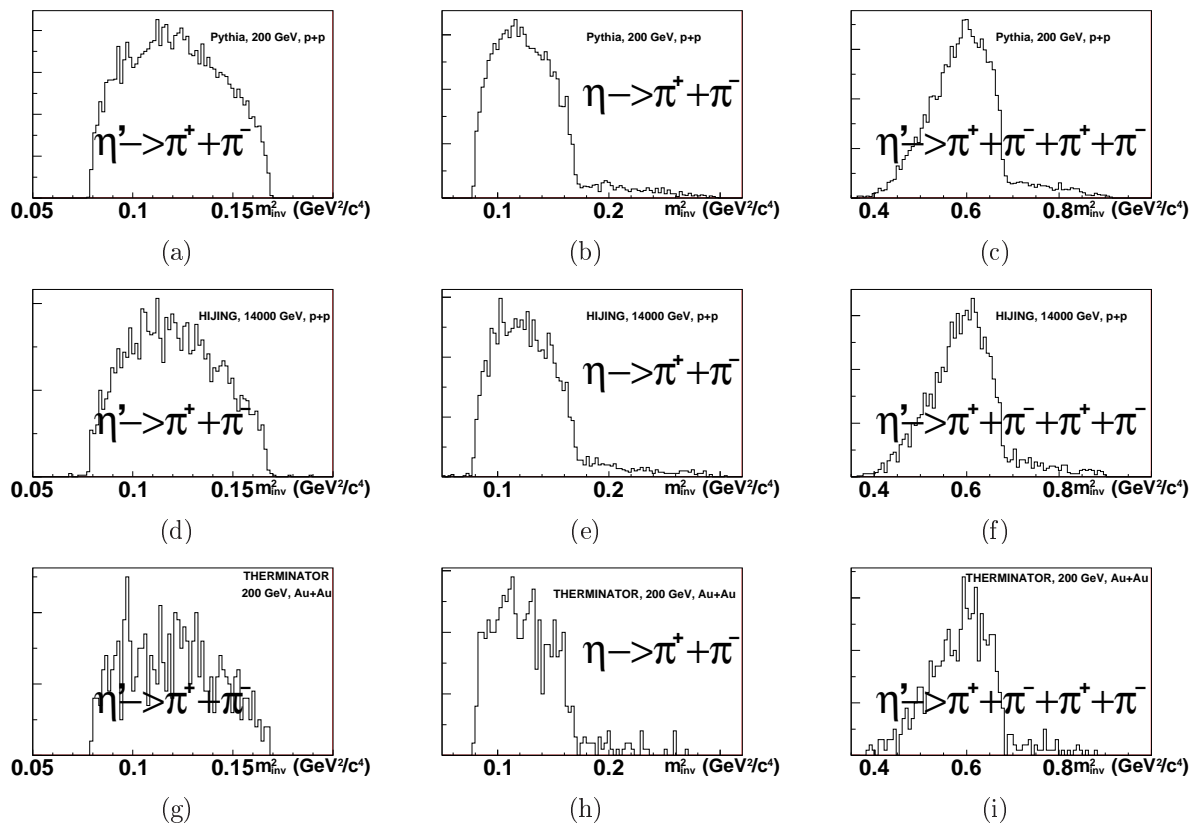
Három részecske ütközés szimulátort használtam a PYTHIA 8.135-ös verzióját, a HIJING 1.411-es verzióját és a THERMINATOR 2.0.3-as verzióját, a programokról a dolgozat későbbi részében lesz részletes ismertetés. A PYTHIA-val proton-proton ütközéseket szimuláltam 200 GeV és 14 TeV tömegközépponti energián, a HIJING-gal megcsináltam ugyanezeket a szimulációkat, és ezeken kívül arany-arany ütközéseket is szimuláltam 200 GeV nukleononkénti energián, a THERMINATOR-ral pedig csak arany-arany ütközéseket vizsgáltam 200 GeV nukleononkénti energián. Mindegyik szimulációs típusal 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 7. ábrán a különböző szimulációkkal készített invariáns tömegnégyzet spektrumok láthatóak, a dolgozatomba nem tettem bele az összes típusú szimulációval készített ábrát, mert mindegyiknek a jellege ugyanolyan volt. 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. 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. Ennek a két tartománynak a segítségével már tudunk egy feltételt adni arra, hogy egy, a detektorba beérkezett pion vajon ilyen bomlásból származott-e. Hiszen, ha egy pion pár illetve négyes invariáns tömegnégyzete beleesik ezekbe a tartományokba, akkor az a pion pár illetve négyes nagy valószínűséggel η' bomlásából származott. A dolgozatomban azt vizsgáltam meg, hogy ezek alapján az invariáns tömegnégyzet tartományok alapján milyen hatékonysággal lehet kiszűrni egy mintából az η' bomlásából származó pionokat.

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 (6. ábra). Itt is elkészítettem az összes szimulációval az ábrákat, de itt sem tettem bele az összes szimulátorral készített ábrát a dolgozatomba, mivel az összesnek hasonló a jellege. Ezekről az ábrákról az látszik, hogy a pion párok esetében az invariáns tömegnégyzet szinte teljesen egybeesik az η' bomlásából származó pion párok 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.



6. ábra. Különböző szimulációkkal készített invariáns tömegnégyzet spektrumok az összes pionra. Az első oszlopban a pion párok invariáns tömegnégyzet eloszlása látható, a második oszlopban pedig a pion négyesek invariáns tömegnégyzet eloszlása. Soronként a különböző energiák, illetve szimulációk vannak feltüntetve, első sor: 200 GeV-es energián proton-proton ütközés HIJING-gal, második sor: 14 TeV-es energián proton-proton ütközés PYTHIA-val, harmadik sor: 200 GeV-es energián arany-arany ütközés THERMINATOR-ral.



7. 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 az η' -ből származó pion négyesek tömegnégyzet spektruma látható. Soronként a különböző energiák, illetve szimulációkkal készített ábrák találhatók, első sor: 200 GeV-es energián proton-proton ütközés PYTHIA-val, második sor: 14 TeV-es energián proton-proton ütközés HIJING-gal, harmadik sor: 200 GeV-es energián arany-arany ütközés THERMINATOR-ral.

3.2. Az η' bomlástermékeinek kinematikai szűrése

Az η' bomlásából származó pionok azonosítására az előbbieken 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, tehát ezeket kiszűrjük a mintából.

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 három tömegnégyzet feltételt. 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

A szűrés akkor működne tökéletesen, ha az első kategóriába kerülne az összes η' -ből származó pion, és az utolsóba az összes nem η' -ből származó. Ez természetesen nem teljesül ilyen pontosan, de eredményeim szerint ezzel a módszerrel jól szűrhetőek az η' -ből származó pionok.

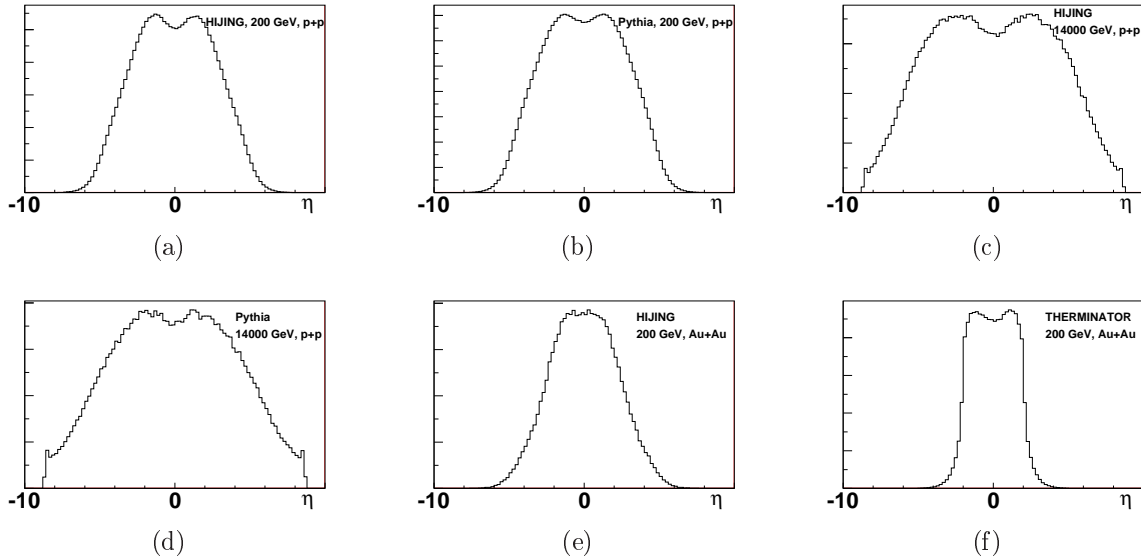
A másik esetben külön álló pionokat néztem, ezekről is megvizsgáltam, hogy η' bomlásából származnak-e, majd ezekhez kerestem másik három piont (egy azonos töltésűt és két ellentéteset), és így vizsgáltam meg, hogy teljesülnek-e a tömegnégyzet feltételek. Itt is ugyanabba a négy kategóriába tudtam osztani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

4. Szimuláció

4.1. Szimulációk ellenőrzése

A számítógépes szimulációkat három programmal végeztem, a szimulációk részletes beállítási megtalálhatóak a függelékben. Mind a három program alkalmas részecske ütközések szimulációinak generálására, de más beállítási lehetőségek léteznek mind a háromhoz. Mind a három 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 szögeloszlása 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 a nyaláb irányára utal. A pszeudorapiditás eloszlása a 8. ábrán látható. Ezek a THERMINATOR-ral készítették kívül megfelelnek a kísérletek alapján elvártak, ilyen kísérleti adatokat a [19] cikkben találunk. A THERMINATOR-ral készített ábra azért más, mert itt egy két dimenziós hidrodinamikai modellt használ a program, a kísérleti adatokat pedig három dimenziós modell írta le helyesen. Ez kis mértékben befolyásolhatja az eredményeinket. A szöveget a $\tan(\varphi) = p_y/p_x$ képlettel számoltam, ahol p_x és p_y az ütköző részecskék impulzusára merőleges síkban vannak. A szögeloszlást a 9. ábrán láthatjuk. Az elméletek alapján azt várnánk, hogy nem egyenletes a szögeloszlás, hanem 0-nál és π -nél maximuma van. Ezt látjuk is a THERMINATOR-ral készített ábrán, de a többi esetben nem. Ez azért van, mert az elméletben a szöveget mindig az adott ütközés reakciósíkjához viszonyítjuk, viszont a HIJING és a PHYTIA esetében a szöveget 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. A vizsgálatom eredményét nem befolyásolja az, hogy a THERMINTAOR esetében máshogy vannak a koordináta tengelyek, mint a másik két szimulátor esetében. 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 [10]. A bomlási arányok mindenhol hibahatáron belül teljesülnek. A pontos értékeket a függelék 'A' részében lehet megtalálni. Ezen kívül még ellenőriztem, 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.



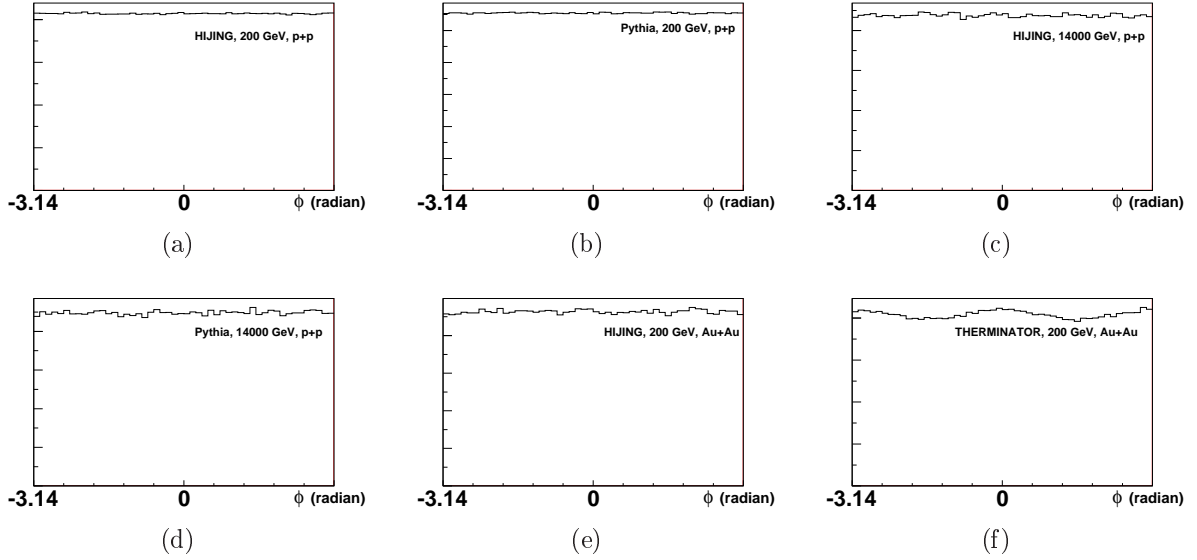
8. ábra. A különböző szimulációkkal készített pszeudorapiditás eloszlások. 8(a) ábra: HIJING-gal 200 GeV energiájú proton-proton ütközés, 8(b) ábra: PHYTIA-val 200 GeV energiájú proton-proton ütközés, 8(c) ábra: HIJING-gal 14 TeV energiájú proton-proton ütközés, 8(d) ábra: PYTHIA-val 14 TeV energiájú proton-proton ütközés, 8(e) ábra: HIJING-gal 200 GeV energiájú arany-arany ütközés, 8(f) ábra: THERMINATOR-ral 200 GeV energiájú arany-arany ütközés.

4.2. PYTHIA 8.135

Az egyik szimulátor, amit használtam a PYTHIA 8.135-ös verziója volt [20]. Ezt a programot elsősorban a nagy energiás proton-proton és proton-antiproton ütközések szimulációjához tervezték. Én 14 TeV-es és 200 GeV-es proton-proton ütközéseket szimuláltam vele. Azért ezt a két energiát vizsgáltam, mert ezek megfelelnek valódi kísérleteknek: az LHC-ben 14 TeV-en fognak ütköztetni protonokat, míg a RHIC-nél 200 GeV-en ütköztetnek arany atommagokat is és protonokat is. Arany ütközést a PYTHIA-val nem lehet szimulálni, ezért a PYTHIA és a HIJING összehasonlítására a 200 GeV-es és a 14 TeV-es proton-proton szimulációkat használtam. A PYTHIA-nál 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.

4.3. HIJING 1.411

A másik szimulátor, amit használtam a HIJING 1.411-es verziója volt [21]. Ezt elsősorban az arany-arany szimulációk miatt használtam, de itt is megvizsgáltam 14 TeV 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



9. ábra. A különböző szimulációkkal készített szögeloszlások. 9(a) ábra: HIJING-gal 200 GeV energiájú proton-proton ütközés, 9(b) ábra: PYTHIA-val 200 GeV energiájú proton-proton ütközés, 9(c) ábra: HIJING-gal 14 TeV energiájú proton-proton ütközés, 9(d) ábra: PYTHIA-val 14 TeV energiájú proton-proton ütközés, 9(e) ábra: HIJING-gal 200 GeV energiájú arany-arany ütközés, 9(f) ábra: THERMINATOR-ral 200 GeV energiájú arany-arany ütközés.

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

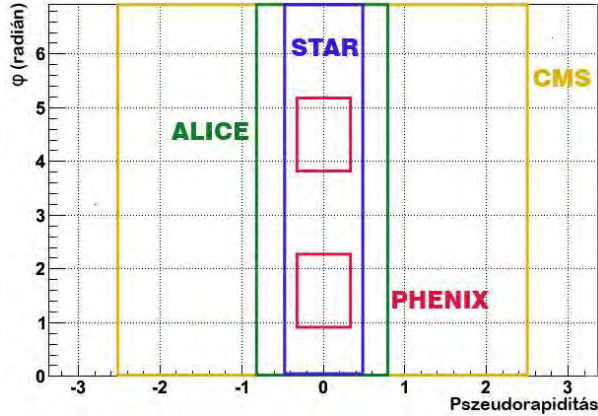
4.4. THERMINATOR 2.0.3

A harmadik szimulátor, amit használtam a THERMINATOR 2.0.3-as verziója volt [22]. Ez nem tud proton-proton ütközéseket szimulálni, ezért csak itt arany-arany ütközéseket szimuláltam 200 GeV nukleonként tömegközépponti energián. A THERMINATOR-t elsősorban azért használtam, hogy a HIJING-gal kapott arany-arany ütközéseket le tudjam ellenőrizni egy másik szimulátorral is. Itt is lehet az ütközések centralitását változtatni, én 0% és 5% közötti centralitású eseményeket szimuláltam. A pontos beállítások megtalálhatók a függelék 'D' részében.

4.5. 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 szimulációm 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 ütközések-
kor használtam. A 14 TeV 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 10. ábra szemlélteti. A detektorok szimulációjakor csak azok
elhelyezését vettem figyelembe, a detektor egyéb tulajdonságait nem. Ezt a jövőben fontos
lenne még megvizsgálni.



10. ábra. A geometriai vágások szemléltetése. A bekeretezett tartományok jelzik azt a tartomá-
nyt, ahova érkező részecskéket észlelni tudjuk.

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 8. 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.

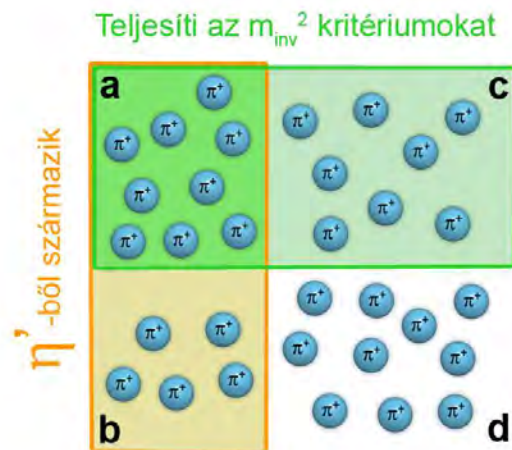
5. Eredmények

Ebben a fejezetben a számítógépes szimulációim eredményeit részletezem. Ezt olyan formá-
ban teszem, hogy minden szimulációhoz három adatot adok meg. Elsőnek azt, hogy az η'
bomlásokból keletkezett pionok illetve pion párok hány százaléka esett bele az általam meghatá-
rozott tömegnégyzet tartományokba, ezt fogom hatékonyságnak hívni. Másrészt azt, hogy a
nem η' bomlásából származott pionok illetve pion párok hány százaléka esett bele a tartományok-
ba, ezt fogom veszteségnek hívni. Azért helytálló a hatékonyság elnevezés, mivel ez az érték
azt mutatja meg, hogy az η' -ből származó pionok hány százalékát tudjuk kiszűrni a kinematikai
vágás alapján, így a vágás hatékonysága jellemezhető vele. A veszteség elnevezés is helytálló,
mivel az ide tartozó pionokról is a kinematika alapján azt fogjuk feltételezni, hogy η' bomlásá-
ból származtak, így hibásan szűrjük ki őket. Ez azért probléma, mivel ennyivel kisebb lesz az
 η' bomlásából származó pionok nélküli mintánk, így ha a veszteség túl nagy, akkor nem marad
elég mintánk ahhoz, hogy a korrelációs függvény megváltozását vizsgálni tudjunk. Később látni
fogjuk, hogy van olyan eset, ahol a veszteség 100%, ilyenkor tehát nem használható a módszer,
hiszen hibásan az összes pionra azt hisszük, hogy η' bomlásából származtak. A hatékonyság
és a veszteség már egyértelműen jellemzi a módszer használhatóságát, de megadok még egy
mennyiséget, ami azért lesz fontos, mert szoros kapcsolatban áll a korábban említett λ_* pa-
raméter megváltozásával. Ez a mennyiség az η' -ből származó pionok arányának megváltozása

lesz a mintában. Ehhez az olyan η' -ből származó pionokat illetve pion párokat, amiknek az invariáns tömegnégyzete belesik a tartományokba a -val fogom jelölni, azokat, amiknek nem esik bele a tartományokba b -vel, azokat a pionokat illetve pion párokat, amik nem η' -ből származnak és az invariáns tömegnégyzetük belesik a tartományokba c -vel és amiknek nem esik 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 pion párok aránya a mintában a szűrés előtt és b/d ugyanez az arány a szűrés után. Az η' -ből származó pionok arányának megváltozását a kinematikai szűrés hatására ennek a kettőnek a hányadosa jelzi:

$$\frac{b}{d} / \frac{a + b}{c + d} \quad (20)$$

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 a mintában. A három adatot, amivel jellemzem a módszert az 1. táblázatban foglaltam össze, az a , b , c és d paraméterek szemléletes jelentése pedig a 11. ábrán látható.



11. ábra. Az a , b , c és d paraméterek szemléletes jelentése.

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 $\eta' \rightarrow \eta + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ 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. Ebben a fejezetben csak a százalékokat és azoknak a hibáját közlöm, a pontos adatok, és azoknak a hibája a függelék 'F' részében található.

a	η' -ből származó pion (pion pár), ami belesik a tartományokba
b	η' -ből származó pion (pion pár), ami nem esik bele a tartományokba
c	nem η' -ből származó pion (pion pár), ami belesik a tartományokba
d	nem η' -ből származó pion (pion pár), ami nem esik bele a tartományokba
$a + b$	az η' -ből származó pionok (pion párok) száma
$c + d$	a nem η' -ből származó pionok (pion párok) száma
$(a + b)/(c + d)$	az η' -ből származó pionok (pion párok) aránya a szűrés előtt
b/d	az η' -ből származó pionok (pion párok) aránya a szűrés után
$\frac{b}{d} / \frac{a+b}{c+d}$	az η' -ből származó pionok (pion párok) arányának megváltozása
$a/(a + b)$	hatékonyság
$c/(c + d)$	veszteség

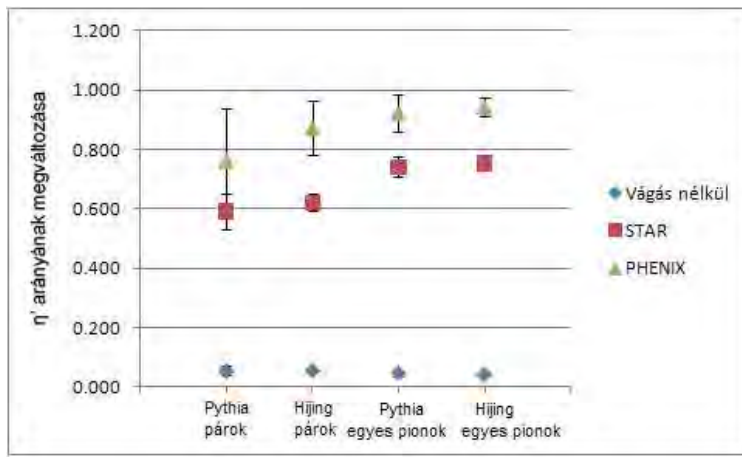
1. táblázat. Az eredményekhez használt adatok magyarázata. Az utolsó három sorban szereplő mennyiségekkel fogom jellemezni az eredményeimet.

5.1. 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 $11,04 \pm 0,03$ db π^+ és $10,31 \pm 0,03$ db π^- keletkezett, HIJING esetében pedig eseményenként $8,26 \pm 0,03$ db π^+ és $7,68 \pm 0,03$ db π^- . Mivel ennyire kevés a pion eseményenként, ezért ebben az esetben azt várjuk, hogy a geometriai vágások erősen befolyásolják az eredményeket. A 12. ábrán látható a három különböző geometriai vágásra az η' -ből származó pionok illetve pion párok arányának megváltozása a mintában. Az ábráról leolvasható, hogy az arány mind a három geometriai vágás esetében kisebb egynél, tehát a módszer mind a három esetben használható, de az is látszik, hogy geometriai vágás nélkül lényegesen kisebb, mint a másik két esetben, tehát valóban erősen befolyásolják a geometriai vágások az eredményeket. A 200 GeV-en készített proton-proton szimuláció hatékonysága és vesztesége a 13. ábrán látható. Itt jól látszik, hogy a vágás nélküli esetben jól működik a módszer, hiszen a hatékonyság nagyon magas a veszteség pedig alacsony, viszont ahogy a STAR illetve a PHENIX detektor elrendezéseit szimuláljuk csökken a hatékonyság. Ez azért van, mert nagyon kevés η' -ből származó pionunk marad, a geometriai vágás bevezetése után. Az ábráról az is látszik, hogy ha a detektor elrendezést is figyelembe vettem, akkor pion párok esetében mindig magasabb volt a hatékonyság, tehát párokra a módszer jobban működik, mint egyes pionokra. A hibák sokkal nagyobbak amikor a detektorok elhelyezését is szimuláltam, ez azért van, mivel a geometriai vágás miatt sokkal kevesebb pion illetve pion pár volt, amit vizsgáltunk, így a statisztikus hibák sokkal nagyobbak lettek. A PHENIX típusú geometriai vágáskor annyira kicsi a hatékonyság, hogy itt ilyen formában nem alkalmazható a módszer. 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. Ugyan nőne a veszteség is, de a veszteség itt annyira kevés, hogy ez nem jelentene különösebb gondot.

5.2. Proton-proton ütközés 14 TeV tömegközépponti energián

14 TeV tömegközépponti energián több részecske, és ennek megfelelően több pion keletkezik eseményenként. PYTHIA-val szimulálva átlagosan $43,4 \pm 0,2$ db π^+ és $42,6 \pm 0,2$ db π^- , HIJING-gal átlagosan $42,2 \pm 0,2$ db π^+ és $41,6 \pm 0,2$ db π^- keletkezett. Ennek megfelelően itt

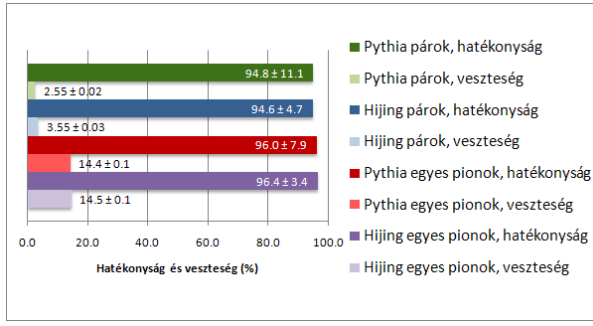


12. ábra. 200 GeV energiájú proton-proton ütközésben az η' -ből származó pionok és pion párok arányának megváltozása a mintában. Az ábrán látszik, hogy minden esetben az arány 1-nél kisebb, tehát a módszer minden esetben használhatónak bizonyult. Az is látszik, hogy geometriai vágás nélküli esetben sokkal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

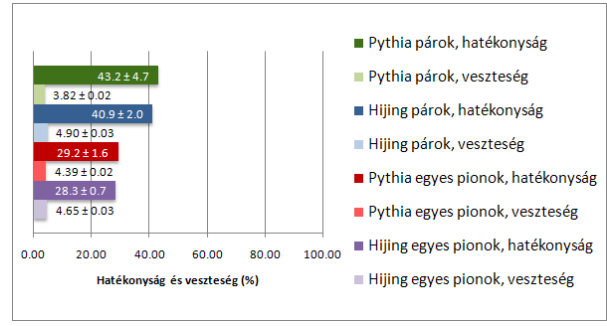
kisebb hatással lesznek a geometriai vágások az eredményeinkre, hiszen hiába dobjuk el a pionok egy részét, még mindig marad elég ahhoz, hogy találjunk olyat, amivel a vizsgált pion teljesíti a tömegnégyzet feltételeket. Ez jól látható a 14. ábrán, hiszen itt sokkal kisebb az ingadozás a különböző geometriai vágások hatására, mint a 12. ábrán. Itt az arány mindegyik geometriai vágás esetén 0,4 alatt van, tehát a módszer minden esetben használhatónak bizonyult. A 14 TeV-en készített proton-proton szimuláció hatékonysága és vesztesége a 15. ábrán látható. Erről az ábráról is látszik, hogy itt sokkal kisebb a változás a geometriai vágások bevezetése miatt, mint a 200 GeV-es esetben. A vágás nélküli esetben és a CMS vágás bevezetése után az eredmények szinte azonosak. Ez azért van, mivel a CMS típusú vágás esetén csak a 2,5 rapiditás értéknél nagyobb részecskéket nem vesszük figyelembe, ami, mint ahogy a 8(a) és a 8(b) ábrákon látható nem csökkenti túlságosan le a mintánkat. Az is látható, hogy mind a három geometriai vágás esetében kisebb a veszteség a párokra végzett vizsgálatkor, tehát itt is érdemes inkább ezt a módszert használni.

5.3. Arany-arany ütközés 200 GeV nukleononkénti tömegközépponti energián

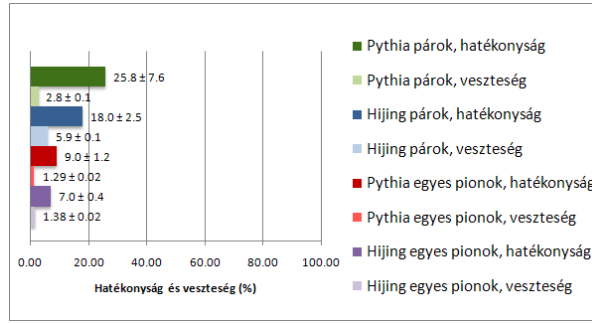
200 GeV nukleononkénti tömegközépponti energián arany-arany ütközéseket HIJING és THERMINATOR szimulációval készítettem. Itt sokkal több részecske keletkezett, mint a proton-proton ütközésekben 200 GeV-en vagy 14 TeV-en. HIJING-gal egy eseményben átlagosan $2326,8 \pm 6,6$ db π^+ és $2300,7 \pm 16,0$ db π^- keletkezett, THERMINATOR-ral pedig átlagosan $1021,0 \pm 3,2$ db π^+ és $1041,1 \pm 3,2$ db π^- . Itt nagy a különbség a két szimulátorral készített szimuláció esetén a pionok számában eseményenként. Ez azért van, mert különböző modelleket használnak a szimulátorok, viszont ez a mi esetünkben nem jelent gondot, mivel a bomlási arányok mind a kettőnél jól teljesülnek. 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 mind-egyiknek a tömegnégyzete beleesett a meghatározott tartományokba, ezért az η' -ből származó pionok aránya a mintában nullára csökken. Így az η' arányának megváltozására a mintában is



(a)



(b)



(c)

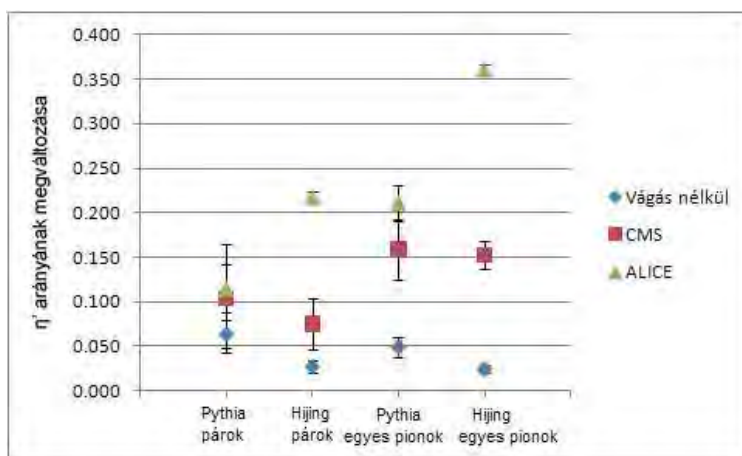
13. ábra. 200 GeV energiájú proton-proton ütközés hatékonysága és vesztesége, 13(a): vágás nélkül, 13(b): STAR vágással, 13(c): PHENIX vágással.

nullát kapnánk, ezért itt nem készítettem a 12. és a 14. ábrákhoz hasonlót. Az arany-arany ütközések hatékonysága és vesztesége a 16. ábrán látható. Itt látszik, hogy a hatékonyság minden esetben közel 100%, de az egyes pionok vizsgálatakor a veszteség is minden esetben közel 100%. Tehát egyes pionok esetében itt nem használható a módszer, hiszen az összes pionra azt hisszük a tömegnégyzete alapján, hogy η' -ből származott, tehát nem marad mintánk a vágás után, amin a korrelációs függvény megváltozását vizsgálhatnánk. Az ábráról az is látszik, hogy párok esetében a veszteség nő ahogy bevezetjük a detektorok elrendezésének vizsgálatát. Tehát a módszer geometriai vágás nélkül működik a legjobban, de a párok vizsgálata esetében a többi esetben is marad még elég nagy mintánk a további vizsgálatokhoz. Itt is érdemes lenne a tömegnégyzet tartományokat optimalizálni, hiszen ha csökkentenénk ezeket a tartományokat, akkor csökkenne a veszteség, és jobban használhatóvá válna a módszer.

5.4. 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, amit detektálni tudunk, akkor a másik két pion hiába teljesíti ezzel a pion párral a tömegnégyzet kritériumokat, az ilyen párt nem fogjuk tudni kiszűrni. Ezt a helyzetet szemlélteti a 17. 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.

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 nagy-



14. ábra. 14 TeV 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 GeV energiájú szimulációk estén, tehát itt jobban használható a módszer.

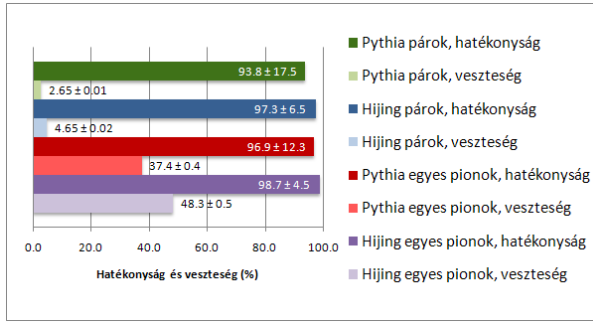
ságrendekkel kevesebb részecske keletkezik, mint arany-arany ütközésnél. Ezek kívül függ az impakt paramétertől is. Az egy eseményben lévő részecskék száma úgy befolyásolja az eredményeimet, hogy ha egy eseményben több pion keletkezik, akkor nagyobb a valószínűsége annak, hogy lesz olyan pion pár, amivel 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.

5.5. Tömegnégyzet tartományok optimalizálása

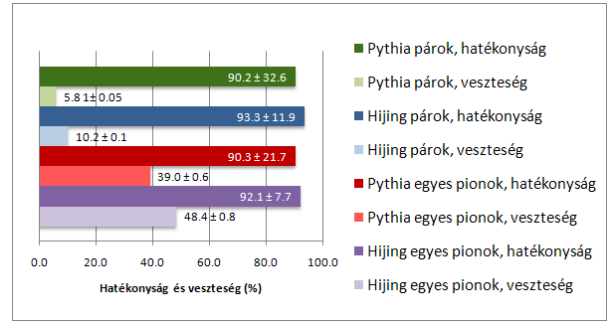
Mind párok, mind egyes pionok esetében sokat lehetne javítani a módszeren a tömegnégyzet tartományok optimalizálásával. Nem ugyanazokat a tömegnégyzet tartományokat kellene használni minden szimuláció esetében, hanem optimalizálni kellene az adott szimulációhoz. Például arany-arany esetben lehetne szűkebb tartományokat vizsgálni, hiszen ha kisebb tartományt vizsgálunk, akkor ugyan kevesebb η' -ből származó pion invariáns tömegnégyzete fog beleesni ezekbe, 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 csökkenteni, akkor összességében használhatóvá válhatna a módszer. 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.

6. További célok

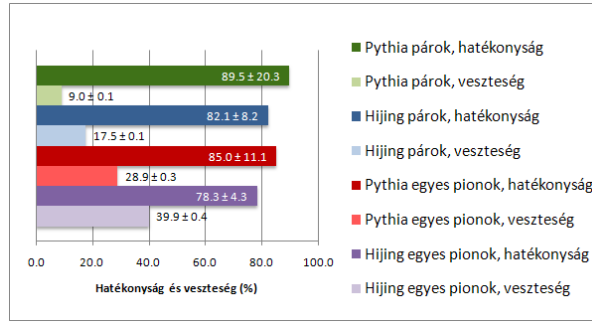
A már említett invariáns tömegnégyzet tartományok optimalizálásán kívül tervezzük további impakt paraméter beállítások hatásának vizsgálatát is az eredményekre. Ez fontos lehet hiszen, ha változtatjuk az impakt paraméter beállításokat, akkor változik az eseményenként keletkező részecskék száma is, és ez, mint láttuk, erősen befolyásolja az η' -ből származó pionok kiszűrésének hatékonyságát. Végül pedig az így kidolgozott módszerrel szeretnénk a PHENIX kísérleti



(a)



(b)



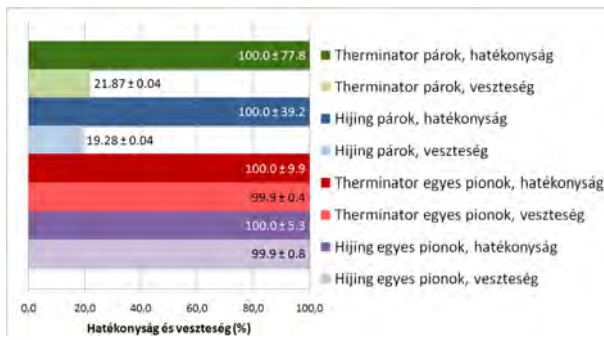
(c)

15. ábra. 14 TeV energiájú proton-proton ütközés eredményei, 15(a): vágás nélkül, 15(b): CMS vágással, 15(c): ALICE vágással.

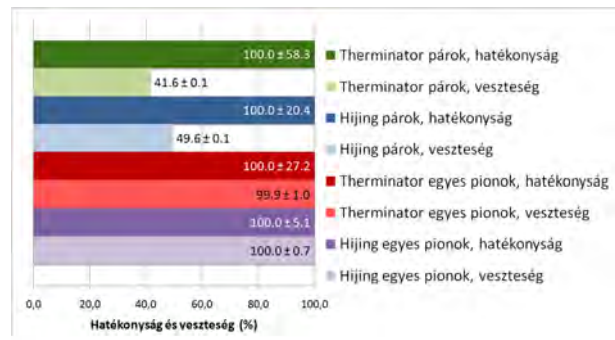
adatait vizsgálni, hiszen a kísérleti adatokból derülne ki, hogy ha kiszűrjük az η' -ből származó pionokat, akkor valóban megváltozik-e a korrelációs függvény, tehát valóban tapasztaljuk-e a királis szimmetria részleges helyreállítását.

7. Összefoglalás

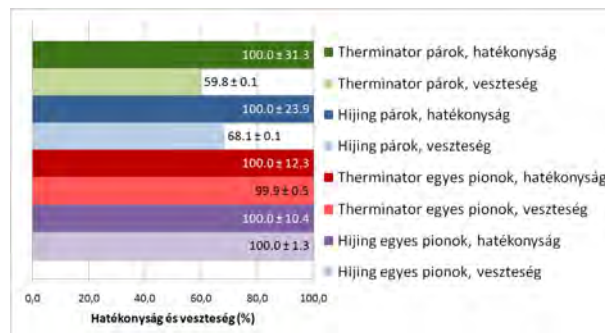
Dolgozatomban számítógépes szimuláció segítségével megvizsgáltam egy módszert, ami szerint a pion párok és négyesek tömegnégyzete alapján el lehet dönteni egy pionról, hogy $\eta' \rightarrow \eta + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^- + (\pi^0 \text{ vagy } \gamma)$ bomlásból származott-e. Ez a módszer azért fontos, mert ha ki tudjuk zárni az η' bomlásból származó pionokat, akkor nélkülük tudjuk elkészíteni a kétrészecske korrelációs függvényét a pionoknak. Ha így más lenne a korrelációs függvény, mint az összes pionra, akkor ebből lehetne arra következtetni, hogy az η' tömege lecsökkent, tehát a királis szimmetria valóban részlegesen helyre állt az ütközéskor keletkezett közegben. A kidolgozott módszerem minden esetben jól használható volt, amikor az azonos töltésű pion párokat vizsgáltam. 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, viszont azt is láttuk, hogy párok esetében még minden geometriai vágás esetén használható maradt. Amikor az egyes pionokat vizsgáltam minden esetben rosszabb eredményeket kaptam, 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. A dolgozat témájából született cikket a European Physics Journal közlésre elfogadta [1], és néhány héten belül várható a cikk megjelenése. Ezen kívül a módszer vizsgálatából konferencia cikk is született [2].



(a)

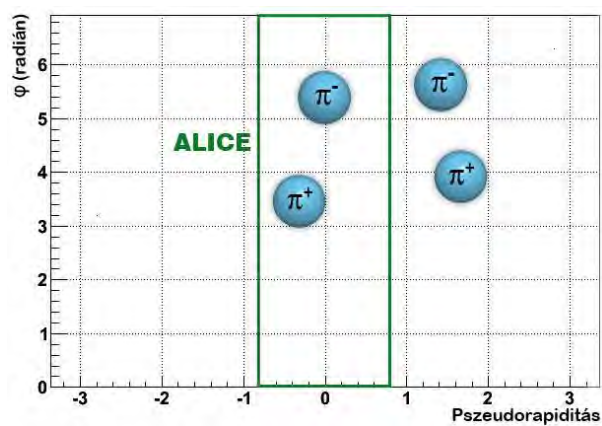


(b)



(c)

16. ábra. 2000 GeV energiájú arany-arany ütközés eredményei, 16(a): vágás nélkül, 16(b): STAR vágással, 16(c): PHENIX vágással.



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

Függelék

A. Szimulációk ellenőrzése

Az η' bomlási arányának ellenőrzéséhez használt adatok a 2. táblázatban találhatóak. 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.

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	$13,3 \pm 0,6$
PYTHIA, 200 GeV, p+p	1471 ± 38	181 ± 14	$12,3 \pm 1,2$
HIJING, 14 TeV, p+p	4145 ± 64	528 ± 23	$12,7 \pm 0,8$
PYTHIA, 14 TeV, p+p	578 ± 24	73 ± 9	$12,6 \pm 2,1$
HIJING, 200 GeV, Au+Au	3942 ± 63	475 ± 22	$12,1 \pm 0,8$
THERMINATOR, 200 GeV, Au+Au	859 ± 29	107 ± 10	$12,4 \pm 1,6$

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

A keletkezett részecskék és az ebből képzett párok arányának vizsgálata a 3. 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.

Szimuláció típusa	Pionok száma eseményenként (db)	Pion párok száma eseményenként (db)
HIJING, 200 GeV, p+p	$8,26 \pm 0,03$	$41,15 \pm 0,06$
PYTHIA, 200 GeV, p+p	$11,03 \pm 0,03$	$64,32 \pm 0,08$
HIJING, 14 TeV, p+p	$42,2 \pm 0,2$	$1341,4 \pm 1,2$
PYTHIA, 14 TeV, p+p	$43,4 \pm 0,2$	$1242,7 \pm 1,1$
HIJING, 200 GeV, Au+Au	$2326,8 \pm 6,6$	2664586 ± 1632
THERMINATOR, 200 GeV, Au+Au	$1021,0 \pm 3,2$	514153 ± 271

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

B. PYTHIA 8.135

PYTHIA esetében 500 000 proton-proton eseményt szimuláltam 200 GeV tömegközépponti energián, amikor a STAR és a PHENIX típusú geometriai vágásokat vizsgáltam, és 10 000 proton-proton eseményt szimuláltam 200 GeV tömegközépponti energián, amikor a vágás nélküli esetet vizsgáltam. A 14 TeV-es proton-proton szimulációkor 10 000 eseményt használtam az ALICE típusú geometriai vágás esetén és 1 000 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 [23] 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 500 000 proton-proton eseményt szimuláltam 200 GeV tömegközépponti energián, amikor a STAR és a PHENIX típusú geometriai vágásokat vizsgáltam, és 10 000 proton-proton eseményt szimuláltam 200 GeV tömegközépponti energián, amikor a vágás nélküli esetet vizsgáltam. A 14 TeV-es proton-proton szimulációkor is ugyanúgy, mint a PYTHIA esetében, 10 000 eseményt használtam az ALICE típusú geometriai vágás esetén és 1 000 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 [23] 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

```

D. THERMINATOR 2.0.3

THERMINATOR esetében PHENIX típusú vágás vizsgálatához 1 000 eseményt generáltam, STAR típusú vágáshoz 100 eseményt, vágás nélkül pedig ugyancsak 100 eseményt generáltam, de nem vizsgáltam az összeset a futási idő hossza miatt. A THERMINATOR esetében a generálás paramétereit részben az events.ini fájl, részben pedig a lhyquid2dbi.ini nevű fájl tartalmazza. Ezeknek egy részlete látható alább. A további beállítások a FreezeFile tartalmazza. Az általam használt fájl 200 GeV-es arany-arany ütközéseket szimulál 0 – 5% centralitással. A THERMINATOR által gyártott fájl feldolgozásához használt program megtalálható a [23] honlapon.

events.ini:

```
[FreezeOut]
FreezeOutModel = Lhyquid2DBI
[Event]
NumberOfEvents = 100
EventFileType = text
[Primordial]
MultiplicityDistribution = Poisson
IntegrateSamples = 5000000
[Random]
Randomize = 1
[Directories]
FreezeOutDir = fomodel/
```

lhyquid2dbi.ini:

```
[Ranges]
RapPRange = 4.0
RapSRange = 8.0
[Hypersurface]
FreezeFile = lhyquid2dbi/RHIC AuAu200c0005Ti500ti025Tf145.xml
```

E. Használt programok

A dolgozat elkészítéséhez több programot használtam. Az ábrák egy része a Root 5.26/00 verziójával [24] készült (6–9. ábrák). Az 5. 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 PYTHIA-val, HIJING-gal vagy THERMINATOR-ral 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 és a tömegnégyzet kritériumok ellenőrzését. Azért bontottam két lépésre az adatok feldolgozását, mert így a Root Tree formátumú fájl mind a három szimulátor esetében ugyanazzal a programmal tudtam vizsgálni.

F. Adattáblázatok

A következő táblázatokban az a , b , c és d mennyiségek a korábban már definiált négy kategóriát jelentik. Ezeknek az összefoglalása a 4. táblázatban látható.

a	η' -ből származó pion (pion pár), ami beleesik a tömegnégyzet tartományokba
b	η' -ből származó pion (pion pár), ami nem esik bele a tömegnégyzet tartományokba
c	nem η' -ből származó pion (pion pár), ami beleesik a tömegnégyzet tartományokba
d	nem η' -ből származó pion (pion pár), ami nem esik bele a tömegnégyzet tartományokba

4. táblázat. Az a , b , c , és d mennyiségek magyarázata.

Proton-proton szimulációk 200 GeV tömegközépponti energián

A 200 GeV tömegközépponti energián készült proton-proton szimuláció eredményei geometriai vágás nélkül az 5. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 20 000 eseményre vonatkozik.

	PYTHIA pion párok száma (db)	HIJING pion párok száma (db)	PYTHIA pionok száma (db)	HIJING pionok száma (db)
Összes	$1\,212\,563 \pm 1\,101$	$775\,983 \pm 881$	$213\,514 \pm 462$	$159\,355 \pm 399$
a	343 ± 19	$1\,874 \pm 43$	695 ± 26	$3\,816 \pm 62$
b	19 ± 4	106 ± 10	29 ± 5	144 ± 12
c	$30\,897 \pm 176$	$27\,497 \pm 166$	$30\,618 \pm 175$	$22\,532 \pm 150$
d	$1\,181\,304 \pm 1\,087$	$746\,506 \pm 864$	$182\,172 \pm 427$	$132\,863 \pm 365$

5. táblázat. 200 GeV tömegközépponti energián készült proton-proton eredmények geometriai vágás nélkül. Minden adat 20 000 eseményre vonatkozik.

A számítógépes szimuláció eredményei STAR típusú geometriai vágással a 6. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 1 000 000 eseményre vonatkozik.

	PYTHIA pion párok száma (db)	HIJING pion párok száma (db)	PYTHIA pionok száma (db)	HIJING pionok száma (db)
Összes	$1\,086\,847 \pm 1\,043$	$749\,318 \pm 866$	$1\,339\,311 \pm 1\,157$	$1\,002\,077 \pm 1\,001$
a	318 ± 18	$1\,584 \pm 40$	$1\,047 \pm 32$	$5\,365 \pm 73$
b	418 ± 20	$2\,285 \pm 48$	$2\,540 \pm 50$	$13\,620 \pm 117$
c	$41\,614 \pm 204$	$36\,535 \pm 191$	$58\,585 \pm 242$	$45\,680 \pm 214$
d	$1\,044\,497 \pm 1\,022$	$708\,914 \pm 842$	$1\,277\,139 \pm 1\,130$	$937\,412 \pm 968$

6. táblázat. 200 GeV tömegközépponti energián készült proton-proton eredmények STAR típusú geometriai vágással. Minden adat 1 000 000 eseményre vonatkozik.

A számítógépes szimuláció eredményei PHENIX típusú geometriai vágással a 7. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 1 000 000 eseményre vonatkozik.

	PYTHIA pion párok száma (db)	HIJING pion párok száma (db)	PYTHIA pionok száma (db)	HIJING pionok száma (db)
Összes	$133\,012 \pm 365$	$91\,464 \pm 302$	$467\,981 \pm 684$	$349\,407 \pm 591$
a	33 ± 6	122 ± 11	111 ± 11	463 ± 22
b	95 ± 10	557 ± 24	$1\,120 \pm 34$	$6\,114 \pm 78$
c	$3\,717 \pm 61$	$3\,115 \pm 56$	$6\,020 \pm 78$	$4\,723 \pm 69$
d	$129\,167 \pm 359$	$49\,278 \pm 222$	$460\,730 \pm 679$	$338\,107 \pm 582$

7. táblázat. 200 GeV tömegközépponti energián készült proton-proton eredmények PHENIX típusú geometriai vágással. Minden adat 1 000 000 eseményre vonatkozik.

Proton-proton szimulációk 14 TeV tömegközépponti energián

A 14 TeV tömegközépponti energián készült proton-proton szimuláció eredményei geometriai vágás nélkül a 8. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 2 000 eseményre vonatkozik.

	PYTHIA pion párok száma (db)	HIJING pion párok száma (db)	PYTHIA pionok száma (db)	HIJING pionok száma (db)
Összes	$2\,454\,585 \pm 1\,567$	$2\,662\,815 \pm 1\,632$	$86\,019 \pm 293$	$83\,859 \pm 290$
a	137 ± 12	$1\,028 \pm 32$	283 ± 17	$2\,085 \pm 46$
b	9 ± 3	28 ± 5	9 ± 3	27 ± 5
c	$65\,091 \pm 255$	$123\,672 \pm 352$	$32\,100 \pm 179$	$39\,506 \pm 199$
d	$2\,389\,348 \pm 1\,546$	$2\,538\,087 \pm 1\,593$	$53\,627 \pm 232$	$42\,241 \pm 206$

8. táblázat. 14 TeV tömegközépponti energián készült proton-proton eredmények geometriai vágás nélkül. Minden adat 2 000 eseményre vonatkozik.

A számítógépes szimuláció eredményei CMS típusú geometriai vágással a 9. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 2 000 eseményre vonatkozik.

	PYTHIA pion párok száma (db)	HIJING pion párok száma (db)	PYTHIA pionok száma (db)	HIJING pionok száma (db)
Összes	$474\,919 \pm 689$	$455\,923 \pm 675$	$35\,594 \pm 189$	$32\,929 \pm 182$
a	37 ± 6	291 ± 17	84 ± 9	679 ± 26
b	4 ± 2	21 ± 5	9 ± 3	58 ± 8
c	$27\,578 \pm 166$	$46\,546 \pm 216$	$13\,859 \pm 118$	$15\,574 \pm 125$
d	$447\,300 \pm 669$	$409\,065 \pm 640$	$21\,642 \pm 147$	$16\,618 \pm 129$

9. táblázat. 14 TeV tömegközépponti energián készült proton-proton eredmények CMS típusú geometriai vágással. Minden adat 2 000 eseményre vonatkozik.

A számítógépes szimuláció eredményei ALICE típusú geometriai vágással a 10. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és minden eredmény 20 000 eseményre vonatkozik.

	PYTHIA pion párok száma (db)	HIJING pion párok száma (db)	PYTHIA pionok száma (db)	HIJING pionok száma (db)
Összes	$511\,196 \pm 715$	$467\,780 \pm 684$	$115\,150 \pm 339$	$103\,099 \pm 321$
a	94 ± 10	491 ± 22	283 ± 17	$1\,564 \pm 40$
b	11 ± 3	107 ± 10	50 ± 7	433 ± 21
c	$45\,840 \pm 214$	$81\,895 \pm 286$	$33\,219 \pm 182$	$40\,346 \pm 201$
d	$46\,5251 \pm 682$	$385\,287 \pm 620$	$81\,598 \pm 286$	$60\,756 \pm 247$

10. táblázat. 14 TeV tömegközépponti energián készült proton-proton eredmények ALICE típusú geometriai vágással. Minden adat 20 000 eseményre vonatkozik.

Arany-arany szimulációk 200 GeV nukleononkénti tömegközépponti energián

A 200 GeV nukleononkénti tömegközépponti energián készült arany-arany szimuláció eredményei geometriai vágás nélkül a 11. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és párok esetében a HIJING-gal készült eredmények 1 eseményre, a THERMINATOR-ral készült eredmények 7 eseményre vonatkoznak. Egyes pionok esetében a HIJING-gal készült eredmények 62 eseményre, a THERMINATOR-ral készültek pedig 200 eseményre vonatkoznak.

	HIJING pion párok száma (db)	THERMINATOR pion párok száma (db)	HIJING pionok száma (db)	THERMINATOR pionok száma (db)
Összes	$2\,664\,586 \pm 1\,632$	$3\,599\,072 \pm 1\,897$	$144\,028 \pm 380$	$102\,195 \pm 320$
a	26 ± 5	9 ± 3	$3\,474 \pm 59$	428 ± 21
b	0 ± 1	0 ± 1	0 ± 1	0 ± 1
c	$513\,746 \pm 717$	$786\,957 \pm 887$	$140\,454 \pm 375$	$205\,659 \pm 453$
d	$2\,150\,814 \pm 1\,467$	$2\,812\,106 \pm 1\,677$	100 ± 10	122 ± 11

11. táblázat. 200 GeV tömegközépponti energián készült arany-arany eredmények geometriai vágás nélkül. Párok esetében a HIJING-gal készült eredmények 1 eseményre, a THERMINATOR-ral készült eredmények 7 eseményre vonatkoznak. Egyes pionok esetében a HIJING-gal készült eredmények 62 eseményre, a THERMINATOR-ral készültek 200 eseményre vonatkoznak.

A számítógépes szimuláció eredményei STAR típusú geometriai vágással a 12. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható. Az eredmények egyes pionok esetében 200 eseményre, a párok esetében HIJING-gal szimulálva 57 eseményre, THERMINATOR-ral pedig 200 eseményre vonatkoznak.

A számítógépes szimuláció eredményei PHENIX típusú geometriai vágással a 13. táblázatban láthatók. Minden esetben a π^+ és π^- eredmények összege látható, és a HIJING-gal készült eredmények 200 eseményre vonatkoznak, a THERMINATOR-ral készültek pedig 2 000 eseményre.

	HIJING pion párok száma (db)	THERMINATOR pion párok száma (db)	HIJING pionok száma (db)	THERMINATOR pionok száma (db)
Összes	$4\,018\,620 \pm 2\,005$	$5\,052\,532 \pm 2\,248$	$75\,611 \pm 275$	$44\,959 \pm 212$
a	96 ± 10	15 ± 4	$1\,534 \pm 39$	61 ± 8
b	0 ± 1	0 ± 1	0 ± 1	0 ± 1
c	$1\,991\,200 \pm 1\,411$	$2\,103\,524 \pm 1\,450$	$74\,046 \pm 272$	$44\,866 \pm 212$
d	$2\,027\,324 \pm 1\,424$	$2\,948\,993 \pm 1\,717$	31 ± 6	32 ± 6

12. táblázat. 200 GeV tömegközépponti energián készült arany-arany eredmények STAR típusú geometriai vágással. Az eredmények egyes pionok esetében 200 eseményre, a párok esetében HIJING-gal szimulálva 57 eseményre, THERMINATOR-ral pedig 200 eseményre vonatkoznak.

	HIJING pion párok száma (db)	THERMINATOR pion párok száma (db)	HIJING pionok száma (db)	THERMINATOR pionok száma (db)
Összes	$1\,753\,304 \pm 1\,324$	$6\,192\,209 \pm 2\,488$	$26\,519 \pm 163$	$157\,341 \pm 397$
a	70 ± 8	47 ± 7	367 ± 19	280 ± 17
b	0 ± 1	0 ± 1	0 ± 1	0 ± 1
c	$1\,193\,870 \pm 1\,093$	$3\,700\,331 \pm 1\,924$	$25\,962 \pm 161$	$156\,901 \pm 396$
d	$559\,364 \pm 748$	$2\,491\,831 \pm 1\,579$	8 ± 3	160 ± 13

13. táblázat. 200 GeV tömegközépponti energián készült arany-arany eredmények PHENIX típusú geometriai vágással. A HIJING-gal készült eredmények 200 eseményre vonatkoznak, a THERMINATOR-ral készültek pedig 2000 eseményre.

Hivatkozások

- [1] M. Csanád and M. Kőfaragó, Eur.Phys.J.A [közlésre elfogadva], arXiv:1101.1276 (2011).
- [2] M. Csanád and M. Kőfaragó, arXiv:1101.1192.
- [3] RHIC, <http://www.bnl.gov/RHIC/>.
- [4] A. Adare *et al.*, Phys.Rev.Lett. **104**, 132301 (2010).
- [5] K. Adcox *et al.*, Nucl.Phys. **A757**, 184 (2005).
- [6] LHC, <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>.
- [7] D. J. Gross, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **74**, 426 (1999).
- [8] J. I. Kapusta, D. Kharzeev, and L. D. McLerran, Phys.Rev. **D53**, 5028 (1996).
- [9] T. Csörgő, R. Vértési, and J. Sziklai, arXiv:0912.5526.
- [10] K. Nakamura and P. D. Group, Journal of Physics G **37**, 075021 (2010).
- [11] Z. Fodor and S. Katz, arXiv:0908.3341.
- [12] A. Adare *et al.*, Phys. Rev. **C81**, 034911 (2010).
- [13] S. Vance, T. Csörgő, and D. Kharzeev, Phys.Rev.Lett. **81**, 2205 (1998).
- [14] T. Csörgő, Heavy Ion Phys. **15**, 1 (2002).
- [15] T. Csörgő, D. Kharzeev, and S. Vance, arXiv:hep-ph/9910436.
- [16] R. Vértési, T. Csörgő, and J. Sziklai, arXiv:0912.0258.
- [17] M. Csanád, Nucl.Phys. **A774**, 611 (2006).
- [18] K. Kulka and B. Lorstad, Nucl.Instrum.Meth. **A295**, 443 (1990).
- [19] B. Alver *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 142301 (2009).
- [20] PYTHIA, <http://home.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html>.
- [21] HIJING, <http://www-nsdth.lbl.gov/~xnwang/hijing/>.
- [22] THERMINATOR, <http://therminator2.ifj.edu.pl/>.
- [23] Teljes programkód, <http://mkofarago.web.elte.hu/tdk/>.
- [24] ROOT, <http://root.cern.ch/drupal/>.