

# Válasz Dr. Csörgő Tamás bírálatára

Köszönöm Dr. Csörgő Tamásnak a dolgozatom figyelmes átolvasását, a bírálat megírására fordított munkáját, kritikáit és támogató véleményét. Kérdéseire és megjegyzéseire (ebben a sorrendben) az alábbiakban válaszolok.

## 1. Válaszok a bíráló kérdéseire

1. kérdés: *Tanulmányozták-e a PHOBOS-ban a 4. ábrán feltüntetett centralitás változók és a ZDC korrelációit? Hasonlóan a CMS-ben tanulmányozták-e a HF kaloriméter és a ZDC korrelációi segítségével meghatározható centralitás-osztályok és a csupán a HF összenergia mérésen alapuló centralitás osztályok kapcsolatát? Mennyire lehetne lecsökkenteni ilyen módon a periferiális ütközések centralitás-osztályainak átfedését?*

A ZDC önmagában nem alkalmas a centralitás meghatározására, hiszen centrális és nagyon periférikus ütközésekben kevés, közepesen periférikus ütközésekben pedig sok neutron érkezik a ZDC-be, ezért minden ZDC energiához kétféle centralitás tartozhat. Emiatt a centralitás változók és a ZDC korrelációit önmagában nem vizsgáltuk. Tanulmányoztuk viszont a ZDC és egy másik detektor, a *Paddle Scintillator* detektor jeleinek korrelációját, amint a dolgozatom [112] hivatkozásának C.5 ábrája mutatja. A centralitás függvényében a *Paddle* detektor jele monoton növekszik, és jól korrelál a ZDC detektor jeleivel a centralitás nagy tartományában. A ZDC tehát segített megérteni a centralitás és a *Paddle* detektor jeleinek összefüggését általánosságban, és bizonyítani, hogy mindkét detektor érzékeny az Au+Au ütközés centralitására. A fent említett okok miatt a kettő közül a *Paddle* detektor jele volt monoton összefüggésben a centralitással, ezért a PHOBOS kísérletben a centralitás mérésére a *Paddle* detektort, illetve később esetenként az *Octagon* detektort, de nem a ZDC detektort használtuk. Ahhoz, hogy a résztvevő nukleonok számát ( $N_{part}$ ) összefüggésbe hozzuk a ZDC által detektált neutronok számával, szükség van egy olyan modellre, amely jól leírja az atommag felhasadását és multifragmentációját, valamint a deuteron koaleszcenciát, és megbízhatóan megadja a szemléltető neutronok számát. Ilyen modell nem állt rendelkezésünkre a PHOBOS kísérletben, és a ZDC nélkül is elfogadható centralitás osztályozást lehetett elérni. További aggályunk volt a ZDC-vel kapcsolatban a PHOBOS-ban, hogy a határfok nagyon centrális és nagyon periférikus ütközésekben nem volt 100%, különösen a kis magok ütközésénél és kis energián, és a ZDC-re alapozott mérések során ezzel a határfokkal számolnunk kellett volna. A PHOBOS program fontos része volt, hogy különböző atommagok ütközéseit többféle ütközési energián hasonlítsuk össze, és ehhez nagyon fontosnak ítéltük, hogy a centralitás-meghatározáshoz használt detektor minél

egyszerűbb, megbízhatóbb és nagy határfokú legyen. A ZDC kalibrációja is nehézségeket okozott a legkisebb és a legnagyobb energiák esetén. Ezek a nehézségek mind megoldhatók lettek volna, ha több alkalmas munkaeerő állt volna rendelkezésre, de a PHOBOS kísérlet igen szűkös létszámából optimálisan gazdálkodva ez a munka nem élvezhetett nagy prioritást. A ZDC detektor jeleinek időzítését viszont továbbra is használtuk a nyaláb-gáz ütközések kiszűrésére.

A CMS kísérletben ehhez nagyon hasonló a helyzet: a HF kaloriméter által detektált energiát használjuk a centralitás mérésére, a ZDC kalorimétert egyelőre nem. Tanulmányoztuk például a szemlélő neutronok eloszlását p+Pb ütközésekben az EPOS Monte-Carlo szimuláció segítségével, de a ZDC detektor szimulációja még nem működik megfelelően. Emiatt arról sincs még információnk, hogy a ZDC segítségével mennyire lehetne pl. az  $N_{part}$  változóban élesebb határokkal rendelkező centralitás-osztályokat definiálni. Ezek a vizsgálatok és az ezzel kapcsolatos munka jelenleg is folyik. A ZDC által elnyelt energia, a pixel detektorban talált klaszterek száma és a HF kaloriméterben elnyelt energia korrelációit, valamint az így kapott kétdimenziós eloszlás linearizálását és centralitás-osztályozását jelenleg még publikus dokumentumaink nem tartalmazzák.

A legismertebb példa arra, hogy a ZDC is a centralitásmérés szolgálatába állt, a PHENIX kísérlet. Itt a ZDC és BBC detektorok jeleinek kétdimenziós eloszlását osztották fel, lényegében itt is egydimenzióssá téve a problémát, de az osztályokat mindkét detektor adatai alapján, nem faktorizálható módon definiálták [1, 2]. Megfelelő Monte Carlo szimuláció segítségével itt is megállapíthatók az  $N_{part}$  eloszlásai az így definiált osztályokban. Annak ellenére, hogy a PHENIX kísérlet a BBC és a ZDC detektorokat is használta, az  $N_{coll}$  mennyiség szisztematikus hibáját centrális ütközésekben 10% körüli értékre becsülték [3], míg a PHOBOS (a ZDC használata nélkül) csak 7% körülre (a dolgozat [112] hivatkozása). Ez azonban sok más okból is lehetséges, pl. a használt Glauber-modell paramétereinek variálásától is függ.

A bíráló a 11. oldalon arra kért, hogy ismertessem a ZDC és a BSC detektorok korrelációjával előállítható óra-ábrák bevezetésének lehetőségét. A fent leírtak mellett ez azért sem lehetséges, mert a BSC detektor jeleit a CMS adatkiolvasó rendszere nem fogadja, így az adatokból ez nem állítható vissza. A BSC detektor szándékosan a CMS-től teljesen független és megbízható kiolvasórendszerrel rendelkezik, amelyet akkor is működtetünk, ha a CMS-ben éppen nem történik adatfelvétel. Ennek az az oka, hogy a BSC detektor feladata részben a nyaláb-tisztaság és a nyalábból származó sugárzás mérése, minden CMS-ben történő tevékenységtől függetlenül is. Viszont a ZDC és a HF által detektált energia, valamint a ZDC és a pixel klaszterek illetve a töltött részecskék száma közötti összefüggést jelenleg is vizsgáljuk a CMS-ben.

2. kérdés: A jelölt a 30. oldalon a CMS detektoron vízszintesen áthaladó részecskékről illetve ezek záporairól ír, azzal kapcsolatban, hogy ezek a nyomok szétválasztandók a gyorsító p+p ütközéseiből keletkezett részecskék nyomaitól. Kérdésem, hogy mi a fizikai oka, a forrása

ezen vízszintesen mozgó részecskéknél? Nyilván nem kozmikus eredetűek, talán a nyaláb-halo vagy a nyaláb-fal kölcsönhatásokban keletkező részecskékről lehet szó. Milyen típusú részecskék mozognak ilyen módon?

Ezek a részecskék valóban nem kozmikus eredetűek. Jelenlétük és fluxusuk jól jellemzi az LHC-ben tárolt nyaláb "tisztaságát", és arányos a nyalábintenzitással (de nem a luminozitással). Emiatt jelentőségük sokkal nagyobb volt az LHC beindulásakor, mint ma, hiszen akkor a p+p ütközési frekvencia csak mindössze az 1-10 Hz tartományban volt, ehhez képest nem elhanyagolható nyalábintenzitások mellett.

Ezen részecskék eredete a protonok (illetve Pb ionok) ütközése a nyalábcsőben, a vákuumban (kb.  $10^{-8}$  Pa) kis számban előforduló atommagokkal ( $\approx 10^8/\text{cm}^3$ ). A nem pontosan a megfelelő pályán haladó protonokat az LHC-ben a kísérletektől távol elhelyezett kollimátorok távolítják el, de ezek kis része elérheti a CMS-hez közelebbi kollimátorokat is, azoknak ütközve részecskezáporkat okozva.

Ezen ütközések során jelentős számú hadron keletkezik, amelyek a nyalábbal majdnem teljesen párhuzamosan repülnek, de kisebb energiájúak. Ezeket a részecskéket tehát az LHC dipólmágnesei nem tartják a megfelelő pályán, hanem azok beleütköznek a vákuumcső falába, illetve az azon kívül elhelyezkedő bármilyen anyagba. Itt további részecskék keletkeznek. A keletkezett részecskék nagy része töltött pion, melyek bomlásából müonok származnak, amelyek számos esetben át tudnak hatolni a CMS detektor elemein és belső érzékeny térfogatán. Minél közelebb történik az elsődleges proton-atommag ütközés a CMS detektorhoz (különösen abban a tartományban, ahol már nincsenek dipólmágnesek), annál nagyobb eséllyel kerülhetnek a CMS központi nyomkövető detektorába a HF kalorimétert elkerülő hadronok (záporai) vagy magányos müonok, amelyek át tudnak hatolni a HF kaloriméteren. A nyomkövető detektor vékony rétegein ezek a részecskék esetenként a szilíciumlapokkal párhuzamosan, azok belsejében haladnak át óriási energialeadást eredményezve sok, egymás melletti pixelben. A BSC detektor alkalmas arra, hogy megállapítsa a pozitív és negatív oldalon elhelyezett BSC modulok jeleinek időkülönbségéből, hogy egy esemény konzisztens-e proton-proton ütközésekkel (ekkor az időjelek közel egyidejűek), vagy pedig a CMS detektoron egyirányban áthaladó részecské(k)ről van szó, amelyek 72 ns időeltéréssel érkező jeleket okoznak (hiszen ezek a részecskék jó közelítéssel fénysebességgel haladnak).

Minderre tekintettel kétfajta BSC trigger is terveztem és kiviteleztem, amelyek az ilyen anomális események kiszűrését szolgálták, és használatban voltak a CMS kísérlet számos korai publikációjában. Az egyik a "beam halo" trigger volt, amely megkívánta hogy a BSC detektorok az ütközési pont mindkét oldalán jelezenek kb. 72 ns időkülönbséggel, a másik pedig a "beam splash" trigger, amely bármelyik oldalon legalább két BSC szegmens jelzését követelte meg (arra gondolva, hogy a hadronok nem tudnak áthatolni a HF kaloriméteren, így nem feltétlenül szólal meg a BSC detektor az ütközési pont mindkét oldalán). Ez utóbbit természetesen akti-

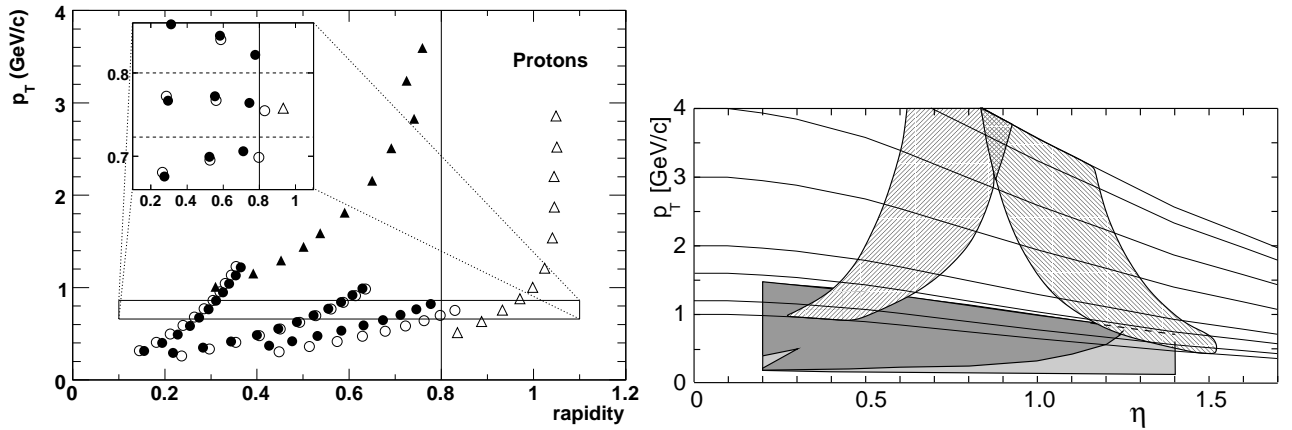
válthatja egy szabályos p+p ütközés is, viszont ennek a triggernek a frekvenciája és a más BSC triggerекből kapott ütközési frekvencia különbsége jól jellemezte az LHC nyaláb tisztaságát, ami kezdetben a BSC nagy érzékenysége miatt igen hasznos volt.

3. kérdés: A 33. oldalon található 16. ábra a BSC trigger egy részének, a minimum bias triggernek a vázlatos kapcsolási rajzát mutatja, feltüntetve, hogy a szerzője Alan Bell és Veres Gábor. Alan Bell neve a köszönetnyilvánításban is szerepel. Mi volt a munkamegosztás, az ábra mennyiben Alan Bell, mennyiben a jelölt munkája?

A trigger logika tervezése és a QDC modulok megrendelése, beszerzése és beépítése, a trigger CMS felé történő integrálása teljesen; a trigger kivitelezése, tesztelése és beállításai pedig 80%-ban az én feladataim voltak. Alan Bell mérnök kollégám főleg a többi elektronikai modul beszerzésével, valamint a trigger rátát és a jel nagyságokat kiolvasó *scaler*-ek és QDC-k kiolvasásával foglalkozott, amelyek privát adatokat szolgáltatottak a *Beam Radiation Monitoring* csoport számára, de sem a CMS kísérlet működéséhez, sem a triggerekhez nem voltak szükségesek. A kapcsolási rajzok elkészítését a helyszínen magam végeztem, és felajánlottam a rajzok digitális verzióinak elkészítését is, de Alan Bell ragaszkodott hozzá, hogy ezeket a rajzokat ő készítse el a kézirataimat használva. Alan Bell volt továbbá, aki újrahasznosította és megépítette a szcintillátor hardvert még jóval a CERN-be érkezésem előtt, *Beam Radiation Monitoring* célra, viszont fizikai triggerként való használata megérkezésemig és ilyen irányú kezdeményezésemig nem is merült fel.

4. kérdés: A 64. oldalon a jelölt azt írja: "Amiatt, hogy a TOF falak helye rögzített, a különböző tömegű részecskék kissé eltérő átlagos impulzussal rendelkeznek, mely változik a transzverzális impulzus és a mágnes polaritásának függvényében. Ezért a számos, különböző detektorokkal, mágnes-polaritásokkal mért adatpontot interpolációval szintetizáltuk úgy, hogy mindegyik adatpont az  $y = 0.8$  rapiditásnak feleljen meg." Nem lett volna célszerűbb megadni az akceptancia ( $y, pt$ ) függését a különböző részecskékre, és az abban az akceptanciában mért spektrumot közölni? Szó van ugyanebben a paragrafusban egy Taylor sorfejtésről is. Nem lett volna célszerűbb egy ún. kumuláns sorfejtés alkalmazása, amikor tehát a spektrumot nem egy nem pozitív definit Taylor sorral ( $a + b pt + c pt^{**2} \dots$ ) hanem egy mindig pozitív definit ún. kumuláns sorba ( $pt^{**alpha} \exp(a + b pt + c pt^{**2} \dots)$ ) fejtjük?

Minden egyes részecskefajtára (tehát kaonokra, pionokra és protonokra is) több (2 – 7) mérési adatpontunk volt minden egyes  $p_T$  érték közelében, amelyek más-más rapiditásnál helyezkedtek el (a dolgozat [180] hivatkozása). Ennek az volt az oka, hogy a TOF falak a mágneses tér kétfajta polaritásánál más-más rapiditást képviseltek, valamint a spektrométert is három rapiditás-tartományra osztottuk (1. ábra bal oldala). Ennek oka az volt, hogy a részecskeazonosítás impulzus (és nem  $p_T$ ) intervallumokban történt, és nem lett volna célszerű túl széles

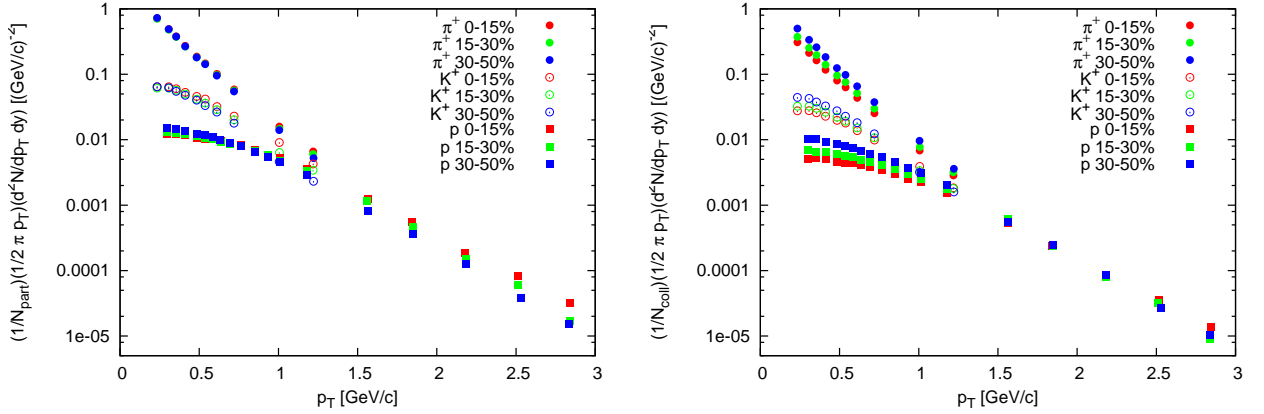


**1. ábra.** Bal oldal: a mérési pontok elhelyezkedése a  $(y, p_T)$  síkon. Jobb oldal: a részecske-azonosítás akceptanciája az  $(\eta, p_T)$  síkon. A vékony vonalak konstans impulzusokhoz tartoznak. Az ábrák a dolgozat [180] hivatkozásából származnak.

$p_T$  tartományt lefedni egy-egy ilyen impulzus-intervallumhoz tartozó adatponttal. Technikailag egyszerűbb lett volna megadni az  $(y, p_T)$  akceptanciát minden részecskére, de a  $p_T$ -spektrumban  $(3 + 1) \times 2 = 8$ , részben átfedő adatsort kellett volna közölni, ami nem célszerű; áttekinthetetlen, és éppen a fordított irányú kritikához vezetett volna. Világos volt, hogy a nyolc adatsort egyesíteni kell, és csak egyetlen spektrumot közölni. Ez a spektrum ugyan az  $y = 0.8$  értékhez van interpolálva, de a mérési adatok ekörül egy szabálytalan alakú tartományból származnak, amelyet legcélszerűbben a részecskék által lefedett  $(\eta, p_T)$  tartomány ábrájával szemléltethetünk (ez nem függ a részecske tömegétől, 1. ábra jobb oldala). A leírt eljárás célja tehát nem az volt, hogy egy adott rapiditáshoz interpoláljuk az adatokat, hanem hogy a nyolc adatsort egyesítsük; az interpoláció már csak melléktermék volt.

A Taylor-sort arra használtuk, hogy az egymáshoz  $p_T$ -ben legközelebbi adatpontokat azonos  $p_T$  értékhez igazítsuk. Ezt is az tette szükségessé, hogy a részecske-azonosítás az impulzus, és nem a  $p_T$  tartományaiban történt. A közelítést elég volt a Taylor-sor első tagjáiig folytatni:  $f(p_T + \Delta p_T) \approx f(p_T) + \Delta p_T \frac{dF(p_T)}{dp_T}$ , mivel az adott adatpontot csak igen kis  $\Delta p_T$  értékkel kellett "elmozdítani" (itt  $F(p_T)$  a mérési adatsorra illesztett alkalmas függvény). Így a közelítő sor alakjának megválasztása nem volt kritikus. A kumuláns sor alkalmazása is megfelelt volna, és lehet hogy alkalmasabb is lett volna a feladatra, de a kívánt pontosság (az egyéb mérési bizonytalanságokkal összehasonlítva) ezt nem kívánta meg. A legcélszerűbb azonban talán az lett volna, ha semmilyen sorfejtést nem használunk, és az  $F(p_T)$  függvény deriváltja helyett magát a függvényt használjuk az extrapolációra:  $f(p_T + \Delta p_T) \approx f(p_T) + F(p_T + \Delta p_T) - F(p_T)$ .

5. kérdés: *Mi a PHOBOS Au+Au ütközéseiben mért azonosított részecske spektrum szisztematikus hibája? Vizsgálták-e a szisztematikus hibáinak három lehetséges csoportját (pontról pontra ingadozó,  $p_T$  függő korrelált és  $p_T$  független, de pontról-pontra korrelált hibák)? Mit*



**2. ábra.** A pozitív pionok, kaonok és protonok transzverzális-impulzus eloszlása három centralitász osztályban Au+Au ütközésekben  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  GeV energián, az  $\langle N_{part} \rangle$  mennyiséggel (bal oldal) és az  $\langle N_{coll} \rangle$  mennyiséggel (jobb oldal) normálva. Az adatok a dolgozatomban [180] szám alatt hivatkozott publikációból származnak.

*jelent az, hogy az Au+Au ütközésekben az azonosított részecskék spektrumának centralitás függése nem túl jelentős? Értelmezze ezt a kérdést a nukleáris módosulási faktor, az  $R_{AA}$  jól ismert centralitásfüggése kontextusában.*

Az azonosított részecskék spektrumának szisztematikus mérési bizonytalansága több részből tevődik össze. Pontról pontra ingadozó bizonytalanság volt a különböző detektorok és pszeudorapiditás-tartományok kombinálásából adódó szisztematikus bizonytalanság (4-5%).  $p_T$ -függő korrelált bizonytalanságok: a PHOBOS spektrométer akceptanciájának és részecsképálya-rekonstrukciós hatásfokának bizonytalansága 5% és 9% között volt, és a  $p_T$  függvényében csökkent. A protonok esetén a gyenge bomlásokból származó másodlagos protonok korrekciójának bizonytalansága 4% és 8% között volt, és szintén csökkent a  $p_T$  függvényében. A pionok esetében ez a bizonytalanság csak 1% volt. A detektorban másodlagos ütközésekkel keltett protonok korrekciójának bizonytalansága szintén 1%. A hibásan rekonstruált, nem valós részecsképályák korrekciójának bizonytalansága 2%.  $p_T$ -független, pontról pontra korrelált bizonytalanság volt a Spektrométer (5%) és a Repülési Idő Fal (2%) működésképtelen elektronikus csatornáinak számából adódó bizonytalanság, valamint a Spektrométer betöltöttségéből származó korrekció bizonytalansága (3%).

A fent felsorolt bizonytalanságok némelyike értelemszerűen a centralitástól is függött, hiszen ez befolyásolta a detektorok betöltöttségét. Összességében a szisztematikus bizonytalanságok mértéke protonokra és antiprotonokra 14-16%, pionokra 13-15%, kaonokra 11-14% volt, és enyhén változott a  $p_T$  függvényében.

Dolgozatomban nem állítottam, hogy "az Au+Au ütközésekben az azonosított részecskék spektrumának centralitás függése nem túl jelentős". Azt állítottam, hogy a "spektrumok **alakjának** centralitásfüggése nem túl jelentős". Ez azt jelenti, hogy megfelelő konstans faktorok-

kal besorozva a különböző centralitás-tartományokhoz tartozó spektrumok közelítőleg fedésbe hozhatók, tehát a spektrumok alakja hasonló. Ez különösen a pionokra igaz, ahogy azt a 2. ábra bal oldala szemlélteti, ahol a spektrumokat az egyes centralitásokhoz tartozó átlagos  $N_{part}$  mennyiséggel normáltam. A pion spektrum alakjában szinte semmilyen centralitásfüggés nem figyelhető meg, míg a protonok és kaonok spektruma a centrális ütközésekben "keményebb", mint a periférikus ütközésekben. A dolgozatomban szereplő állítás arra vonatkozott, hogy mindezek az eltérések a centralitás-osztályok között eltörpülnek amellet, hogy az egyes részecskefajták spektrumának alakja mennyire eltérő. Kis transzverzális impulzusnál majdnem két nagyságrend különbség van a pionok és a protonok hozama között.

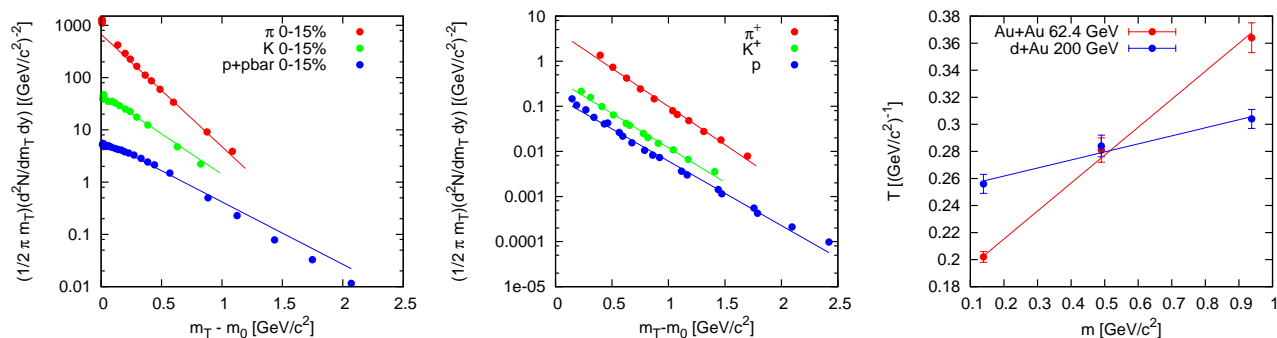
A nukleáris módosulási faktor, az  $R_{AA}$  jól ismert centralitásfüggése nem szenved csorbát, hiszen ha a spektrumokat az átlagos  $N_{coll}$  mennyiséggel normáljuk (2. ábra jobb oldala), akkor megállapíthatjuk, hogy a normált részecskehozam az egyre centrálisabb ütközések felé csökken, összhangban pl. az azonosítatlan részecskék spektrumainak ismert eredményeivel. Ez alól csak a protonok itt ábrázolt legnagyobb transzverzális impulzusú adatpontjai képeznek kivételt, de itt sajnos nem tudjuk a pionokat és a kaonokat azonosítani, amelyek ezt a tendenciát kompenzálhatják az azonosítatlan spektrumban.

*6. kérdés: Az úgynevezett "barion-anomália" tárgyalásakor említi a jet-fragmentációs és a kvark-rekombinációkon alapuló értelmezést, de nem említi a legkézenfekvőbb, hidrodinamikai alapú magyarázatot, amely ezt a jelenséget a radiális hidrodinamikai folyással, és az effektív hőmérséklet radiális folyás miatt fellépő tömegfüggésével magyarázza. Kérem, adja meg az  $m_T$ - $m$  spektrum effektív hőmérsékletének tömegfüggését a 33. ábra alapján, 62.4 GeV-es PHOBOS Au+Au ütközésekre. Értelmezhető-e a 67. oldal alján említett, d+Au és Au+Au spektrumok közötti minőségi különbség a radiális folyások nagysága közötti különbségként? Használható-e a jet-fragmentációs interpretáció a 34. ábra jobb oldalának megfelelő,  $p_T \approx 2$  GeV impulzustartományban fellépő jelenség értelmezésére?*

A radiális folyást az 55. oldalon tárgyalom az azonosított részecskékkel kapcsolatban, a 3.3.4. fejezet címében is szerepel, mivel véleményem szerint is fontos szerepet játszik a spektrumok alakjának kialakításában, bár a 66. oldalon a barion-anomáliáról szóló bekezdésben valóban nem említettem meg.

Az adatokra illesztett *blast-wave* parametrizáció [4] jól illeszkedik a mérési eredményekre, és ebből az effektív hőmérsékletre  $T = 103, 102$  illetve  $101$  MeV adódik a centrális (0-15%), közepesen centrális (15-30%) és periférikus (30-50%) ütközésekre, míg a radiális folyás sebességparaméterére  $\beta = 0.78, 0.76$  illetve  $0.72$  (a dolgozatom [180]-as hivatkozása).

A 3. ábrán látható az Au+Au és d+Au ütközésekben mért azonosított részecskék  $m_T - m_0$  eloszlása, amelyet  $A \exp(-(m_T - m_0)/T)$  exponenciális függvénnyel illesztettem, ahol  $T$  az inverz meredekség paraméter. A pionok esetén a rezonanciák bomlásainak hatását elkerülendő



**3. ábra.** Bal oldalon: pionok, kaonok és protonok (töltésállapotok összege) transzverzális tömeg eloszlása centrális Au+Au ütközésekben  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$  GeV energián, exponenciális függvényekkel illesztve. Középen: a pozitív pionok, kaonok és protonok transzverzális tömeg eloszlása d+Au ütközésekben  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV energián, exponenciális függvényekkel illesztve. Jobb oldalon: az inverz meredekség paraméterek a részecsketömeg függvényében, Au+Au és d+Au ütközésekre.

csak a  $400 \text{ MeV}/c^2$  fölötti tartományt illesztettem. Látható, hogy míg d+Au ütközésekben (középső ábra) jó illeszkedést kapunk, addig Au+Au ütközésekben (bal oldali ábra) ez már nem mondható el. A  $T$  paramétereket a részecske tömegének függvényében ábrázolva egyeneseket kapunk, melyek meredeksége  $0.207 \pm 0.010$  Au+Au ütközésekre, míg csak  $0.059 \pm 0.009$  d+Au ütközésekre (az értelemszerű dimenzióval). Ezt a mennyiséget  $0.4\beta_s^2$ -tel azonosítva a  $\beta_s$  értékre (a radiális folyás sebességparaméterére) kapott eredmények rendre  $0.72 \pm 0.02$  és  $0.39 \pm 0.03$ . A d+Au ütközésekhez tartozó sebességparaméter tehát nem nulla; hasonló következtetést vonhatunk le a CMS kísérlet p+Pb ütközéseinek eredményeiből is. Elképzelhető, hogy a kétfajta ütköző rendszer esetén mért spektrumok közötti különbség értelmezhető a radiális folyások nagysága közötti eltérésként, bár a fenti egyszerű illesztéstől kifinomultabb modellre van szükség ahhoz, hogy a spektrumok alakját megfelelően leírjuk. Fent említettem, hogy a *blast-wave* parametrizáció jól leírja a spektrumok alakját Au+Au ütközésekben. Egyébként a STAR kísérlet nagy összefoglaló cikke sem talál exponenciális  $m_T$ -eloszlásokat 62.4 GeV-es Au+Au ütközésekben, viszont a *blast-wave* parametrizációval jó leírását kapják az adatoknak [5].

A dolgozatom 22. oldalán szerepel, hogy "a d+Au és Au+Au ütközések a részecskék kollektív radiális tágulásának tekintetében is jelentősen különböznek". A folyadék halmazállapot bizonyítékai közül tehát legalább erről említést tettem a dolgozatban. Azt is említettem, hogy "Később kiderült, hogy ez a közeg inkább erősen kölcsönható, nagyon kevésbé viszkózus *folyadék*ként viselkedik.", valamint hogy "ezek a mérési adatok kielégítik a tökéletes folyadék hidrodinamikai egyenleteinek egzakt megoldásai által jósolt univerzális skálázási tulajdonságokat". Azt is említem a dolgozatban, hogy "A RHIC-ben az elliptikus áramlással kapcsolatban kapott kísérleti eredmények jó egyezést mutatnak a hidrodinamikai modellek számításaiival, ami arra utal, hogy az ütköző rendszer korán egyensúlyba kerül, és a létrehozott folyadék igen kis viszkozitással rendelkezik.", és itt hivatkozom a PHENIX kísérlet eredményeire is. Ezek miatt



nem értek egyet a bíráló kritikájával (10. oldal), miszerint "Nem jelöli meg a jelölt a dolgozatban annak kísérleti bizonyítékait sem, hogy az új anyag folyadék halmazállapotú", bár elismerem hogy nem adtam teljes körű áttekintést a témáról. A HBT sugarak kiértékelésében nem vettem részt a PHOBOS-ban, ezért nem is tárgyalom a dolgozatban. A hangsebesség és a kinematikai viszkozitás mérésében szintén nem vettem részt, és nem tárgyalom, de természetesen ettől még fontos eredménynek tartom őket a szakterületen belül, és helyes lett volna, ha hivatkozást tesztek ezekre az eredményekre. Ugyanez vonatkozik az azonosított részecskék elliptikus folyására (amelyet a PHOBOS egyáltalán nem mért) és a PHENIX direkt foton spektrum eredményeire (amely kísérletben nem vettem részt). A bíráló 13. oldala is kifogásolja, hogy az elliptikus folyás skálázásáról nem írtam többet, de az MTA doktori dolgozat feltételeit tiszteletben tartva az általam végzett kutatásra és azokra az eredményekre koncentráltam, amelyekhez a leginkább és legközvetlenebbül járultam hozzá.

A *jet* fragmentációs interpretáció nem magyarázza meg a nehézion-ütközésekben néhány GeV/c transzverzális impulzusnál kapott eredményt, miszerint a barionok száma hasonlónak válik a mezonokéhoz, mivel a DELPHI kísérlet szerint a kvark- és gluon-*jet*ekben is nagy többségben keletkeznek a pionok a protonokhoz képest az itt releváns 300 MeV/c és 10 GeV/c közötti impulzustartományban (a dolgozat [188]-as hivatkozása).

Megjegyzem továbbá, hogy a PHENIX kísérlet néhány hete beküldött publikációja [6] részletesen foglalkozik a 200 GeV-es d+Au és Au+Au ütközésekben mért azonosított részecskékkel. A cikk 4. ábráján látszik, hogy a centrális d+Au ütközésekben az egyes részecskék spektrumai laposabbak (nagyobb T paraméterrel rendelkeznek), mint a periférikus Au+Au ütközések. Ha ez a radiális folyás miatt van, akkor ez azt jelenti, hogy a centrális d+Au ütközésekben a radiális folyás meglepő módon erősebb, mint a periférikus Au+Au ütközésekben. Számomra ez azt mutatja, hogy az egyszerű exponenciális illesztés valószínűleg nem helyettesítheti a részletes, modellekkel történő összehasonlítást.

*7. kérdés: A 69. oldalon írja: "az LHC még messze nem érte el tervezett luminozitását és tömegközépponti energiáját a Pb+Pb ütközésekben". Mekkora volt az LHC integrált luminozitása és maximális tömegközépponti energiája a p+p és a Pb+Pb ütközésekben a dolgozat kéziratának lezárásakor, és hogyan változtak ezek az adatok meg a védés időpontjára?*

A kézirat lezárása 2011 szeptemberében történt. Az LHC integrált luminozitása az egyes kísérletekben más és más. A CMS kísérletnek nyújtott luminozitás a kézirat lezárásáig proton-proton ütközésekben  $2.94 \text{ fb}^{-1}$  volt ( $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ), Pb+Pb ütközésekben pedig  $7.3 \mu\text{b}^{-1}$ . A védés időpontjában az integrált luminozitás proton-proton ütközésekben  $29.44 \text{ fb}^{-1}$ , ebből  $6.14 \text{ fb}^{-1}$  7 TeV, a többi 8 TeV energián. Pb+Pb ütközésekben  $174 \mu\text{b}^{-1}$  a mai napig integrált luminozitás (2.76 TeV nukleonpáronkénti energián). Ha a p+p ütközések energiájának növekedését nem tekintjük, akkor a megállapíthatjuk, hogy a luminozitás növekedése a kéz-

irat lezárása óta p+p ütközésekben éppen a tízszeresére, Pb+Pb ütközésekben a 24-szeresére emelkedett.

A maximális tömegközépponti energia a kézirat lezárásakor p+p ütközések esetén 7 TeV, Pb+Pb ütközések esetén 2.76 TeV volt. Mára a p+p ütközések esetén elért energia 8 TeV-re emelkedett, míg az ennek megfelelő mágneses dipól beállításoknál Pb+Pb ütközések nem történtek, tehát a Pb+Pb adatokban elért legnagyobb ütközési energia azóta nem változott. Az LHC tervezett tömegközépponti energiája p+p ütközések esetén 14 TeV, Pb+Pb ütközések esetén pedig 5.5 TeV (nukleonpáronként).

*8. kérdés: A 84. oldal elején a centrális Pb+Pb ütközésekben a jet-párok aszimmetriáját a forró és sűrű közegen való áthaladással értelmezi. Hogyan függ ennek az effektusnak a nagysága a közeg méreteitől? Elképzelhető-e, hogy pl. p+Pb ütközésekben is hasonlóan forró és sűrű közeg keletkezik, mint a Pb+Pb ütközésekben, csak jóval kisebb térfogatban, és ezért a jet-aszimmetria is kisebb lehet ezekben az ütközésekben?*

A jet-párok aszimmetriája annál nagyobb, minél centrálisabb nehézion-ütközéseket vizsgálunk, ahogy azt a dolgozat 47. ábrája mutatja. Azoknak az eseményeknek a részaránya pedig csökken az  $N_{part}$  függvényében, amelyekre az aszimmetria 0.15 alatt van (a dolgozat 48. ábrája). Ebből kvalitatívan megállapítható, hogy a közeg méretének növekedésével az effektus egyre erősebbé válik (miközben természetesen az energiasűrűség és a hőmérséklet is változhat). Nem könnyű az adatokat kvantitatívan értelmezni, mivel mindkét jet elszenvedhetett valamennyi energiaveszteséget, valamint azzal, hogy legalább 120 GeV transzverzális impulzusú jet jelenlétét megköveteljük, eleve előnyben részesítjük azokat a jet párokat, amelyek a közeg felszínéhez közel történt kemény szórásból származnak.

A CMS nehézion csoportjában két másik kísérleti eredményünk is alkalmas a fenti jelenség további vizsgálatára. Az egyik a foton-jet események vizsgálata, ahol hasonló centralitásfüggő aszimmetriát figyeltünk meg [7], és mivel a fotonok szinte sértetlenül elhagyják az ütközésben létrehozott közeget, a fent említett felszíni "elfogultság" kiküszöbölhető. A másik ilyen eredmény pedig az igen nagy transzverzális impulzusú (60 GeV/c-ig) részecskék azimutiszög-eloszlásának aszimmetriája [8], amely azt mutatja, hogy a nyalábirány körül nem forgásszimmetrikus alakú ütközési zóna, illetve ott kialakult erősen kölcsönható nem forgásszimmetrikus alakú közeg aszerint változó mértékben befolyásolja a rajta áthaladó színes objektum energiáját, hogy az milyen irányban mozgott benne. Ez tehát az energiaveszteség közegben megtett úthossztól való függésére utal.

Elméleti szempontból is várunk úthosszfüggést. A közegben történő rugalmas ütközéseket figyelembe vevő QCD jóslatok szerint az energiaveszteség az úthosszal arányos, a sugárzási energiaveszteségre pedig az úthossz négyzetével arányos a jóslat [9]. Az AdS/CFT (anti-de Sitter/konform térelmélet) megfeleltetés szerint pedig az úthossz harmadik hatványával arányos

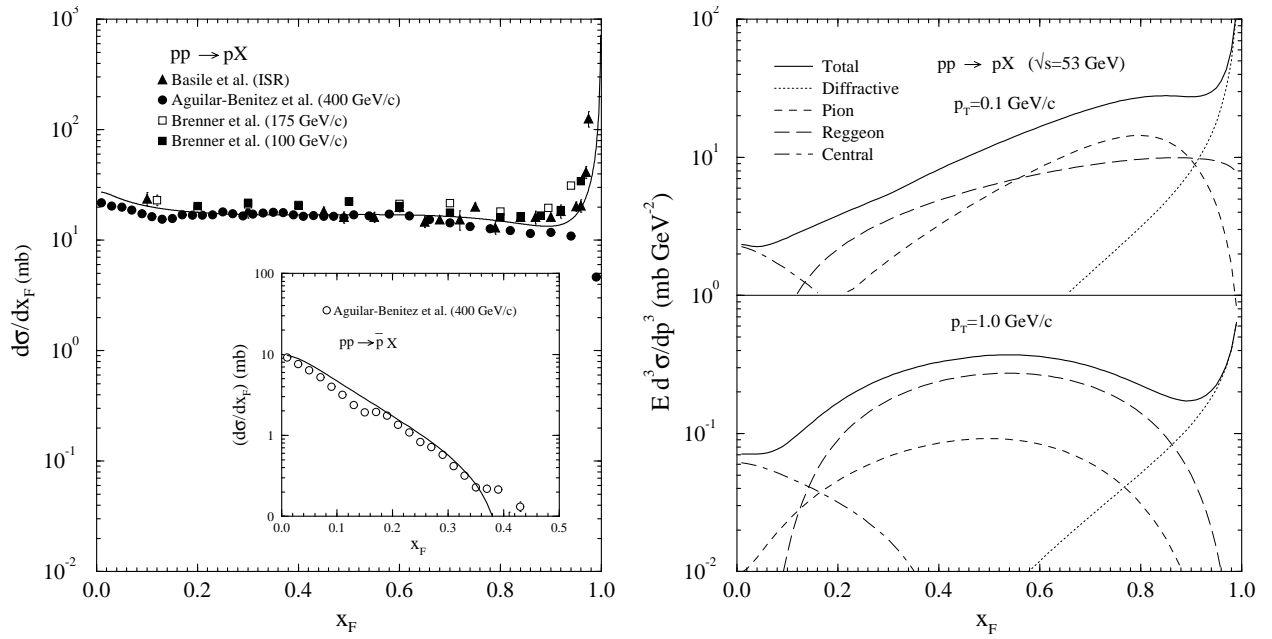
az energiaveszteség [10, 11].

Elképzelhető, hogy p+Pb ütközésekben is kialakul ilyen forró és sűrű közeg, csak kisebb térfogatban, és ezért a *jet*-aszimmetria is kisebb lehet. Ennek vizsgálata napjainkban is folyik. Ahhoz, hogy a p+Pb ütközésekhez hasonlóan kis számú résztvevő nukleont vizsgáljunk, nagyon periférikus Pb+Pb ütközéseket kell tekintenünk, amelyekben a mérések szerint legfeljebb csak kismértékű *jet*-aszimmetriát tapasztalunk. Ennek alapján p+Pb ütközésekben is csak nagyon kismértékű aszimmetriát várunk, még ilyen közeg kialakulása esetén is. Mivel kicsiny effektusról van szó, igen nehéz annak kísérleti eldöntése, hogy p+Pb ütközésekben csak ezt a nagyon kismértékű aszimmetriát látjuk, vagy még annyit sem. Ennek kvantitatív tárgyalásával várunk kell, amíg erre vonatkozó p+Pb adatok állnak majd rendelkezésre az LHC gyorsítóból, de azt hiszem, ez a mennyiség nem túl érzékeny és alkalmas annak eldöntésére, hogy p+Pb ütközésekben is kialakult-e egy kis térfogatban a nehézion-ütközésekben megfigyelt közeghez hasonló anyag. A kétrészecske-korrelációkra és azimutális aszimmetriára vonatkozó vizsgálatok valószínűleg érzékenyebb módszerek, amelyekkel valóban sikerült bizonyos hasonlóságokat kimutatni a p+p, p+Pb és Pb+Pb ütközések között; a dolgozat 6. fejezetében is említést teszek erről. A p+Pb adatokról szóló publikációnk a kézirat lezárása után született meg [12].

*9. kérdés: Milyen fizikai oka lehet a jelölt szerint annak, hogy adott tömegközépponti energián az  $e+e^-$  ütközésekben keletkező részecskék átlagos száma közelítőleg megegyezik a kétszer akkora tömegközépponti energiájú p+p ütközésekben keletkező részecskék átlagos számával? (Megj:  $N_{part}/2$  nem egyenlő a résztvevő nukleonpárok számával, a 89. oldal szövegével ellentétben (pl a párok száma csak egész, az  $N_{part}/2$  fél vagy egész szám lehet).) Mi lehet az oka annak, hogy a nehézion-ütközésekben a keletkezett résztvevők száma a participáns nukleonok számával arányos? (Megj: Ha ez igaz, akkor persze résztvevő nukleonok számának felére is fennáll az arányosság.)*

A proton-proton ütközésekben a két ütköző barion nem annihilálódik, sőt, a tömegközépponti energia kb. felét ún. vezető barionok viszik el. A részecskekeletésre fordítható energia tehát csak feleakkora lesz, mint a tömegközépponti energia, ahogy a dolgozatom 91. oldalán tárgyalom.

A vezető nukleon által elvitt átlagos energiával az NA49 kísérletben kapott eredményeim-ből írt Ph.D. disszertációmban foglalkoztam, amelyre a [238] szám alatt hivatkoztam a jelen dolgozatban. Amint az ottani 62. ábra bemutatja, a 12 és 405 GeV közötti nyalábenergia-tartományban a proton-proton és proton-antiproton ütközésekben a végállapotban talált protonok Feynman-x ( $x_F = 2p_z/\sqrt{s}$ ) eloszlása közelítőleg egyenletes 0 és 1 között (leszámítva a diffraktív csúcsot  $x_F = 1$  közelében, 4. ábra bal oldala). Ebből az következik, hogy a protonok által szállított átlagos energia a nyaláb irányában a nyalábenergia fele ( $\langle x_F \rangle = 0.5$ ). Ha leszámítjuk az  $x_F \approx 0$  tartományban keletkező proton-antiproton párokat, akkor a barionszám-



**4. ábra.** Bal oldal: A kísérleti  $p + p \rightarrow pX$  adatokat jól leíró Regge-Mueller számítás eredménye ( $p_T$ -re integrálva). Jobb oldal: a  $p + p \rightarrow pX$  folyamat  $x_F$ -függésének leírásához szükséges komponensek viszonya egy-egy adott  $p_T$  értéknél [14].

megmaradásból az is következik, hogy a protonok (első közelítésben) egyenletes  $x_F$ -eloszlása független kell hogy legyen a tömegközépponti energiától proton-proton ütközésekben (ahol a barionszám 2). Ezt a jelenséget, az ún. Feynman-skálázást kísérletileg már az 1970-es években vizsgálták a CERN ISR ütköztetőnél, és felismerték, hogy a részecske-keltésre fordítható energia nem egyezik meg  $\sqrt{s}$ -sel, mint pl.  $e^+ + e^-$  ütközések esetén, hanem abból célszerű levonni a vezető, azaz legnagyobb nyalábirányú impulzussal rendelkező barionok energiáját (vagyis az elaszticitást) [13], ha más ütköző rendszerekkel (pl.  $e^+ + e^-$ ) végzünk összehasonlításokat.

Magyarázatot, illetve elméleti leírást erre az ún. Feynman-skálázásra pl. Batista és Covolán 1999-es cikkében találunk [14]. A szerzők a Regge-Mueller formalizmus segítségével írják le a protonok impulzuseloszlását  $p+p$  ütközésekben, és azt találják, hogy a Feynman-skálázás csak  $x_F$  extrém értékeinél, azaz 0 és 1 közelében sérül, de a kettő között igen széles energiatartományban fennáll. A protonok invariáns hatáskeresztmetszetének számítása a pomeron-, pion- és reggeon-csere járulékaiknak figyelembe vételével történik. A modell bizonyos paramétereit a mérési adatokhoz kellett igazítani, felhasználva a  $p_T$  és  $x_F$  szerint differenciális mérési adatokat a  $p+p \rightarrow p+X$  inkluzív reakcióban, valamint feltételezve, hogy kis  $x_F$  értékeknél az antiproton- és protonkeltés hatáskeresztmetszete megegyezik, így felhasználva a  $p+p \rightarrow \bar{p}+X$  mérési adatokat is. Összességében minden fellelhető mérési adatot megfelelően leír a fenti három folyamat összege, ahogy a 4. ábra bal oldalán látható példa is mutatja. Az is megállapítható, hogy nem túl alacsony transzverzális impulzusnál a skálázást mutató  $x_F$ -tartományban a reggeon-csere komponens dominál (4. ábra jobb oldala).

Az irodalomban találunk olyan elemzést, amely a proton-proton ütközések tömegközépponti energiáját nem egy kettes, hanem egy hármas faktoral javasolja skálázni arra hivatkozva, hogy (leegyszerűsítve) a p+p ütközésben a protonok három valencia-kvarkjából csak az egyik vesz részt az ütközésben, míg centrális nehézion-ütközések esetén mindegyik [15].

Igaz, hogy minden egyes ütközésben  $N_{\text{part}}$  egész szám, de egyetlen ütközésre soha nem tudjuk megállapítani ezt az értéket. Ehelyett az adatokat centralitás-osztályokra bontjuk, és minden osztályban kiszámítjuk az átlagos  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  értéket, tehát egy sok eseményt tartalmazó halmazra, amely természetesen nem feltétlenül egész, hanem valós szám lesz. Az  $N_{\text{part}}$  mennyiséget ebben az értelemben használtam a 89. oldalon is, ahol sajnos az átlagolás jelölése lemaradt. Ekkor  $\langle N_{\text{part}} \rangle / 2 = \langle N_{\text{part}} / 2 \rangle$ , tehát a résztvevő nukleonok átlagos számának fele megegyezik a résztvevő nukleonpárok átlagos számával. Nem minden eseményben lesz persze azonos a két ütköző atommagban a résztvevő nukleonok száma, így párokba sem feltétlenül állíthatók, de a könnyebb fogalmazás érdekében megengedtem magamnak annyi pontatlanságot, hogy ekkor is nukleonpárokról beszéljek.

A kérdés második fele bizonyára a keletkezett részecskék, és nem a keletkezett résztvevők számára vonatkozik. Azt a kísérleti tényt, hogy a keletkezett részecskék teljes száma arányos  $N_{\text{part}}$ -tal Au+Au és d+Au ütközésekben 19.6 GeV és 200 GeV nukleonpáronkénti ütközési energián, a dolgozat 53. ábrája mutatja. Az arányossági faktor természetesen függ az energiától, és hogy milyen ütköző rendszert tekintünk. Ez az elképzelés gyakran szerepel az irodalomban, tankönyvekben is [16], és a 70-es évek közepéről származik, Bialas, Bleszynski, és Czyz sérült nukleon modelljéből (a dolgozatom [106] hivatkozása), amely a nukleon-atommag ütközésekben megfigyelt jelenségek értelmezése során született. Az a koncepció áll mögötte, hogy a keletkezett részecskék teljes számát tekintve mindegy, hogy egy adott nukleon hány ütközést szenvedett el más nukleonokkal; csak az számít, hogy hány olyan nukleon van, amely legalább egy rugalmatlan ütközést elszenvedett, azaz a mi jelölésünk szerint  $N_{\text{part}}$ .

Vannak olyan elképzelések az irodalomban, amelyek szerint az  $N_{\text{part}}$ -skálázás a Fermi-Landau formula nehézion-ütközésekre való kiterjesztésével magyarázható, miszerint az ütközésben keletkezett entrópia arányos a keletkezett részecskék számával, az entrópia pedig a nehézion-ütközés átfedési zónájának térfogatával (amely  $N_{\text{part}}$ -tal arányos) [17].

Természetesen vannak olyan, kemény szórásokban keletkezett részecskék, amelyek száma nem az  $N_{\text{part}}$  mennyiséggel arányos, hanem  $N_{\text{coll}}$ -l. Ilyenek tipikusan a ritkán bekövetkező (kis hatáskeresztmetszetű) folyamatok, pl. Z vagy W, izolált nagy energiájú fotonok, *jet*-ek és nagy transzverzális impulzusú részecskék. Az  $N_{\text{coll}}$  mennyiséggel való arányosság kísérletileg is bizonyítást nyert az LHC Pb+Pb ütközéseiben mért nagy energiájú fotonok, Z és W bozonok mérése során a CMS kísérletben [18–20], tekintve hogy ezek a részecskék nem hatnak erősen kölcsön a keletkezésük után az őket körülvevő közeggel. Ezek a részecskék a dolgozatban tárgyalt energiatartományban (tehát a RHIC energiákon) nem keletkeznek (elég nagy számban) ahhoz, hogy a részecskék teljes számának  $N_{\text{part}}$ -tal való arányosságát jelentősen befolyásolják, az

LHC energiákon pedig egyelőre nincs általam ismert példa a nehézion-ütközésekben keletkezett részecskék teljes számának mérésére az óriási nyálábrapiditás okozta nehézségek miatt.

*10. kérdés: A 110. oldalon arról ír, hogy a korrekciókban modellfüggés jelenik meg az eseményválogatás miatt, amit a 112. oldalon 3.5%-ra becsül. A pixel klaszter számlálás szisztematikus hibáját 5.7%-ra értékeli. Más kisebb szisztematikus hibát is megad. Kérem értelmezze, hogy akkor hogyan lehet a végeredmény  $5.78 \pm 0.01(\text{stat}) \pm 0.23(\text{sziszt})$ , amely 3.9%-os relatív szisztematikus hibának felel meg, amely kisebb, mint a pixel klaszter számlálásból fakadó szisztematikus hiba. Lehet, hogy a %-ban megadott hibák nem relatív, hanem abszolút hibaként értelmezendők?*

A pixel klaszter számlálás 5.7%-os hibája a teljes szisztematikus hiba, amely már tartalmazza az eseményválogatásból adódó 3.5%-os bizonytalanságot, tehát az utóbbi nem különálló tétel. A végeredményt három, nagy részben független módszer eredményének súlyozott átlagaként kaptam (a súlyokat pedig az egyes módszerek szisztematikus hibájából, kizárva a közös hibaforrásokat), és a másik két módszer (a tracklet és a tracking módszerek) szisztematikus hibája kisebb volt, mint a klaszter számlálásé. Emiatt természetesen az átlagérték (végeredmény) bizonytalansága kisebb, mint a fent említett legkevésbé pontos módszer saját szisztematikus hibája. A megadott bizonytalanságok tehát relatív hibák, és nincs ellentmondás a közölt számértékekben.

*11. kérdés: A 138. oldalon arról ír, hogy a "hegygerinc" típusú korrelációk p+p ütközésekben RHIC energiákon történő kísérleti vizsgálatához a PHOBOS kísérlet sajnos nem rendelkezik elég adattal. A RHIC gyorsító 2005-ig, a PHOBOS kísérlet adatgyűjtésének leállításáig mintegy 43 inverz pb mennyiségű polarizált proton-proton ütközési adatot szolgáltatott. Kérem, ezért az adathiány kérdését fejtsse ki bővebben.*

Több okból sem elegendők a PHOBOS proton-proton adatai ezeknek a korrelációs vizsgálatoknak az elvégzéséhez. Az első ok, hogy a  $43 \text{ pb}^{-1}$  adatmennyiséget a RHIC a négy kísérletnek együttesen, és nem külön-külön szolgáltatta. A PHOBOS összesen ennek csak a harmincadrészt,  $1.3 \text{ pb}^{-1}$  adatmennyiséget kapott a gyorsítótól azokban a p+p programokban, amelyekben részt vett. Mivel a PHOBOS adatfelvételi sebessége limitált néhány 100 Hz-ben, természetesen nem tudott minden eseményt rögzíteni. Nem volt nagy multiplicitás triggerre sem, tehát nem tudta kiválogatni a fenti vizsgálat szempontjából érdekes eseményeket. 42 mb rugalmatlan p+p hatáskeresztmetszettel számolva az  $1.3 \text{ pb}^{-1}$  adatmennyiség 55 milliárd p+p ütközésnek felel meg, amelyből a PHOBOS kísérlet csak 101 millió eseményt rögzített, azaz az események csak kb. 0.2%-át. Ez sajnos nem az események legnagyobb multiplicitású 0.2%-a volt. Abban a közelítésben, hogy a PHOBOS triggerre nem korreláltak a multiplicitással, a fenti vizsgálat szempontjából tehát csak  $2.4 \text{ nb}^{-1}$  luminozítás hasznosult.

A CMS kísérletben négyszázszor ennyi,  $980 \text{ nb}^{-1}$  adatmennyiség volt szükséges a hosszútávú korrelációs méréshez, ráadásul 35-ször akkora ütközési energián (7 TeV-en). További probléma, hogy az effektus csak a nagy multiplicitású p+p ütközésekben jelenik meg, amelyekben legalább 90 töltött részecske keletkezik az  $|\eta| < 2.4$  és  $p_T > 400 \text{ MeV}/c$  tartományban, ami még 7 TeV-en is csak az események kevesebb mint egy ezrelékét jelenti. Ha a jelenség a multiplicitás függvénye, de az ütközési energiától nem függ, akkor annak megfigyelésére sajnos nem számíthatunk 200 GeV-es ütközésekben, ahol az ekkora multiplicitású események részaránya drámaian kisebb, ha egyáltalán léteznek ilyen események. Tehát a rendelkezésre álló adatmennyiség a PHOBOS-ban elenyésző ahhoz képest, ami a megfigyeléshez kellene.

További probléma, hogy a jelenség 1 GeV/c és 3 GeV/c transzverzális impulzusok között a legerősebb; impulzusválogatás nélkül aligha lett volna kimutatható. A PHOBOS kísérlet Spektrométere viszont csak a  $4\pi$  térszög igen kis részét fedi le, impulzusmérés ezen kívül pedig nem lehetséges. Tehát maga a detektor sem alkalmas a mérés elvégzésére.

Végül pedig elképzelhető, hogy a protonok polarizáltsága elvileg befolyásolhat egy ilyen mérést, amely nagyon érzékeny a részecskék azimutiszög-eloszlására, márpedig polarizálatlan adatok nem állnak rendelkezésre.

## 2. Válaszok a tézispontokra vonatkozó megjegyzésekre

A tézispontokat az eredetileg benyújtott változathoz képest nem áll módomban megváltoztatni, de szeretnék a rájuk vonatkozó kritikákra az alábbiakban reagálni, hogy a Bizottság számára információt nyújtva segítsék a véleményük kialakításában. Köszönöm bírálómnak a szigorú és pontosságra törekvő hozzáállását és helyénvaló megjegyzéseit.

Tudomásom szerint minden olyan publikációra hivatkoztam, amelyeket felhasználtam a szövegben; az egyikre (példaként említve) hat alkalommal is. Ezeknek a publikációknak a legtöbb esetben szerzője is vagyok. Valóban helyesebb lett volna, ha (ugyan)ezeket a hivatkozásokat még többször és gyakrabban feltüntettem, ez különösen a bírálóim munkáját könnyítette volna meg. A szakirodalom állításaitól vélelmezett eltérésekre irányuló kritikára részben ebben, részben a következő fejezetben válaszolok, a konkrét megjegyzésekre reagálva.

### 2.1. 1. tézispont

Nem értek egyet a "keletkezési hatáskeresztmetszet" átírásával "detektált hatáskeresztmetszet"-re, mivel az adatok korrigálva vannak, és nem arra vonatkoznak, hogy hány részecskét detektáltunk, hanem hogy hány részecske keletkezett a teljes folyamat során. Tisztában vagyok vele, hogy jó okunk van azt hinni, hogy nem minden részecske éli túl a forró és sűrű közegen való áthaladást keletkezését követően. Azonban kísérleti szempontból a mérhető mennyiség a végállapotban talált részecskék száma, ezeket nevezem keletkezett részecskéknek, tehát általá-

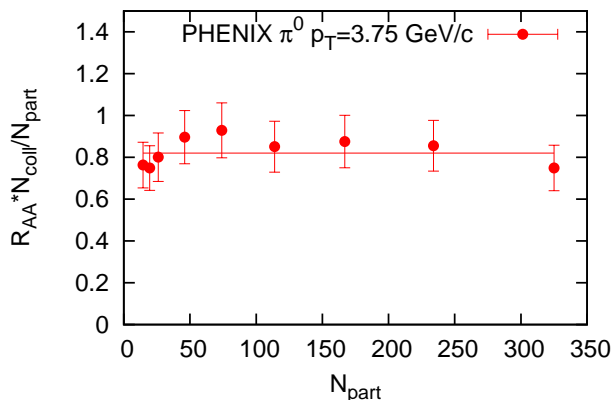
nosabb és modellfüggetlenebb értelemben használom ezt a kifejezést. Nem tartom indokoltnak az "igazolva ezzel a *jet quenching* jelenségét" mondatrész kihúzását, mivel a mérési adatok valóban a *jet quenchinget* támasztják alá, és sem azt nem állítom a tézispontban, hogy ez az első mérési eredmény a világon, amely ezt a jelenséget igazolja, sem hogy az egyedüli ilyen mérési eredmény. Igaz, hogy a PHENIX kísérlet már kb. két évvel korábban felfedezte a jelenséget, ezért nem is használtam a felfedezés szót (a PHENIX kísérletben pedig nem vettem részt). Egyetértek a bírálóval, hogy ez a mérés megerősítette a már felfedezett jelenséget, és pontosabb lett volna, ha az "igazolva" szó helyett a "megerősítve" szót használom. Az is igaz, hogy ez a bizonyos részecske-elnyomás származhatott volna a kezdeti állapot módosulásából is, de ezt a 2. tézispontban elért eredmény tisztázta, ezért jogosnak éreztem már itt ezt a megfogalmazást használni.

Természetesen igaz, hogy a *jet*-ek, Z bozonok stb. száma a bináris ütközések számával skálázik, de a tézispont nem ezekről szól; az pedig ténykérdés és kísérleti eredmény, hogy az említett cikkben mért nagy transzverzális impulzusú részecskék (3-4 GeV/c körül) száma nem a bináris ütközések számával, hanem a résztvevő nukleonok számával arányos. Ezt a kísérletileg helytálló megállapítást fogalmazza meg a tézispontom kifogásolt mondata, ez a hivatkozott [1] publikáció 3. ábráján látszik. Ha azt találtuk volna, hogy a bináris ütközések számával arányos ezen részecskék hatáskeresztmetszete, azzal cáfoltuk volna a *jet quenching* jelenségét. Teljesen egyetértek azonban azzal, hogy a kemény folyamatok interpretációját illetően az  $N_{part}$ -skálázás zsákutcsás irány, ami az azóta eltelt évtizedben egyre világosabbá vált. Azonban a kifogásolt mondat nem interpretációs jellegű, hanem csak egy kísérleti eredmény tömör összefoglalása, amely félrevezető és zsákutcsás értelmezést sugallhat, de nem interpretációs célja van. A PHENIX kísérlet említett eredménye tehát, hogy a fotonok az  $N_{coll}$  mennyiséggel skáláznak, nem mond ellent annak, hogy a tézispontomban említett cikkben mért részecskék az  $N_{part}$ -tal skáláznak, csak rávilágítanak arra, hogy az eredmények interpretálásakor óvatosnak kell lennünk, hiszen az  $N_{part}$ -skálázás csak úgy teljesülhet, ha a nukleáris módosulási faktor jelentősen csökken az  $N_{part}$  függvényében. Megjegyzem, hogy nemcsak a tézispontomban említett, PHOBOS kísérletben mért részecskék, hanem a PHENIX kísérlet által mért semleges pionok hatáskeresztmetszete is arányos  $N_{part}$ -tal  $p_T = 3.75$  GeV/c-nél, amelyről a PHENIX kísérlet publikus adattáblázatai segítségével könnyen meggyőződhetünk [21], ahogy az 5. ábrán látható. Ez nem jelenti, hogy így is célszerű interpretálni az adatokat, de a fenti arányosság kísérleti tény.

## 2.2. 2. tézispont

Természetesen egyetértek azzal, hogy a fontos jelenségeknek csak egy része játszódik le nagy transzverzális impulzusoknál; a tézispont első bekezdésének utolsó mondata arra utalt, hogy míg a PHOBOS kísérlet a kis impulzusú részecskék nagy térszögben történő mérésére szakosodott, a PHENIX kísérlet *jet quenchinggel* kapcsolatos felfedezése után igen fontossá vált a nagy





**5. ábra.** A PHENIX kísérletben mért semleges pionok nukleáris módosulási faktora szorozva az  $N_{coll}/N_{part}$  aránnyal,  $p_T = 3.75$  GeV/c-nél, az  $N_{part}$  függvényében, Au+Au ütközésekben 200 GeV energián [21].

impulzusú részecskék mérése, valamint a d+Au mérési program tervbevitelével az ehhez tartozó trigger kidolgozása. A longitudinális skálázási tulajdonságok, a sokféle atommag és ütközési energia feltérképezése, a tökéletes folyadék felfedezése stb. 2002 elején – amely időszakra a mondat vonatkozik – még előttünk állt. A megállapítás tehát nem örök érvényű, hanem a 11 évvel ezelőtti erős motivációt akarja kifejezni, amely a nagy transzverzális impulzusú részecskék mérésére irányult.

A második bekezdés második mondata nem állítja, hogy a hőmérséklet mérése a nukleáris módosulási faktor segítségével lehetséges, sem hogy a dolgozatban tárgyalásra került a hőmérséklet mérése, csupán az ütközésben létrehozott anyag jelzőjeként szerepel, annak megnevezését pontosítja. Ezt a jelzőt mai tudásunk alapján már természetes belefogalmazni egy erről az anyagról szóló mondatba. Az állítás arra irányult, hogy nem a kezdeti állapot valamilyen módosulása vezetett a nagy transzverzális impulzusú részecskék elnyomásához.

A PHOBOS összefoglaló cikkére a dolgozatban 6 helyen hivatkoztam ([112], a 16., 42., 90., 123., 145. és 149. oldalakon). Elismerem, hogy még többször is hivatkozhattam volna erre a cikkre, de a hatszori hivatkozást nem gondolom túlzottan kevésnek sem.

A tézispont utolsó mondata arra vonatkozik, hogy az 1. és a 2. tézispont együtt bizonyítja, hogy a nehézion-ütközésekben egy olyan jelenséggel szembesültünk, amelyet a kezdeti állapot módosulásával, illetve a "hideg", nukleonokból álló atommagokban történő kölcsönhatásokkal bizonyára nem magyarázhatunk. A dolgozat [112] hivatkozásának 5. oldalán szerepel, hogy "interpretations of the data ... are certainly consistent with ... deconfinement". Vagyis, *az adatok minden bizonnyal konzisztensek a kvarkok és gluonok hadronokból való kiszabadulásával*. Természetesen tisztában vagyok vele, hogy a létrehozott közeg milyen erősen kölcsönhat, hiszen erre sok kísérleti bizonyíték van. Az aszimptotikus szabadság ugyan jelentkezik a nagy impulzusátadással járó folyamatokban, de az ideális gázhoz hasonló viselkedés kísérletileg nem

valósul meg; az csak a kritikus hőmérséklet sokszorosán várható, a kísérletek számára nem érhető el ez a tartomány. A QCD-re jellemző aszimptotikus szabadság egy fontos alaptulajdonság. A csatolási állandó ebből következő erősödése az energiasűrűség csökkenésekor intuitív alapot ad a kvarkbezárás (*infrared slavery*) tulajdonságának elméleti víziójához. Az ideális gáz viselkedés csak aszimptotikusan nagy hőmérsékleten nyilvánulhat meg. Helyesebb lett volna úgy fogalmaznom ebben az utolsó mondatban, hogy a kísérleti adatok bizonyossága szerint a nehézion-ütközésekben létrehozott közeg releváns szabadsági fokai már nem hadronok, de az aszimptotikus szabadság által aszimptotikusan magas hőmérsékleten jósolt ideális gáz viselkedés sem valósul meg a közegben tapasztalható kölcsönhatások erősségét tekintve. Összefoglalva: a mondatban azt kívántam megjelölni, hogy az erős kölcsönhatás és az azt leíró elmélet mely fontos tulajdonságaival kapcsolatosak ezek a mérési eredmények.

### 2.3. 3. tézispont

A bíráló kérésére részletezem, hogy a tézispontokhoz tartozó publikációk elkészítésében, illetve eredmények elérésében milyen szerepet játszottam. A töltött hadronok transzverzális impulzus-spektrumait három Ph.D. hallgatóval együtt négyen készítettük el, ahol az adatkiértékelést és a publikáció-előkészítést vezettem. A részecske-eloszlások korrekcióiért, az impulzus-felbontás, illetve a széles  $p_T$ -intervallumok hatásának korrekcióiért, az analízis többi részének koordinálásáért és a kézirat, illetve a hozzá tartozó eredmények rövid idő alatt történő elkészítéséért voltam felelős. Én mutattam be elsőként nyilvánosan ezeket az eredményeket, az APS April Meeting-en 2004 májusában Denverben, egy nappal a [4] publikáció beküldése előtt. A pszeudorapiditás-eloszlások esetén pedig a PHOBOS belső bírálója voltam azzal a feladattal, hogy az analízisek helyességét ellenőrizzem, valamint a longitudinális skálázás hipotéziseit ellenőriztem különböző mérési eredményeinket, és az irodalomban fellelt más mérési eredményeket összegyűjtve és megfelelően prezentálva. Részt vettem az összefoglaló [6] cikk elkészítésében, és a témáról nagy nemzetközi konferencián tartottam meghívott előadást [7], melyhez további anyagot gyűjtöttem és rendszereztem.

Az első bekezdés kifogásolt utolsó mondatában valóban nem jegyeztem meg, hogy azokra a tulajdonságokra, mérési eredményekre gondolok, amelyeket az azimutszögre integrálva kapunk, tehát amelyekkel a fent leírt és idézett munkák foglalkoznak. Ezzel a kijelentés a megelőző szövegből kiemelve valóban túl általános, hiszen az azimutszög-eloszlások aszimmetriájánál tényleg nagyon sokat számít a kezdeti ütközési zóna excentricitása is.

### 2.4. 5. tézispont

Véleményem szerint a bírálatban tőlem idézett mondatok nem jelentik azt, hogy ezek a cikkek mentesek voltak a több mint kétezer társszerzőm hozzájárulásától. A CMS kísérletet 20 évig több ezer kutató és mérnök tervezte, építette és helyezte üzembe, és természetesen enélkül

senki sem juthat el az első publikációkig. A CMS-ben mégis minden cikknek van egy egyszemélyes felelőse, és a fentiek miatt megtiszteltetésnek éreztem, hogy ez én lehettem a CMS első két (ütközési adatokról szóló) publikációja esetén. Mivel a publikációk megszületéséig vezető út részletezését nehéz egy-két mondatban összefoglalni, ennek egy egész alfejezetet szenteltem rögtön a dolgozatom elején (1.5. alfejezet), hogy az ilyesfajta félreértéseket elkerüljem. Egy cikk megírása nem jelenti a kísérleti berendezés kezdetektől fogva történő egyszemélyes megépítését és üzemeltetését egy háromezer fős kollaborációban. Ezt szem előtt tartva nem érzem túlzónak a megfogalmazásomat, viszont el tudom fogadni a bíráló által javasolt megfogalmazás kissé pontosított formáját, miszerint vezettem a cikkek publikálásának előkészítését és az ezzel foglalkozó munkacsoport munkáját. Megjegyzem, hogy nem véletlen, hogy ezeknek az első cikkeknek én lehettem a felelőse, hiszen az abban használt egyik módszeren már évek óta dolgoztam, és már az ezt előkészítő két másik (akkor még szimulációkon alapuló) tanulmánynak is én voltam az fenti értelemben vett első (bár nem egyedüli) szerzője a CMS-en belül. Annak megemlítése, hogy ezeket az eredményeket elsőként én mutathattam be nemzetközi konferencián, csak azért fontos, mert a CMS publikációk valódi szerzőlistáját a CMS kísérlet nem hozza nyilvánosságra, és a külvilág számára ez a fajta "teljesítmény" talán az egyetlen hozzáférhető információ a kollaborációban elért "egyéni eredményekről". Egy-egy ilyen konferencia-előadást csak akkor tarthat bárki a CMS adatokból, ha egy CMS-en belüli bizottság őt választja ki erre a célra, figyelembe véve a témához való egyéni hozzájárulását. Egyébként az elmúlt 6 évben az átlagos CMS-taghoz viszonyítva ötször-hatszor több ilyen előadás jogát nyertem el.

A CMS kísérletben természetesen több száz, több ezer ember járult hozzá a detektorok tervezéséhez, megépítéséhez, üzemeltetéséhez, az adatok felvételéhez. Ez azonban nem azt jelenti, hogy mindenki mindenhez érdemben hozzájárult. Én pl. érdemben hozzájárultam a HF detektorok tervezéséhez 1995-96-ban, de egyáltalán nem járultam hozzá a müon detektorok megépítéséhez, sőt a HF detektorok megépítéséhez sem. Mások a hatalmas rendszer más részével foglalkoztak. Ahhoz tehát, hogy az adatok rögzítésre kerüljenek, mindannyiunk munkája kellett, és ezt valamennyire tükrözi is a több ezer szerző a publikációkon. Maguknak a cikkeknek a megírása azonban nem ennyire széles tömegek munkája. Több százan foglalkoznak adatkiértékeléssel és publikációk készítésével, megvédésével, bírálatával a CMS-ben, mégsem jelenti ez azt, hogy mindenki minden cikkhez hozzájárul. Az egyes cikkeket kis csoportok írják (általában 1-10 fő között), majd néhány fős csoportok bírálják, csoportvezetők részletesen nyomon követik, kritizálják és elfogadják, majd a teljes kollaboráció lehetőséget kap, hogy elolvassa az anyagot a publikáció előtt. Hasonlóan a detektorok építéséhez, szinte senki sem járul hozzá mindegyik cikkhez, hanem csak néhány cikkhez. A CMS-en belül jól követhető mind a detektorokkal, mind a publikációkkal kapcsolatos egyéni vagy kiscsoportos hozzájárulás, azonban a publikációkon a CMS Együttműködés Alapszabálya szerint mind a több ezer kollaborátort fel kell tüntetni szerzőként. Azok a kollégák, akik egy-egy fontos detektoron végeznek munkát, ilyen értelemben nagyon sok, vagy szinte minden publikáció létrejöttéhez hozzájárultak (közvetve, de fontos

módon). Akik viszont "csak" adatkiértékeléssel foglalkoznak, azokra aligha mondható, hogy lényegesen hozzájárultak az összes többihez azon a néhány publikáción kívül, amelyeken tehát közvetlenül dolgoztak. Egyet nem értésemet fejezem ki azzal kapcsolatban, amit a bíráló a 8. oldalon (és a tézispontoknál is) tett kifejtése sugallhat, miszerint a 3000 kollaborátor akár csak közelítőleg is hasonló mértékben járult hozzá a CMS minden publikációjához, de azzal a fent leírtak értelmében egyetérték, hogy a cikkeken felsorolt szerzők mindegyikének van, vagy volt valamilyen lényeges hozzájárulása valamelyik detektorral, vagy valamelyik (de esetleg teljesen másik) CMS publikációval kapcsolatos munkához. A CMS publikációkon való szerzőség jogának elnyerése egyébként technikailag nem a publikációk készítésében játszott szerepen múlik, hanem bizonyos mennyiségű, a detektor vagy a közös adatfeldolgozó szoftver fejlesztésével, karbantartásával kapcsolatos technikai (szerviz-) munka elvégzésén, és a detektor üzemeltetéséhez szükséges anyagi hozzájárulások befizetésén (az utóbbi alól a diákok mentesülnek). Az MTA doktora cím elnyerésének viszont éppen az egyéni hozzájárulás azonosíthatósága a feltétele.

## 2.5. 6. tézispont

A kifogásolt második mondat egy háromszerzős tanulmányról szól, amelyben a három szerző hasonló részt vállalt. Ezt ugyan nem tekinthetjük kizárólag az én eredményemnek, viszont a lemondó nyilatkozat közös megállapodáson alapuló megfogalmazása tanúsítja szerzőtársam egyetértését. Megjegyzem, hogy a kifogásolt tanulmány messze nem az egyetlen eredmény, ami ehhez a tézispontoz tartozik.

## 2.6. 7. tézispont

A nukleonok kezdeti korrelációinak kifogásolt elhanyagolása teljes mértékben szándékos és nyíltan bevallott, hiszen ez az a pont, ameddig (viszonylag könnyen) el lehet jutni analitikus számításokkal. Nem gondolom, hogy ez az analitikus számítások eredményének fontosságát jelentősen csökkentti, hiszen az analitikus számítások explicite megőrzik a lényeges paraméterektől való függést, és ez esetben arra is rávilágítottak, hogy az irodalomban létező hasonló eredmények hibásan hanyagoltak el lényeges tagokat. Ezenkívül az analitikus eredmények jó támpontot adnak a Monte-Carlo szimulációkkal végzett munka ellenőrzésére, különösen az eseménykevert Monte-Carlo esetén, ahol ezek a korrelációk szintén elhanyagolásra kerülnek, így az analitikus számításokkal egyezniük kell. Egy ilyen módon ellenőrzött MC számításból kiindulva már csak egy triviális lépés a korrelációk bekapcsolása (azaz az eseménykeverés alkalmazásának mellőzése), ez pedig növeli az MC eredmények megbízhatóságát és helyességükbe vetett bizalmat is. Ugyanez a kritika a bírálat 17. oldalán is szerepel, és arra ugyanúgy ezt a választ tudom adni.

A tézispont utolsó két mondatának megfogalmazása csak azt rögzíti, hogy az előzőleg ismerttetett eredményeket, amelyek tematikailag kapcsolódnak az első paragrafushoz, a CMS általam koordinált fizikai analízis csoportjaiban (kis- $p_T$  QCD, illetve Nehézion csoport) érték

el. Bár nekem itt korántsem döntő vagy egyedüli szerep jutott, aktívan részt vettem a publikáció eredményeinek ellenőrzésében, megvitatásában, és az azok helyességéért vállalt felelősséget is részben vállaltam. Emiatt ezek a publikációk *nem is szerepelnek* a tézispontjaim hivatkozásai között.

Amennyiben a tézispontok szövegének pontosítására lehetőséget kapok, azt a fent leírtakat és a kapott megjegyzéseket szem előtt tartva szívesen megteszem, illetve tiszteletben tartom bírálóim és a Bizottság döntéseit.

### 3. Válaszok a bíráló első húsz oldalán kifejtett megjegyzésekre

A bíráló első kétharmada a dolgozattal kapcsolatos, esetenként igen éles kritikákat fogalmaz meg, melyek többször is visszatérnek a bíráló szövegében. Talán megengedhető, hogy csak a negatív megjegyzésekre, és ezeket rendszerezve, témakörönként egyszerre válaszoljak illetve reagáljak; megköszönve a bíráló számos pozitív megjegyzését is. Igyekszem csak azokra a megjegyzésekre reagálni ebben a fejezetben, amelyek nem szerepeltek már kimerítően az első, a bíráló konkrét kérdéseivel foglalkozó fejezetben, vagy a tézispontok kritikájára adott válaszámban.

#### 3.1. A QCD "fázisátalakulás" kísérleti igazolása

Valóban túl általános és ambiciózus címet adtam dolgozatom egyik fejezetének, abban az értelemben, hogy korántsem sorolom fel a nehézion-fizika területén elért összes olyan eredményt, ami a QCD "fázisátalakulást" igazolja. Csak azokra az eredményekre koncentráltam, amelyek (legalább részben) saját munkámmal kapcsolatosak, és semmiképpen nem volt szándékomban, sem módomban egy összefoglaló, *review* cikket/dolgozatot készíteni. A fenti címet a "QCD "fázisátalakulás" kísérleti igazolásával kapcsolatos hozzájárulásaim" értelemben használtam, amely hosszú és nehézkes, bár pontosabb lett volna. Az egyszerűség kedvéért annak tág értelmében használtam a "fázisátalakulás" szót, természetesen nem amellett érveltem, hogy a két fázis között nem csak egy folytonos "crossover" történik.

A 22. oldal alján a 3. fejezet témabemutatásával kapcsolatban is kritikát kaptam (a bíráló 9. oldala), mely szerint a RHIC gyorsítónál működő többi kísérlet eredményei is fontosak a QCD "fázisátalakulás" kísérleti megjelenésének bizonyításakor. Ezzel teljes mértékben egyetértek. Nem állt szándékomban azt állítani, hogy ezt a sokoldalú kutatási programot a PHOBOS egyedül vitte végbe, viszont a dolgozatomban szándékosan azokra az eredményekre koncentráltam, amelyek elérésében részem volt. Éppen ezért nem részleteztem a PHENIX kísérlet által kimért nukleáris módosulási faktorokat, a halmazállapot-változás típusával (rendjével) kapcsolatos elemzéseket, továbbá a hangsebesség és a kinematikai viszkozitás tekintetében a PHENIX,

STAR és a többi kísérlet által elért fontos eredményeket. A PHOBOS-on kívül egyik RHIC kísérletben sem vettem részt, és a PHOBOS eredményei közül is csak azokhoz járultam hozzá, amelyeket a dolgozatomban kifejtettem, a többihez (közvetlenül legalábbis) nem. A RHIC kísérleteinek eredményei egymást erősítik és jó összhangban vannak.

A bíráló 11. oldala szintén bírálja a 3. fejezet címét. Egyetérttek azzal a megjegyzéssel, hogy nincs szó egy elméletileg jól ismert konstrukció (fázisátalakulás) kísérleti igazolásáról, hiszen a kvark-gluon plazma állapot helyett egy erősen kölcsönható folyadék létrehozása és tulajdonságainak vizsgálata történik. Azt hiszem, a "QCD "fázisátalakulás" kísérleti igazolásával kapcsolatos hozzájárulásaim" cím pontosabb lett volna. A címben azt szerettem volna kiemelni, hogy a vizsgálatok a QCD "fázisátalakuláshoz", mint nagyon általános és elméleti úton is jól követhető jelenséghez kötődnek, és nem szűkítettem le a fenti, sokkal pontosabb témakörre.

### 3.2. A QCD aszimptotikus szabadsága és a deconfinement

Az ezzel kapcsolatos megjegyzésre az előző fejezetben, a 2. tézispontnál reagáltam. A 150-200 MeV hőmérséklet között bekövetkező *deconfinement*, a termodinamikai szabadsági fokok számának gyors növekedése, a hőmérséklet negyedik hatványával normált energiasűrűség gyors növekedése valóban nem keverendő össze az aszimptotikusan nagy hőmérsékleten várt, ideális gázként viselkedő kvark-gluon plazmával. Az 1. oldal végén kifogásolt mondatomat nem érzem helytelennek, de valóban elnagyolt és kissé félrevezető a két dolgot ugyanabban a mondatban emlegetni. Az első oldalakon szereplő bevezető nem állítja, hogy közvetlen bizonyítékunk van a szín szabadsági fokok termikus végállapotbeli megjelenésére, hiszen itt még nem kerülnek szóba a kísérleti eredmények. A dolgozat [112] hivatkozásának 5. oldalán az is szerepel, hogy *"interpretations of the data ... are certainly consistent with ... deconfinement"*. Vagyis, az adatok minden bizonnyal konzisztensek a kvarkok és gluonok hadronokból való kiszabadulásával. Ennek fényében kissé talán túlzónak érzek egy általam leírt, a fentihez hasonló mondatot hozzám "méltatlan" "manipuláció"nak értékelni (a bíráló 7. oldalának tetején).

### 3.3. Hivatkozások gyakorisága

Tudomásom szerint minden olyan publikációra hivatkoztam, amelyeket felhasználtam a szövegben. A [112] számú publikációra egyébként hat alkalommal hivatkoztam, és nem háromszor, ahogyan a bíráló állítja. A hivatkozott publikációknak a legtöbb esetben szerzője is vagyok. Valóban helyesebb lett volna, ha (ugyan)ezeket a hivatkozásokat még többször és gyakrabban feltüntettem, ez különösen a bírálóim munkáját könnyítette volna meg.

### 3.4. A folyadék halmazállapot tárgyalásának mellőzése

A dolgozatom nem áttekintő mű a nehézion-fizikáról, hanem az MTA Fizikai Osztályának elvárásait követve igyekeztem csak azokat az eredményeket szerepeltetni, amelyek eléréséhez én is lényegesen hozzájárultam. Mégis valamennyire összefüggő képet próbáltam adni a tudományterület ama kis részéről, amelyben tevékenységemet kifejtettem. A folyadék halmazállapot és a tökéletes folyadék megjelenésének kísérleti bizonyítékait nem volt lehetőségem szisztematikusan tárgyalni, hiszen nem vettem részt pl. a folyadék viszkozitásának mérésében és részletes vizsgálatában/interpretációjában, valamint valószínűleg nem is a PHOBOS kísérlet a legalkalmasabb erre. Egy ezzel foglalkozó fejezetnek *feltétlenül* előkelő helye van egy, a tudományterület legfontosabb eredményeit áttekintő, összefoglaló cikkben, de a dolgozatom nem ilyen áttekintő mű (egy ilyen terjedelmes, részletes és minden fontos eredményt tartalmazó mű írására nem is szívesen vállalkoznék egyedül). Ennek ellenére egyetértek, hogy több figyelmet kellett volna fordítanom ennek a témakörnek legalább érintőleges tárgyalására ebben a dolgozatban is, és talán jobban kellett volna a teljességre törekednem.

### 3.5. Tézises védés, fordítási hibák

Az MTA doktori szabályzata nem teszi lehetővé számomra a bíráló által javasolt tézises védést, hanem előírja a disszertáció elkészítését. A "fordítási hibák" és a "tudományos következtetések módosítása" stb. olyan általános kifogásokként jelentek meg a bírálóknak ebben a részében, amelyekre sajnos nem tudok reagálni. A konkrét említett esetekben azonban ezt mindig megteszem.

### 3.6. A CMS ábráján található emberalakok

A 18. oldal 7. ábráján két emberalak szerepel, melyek közül az egyik (a HF kaloriméteren álló) 17%-kal magasabb, mint a másik. Ez tehát megfelel annak, mintha az egyik ember 160 cm, a másik 188 cm magas lenne. A CMS kísérletben mindkettőre van példa, és a 188 cm magas ember nem minősül "óriásnak". Az utóbbi mellett nem "gyerekek" állnak, hanem valószínűleg a HF detektort tartó elemek. Az ábra forrása a CERN hivatalos dokumentum-szervere: <http://cds.cern.ch/record/1433717>, de megtalálható a CMS trieszti csoportjának weboldalán is: <http://cmsweb.ts.infn.it/image/CMSnc.jpg>, illetve sok más helyen is, pl. az US/LHC weboldalon [http://www.uslhq.us/images/Posters/CMS\\_Detector.jpg](http://www.uslhq.us/images/Posters/CMS_Detector.jpg) vagy a Brandeis Egyetem weboldalán [http://alignment.hep.brandeis.edu/ATLAS/IWAA\\_06/CMS.jpg](http://alignment.hep.brandeis.edu/ATLAS/IWAA_06/CMS.jpg). Az ábra valószínűleg több részből lett összetoldva, és a HF detektornál álló emberalak kétségtelenül aránytalanul sovány. Az ábra sajnos más szempontból is kifogásolható: nem szerepel rajta sem a CASTOR detektor, sem a ZDC, sem a BSC, sem az FSC. Sajnos nincs tudomásom ezeket a detektorokat is mind tartalmazó ábráról.

### 3.7. Rapiditás-lefedettség

A 116. oldal 70. ábráján az adatpontok nem az  $|\eta| < 2$ , hanem az  $|\eta| < 2.25$  tartományt fedik le, illetve a binszélességet is figyelembe véve az  $|\eta| < 2.5$  tartományt. Ezt a tartományt a CMS aldetektorainak segítségével csak úgy tudjuk kiterjeszteni, hogy olyan ütközéseket hozunk létre az LHC-ban, amelyek nem a CMS kísérlet középpontjában, hanem a nyalábirányban eltolva, attól távolabb történnek. Így az  $|\eta| < 2.5$  névleges lefedettségű nyomkövető detektorral elvileg a nagyobb pszeudorapiditású töltött részecskék is mérhetőek lennének. Ilyen adathalmaz rendelkezésre is áll p+Pb ütközésekben. A HF kaloriméter, a CASTOR detektor, a BSC és BHC detektorok illetve az FSC detektorok kevésbé alkalmasak egyes részecskék számlálására, viszont a részecskék eseményenkénti átlagos összenergiája mérhető a HF, CASTOR és ZDC detektorokkal. Ha ezeket az eredményeket ki szeretnénk terjeszteni nagyobb pszeudorapiditás-tartományra, akkor más kísérleteket kell igénybe vennünk: a TOTEM és az LHCb kísérleteket. Mindkét kísérletnek vannak ebben a témában eredményei, és a CMS-sel együtt lefedik a teljes  $4\pi$  térszög jelentős részét.

### 3.8. A TOTEM és a CMS kísérlet

A 20. oldal alján tett megjegyzésem helytálló: a dolgozat írása idején a TOTEM és a CMS kísérletek adatkiolvasása különállóan és szinkronizálás nélkül történt. Azóta ez a helyzet megváltozott annyiban, hogy vannak olyan adatok, amelyeket a CMS és a TOTEM kísérlet szinkronizáltan rögzített, annak köszönhetően, hogy a két kísérlet megosztott egymással bizonyos trigger jeleket. Ezek az események azonosíthatóak mindkét kísérlet adathalmazában, és az azokban keletkezett részecskék adatai mindkét kísérlet detektorainak segítségével rögzítésre kerültek. Nagyon jónak és örömtelinek találok a két kísérlet együttműködését. Természetesen a TOTEM és a CMS most is szervezetenként független kísérletek, ugyanúgy, ahogy 2011-ben is azok voltak. Azonban az együttműködést az is jelzi, hogy már számos olyan adatkiértékelési projekt és publikáció előkészítése folyik, amely felhasználja mindkét kísérlet adatait. A 8 TeV-es p+p ütközésekben mért töltött részecske-eloszlások eredményeit a CMS publikációs rendszerében épp a közelmúltban fogadták el, ezekben a CMS és TOTEM kísérletekből származó adatok is szerepelnek, így kiterjesztve az elérhető pszeudorapiditás-tartományt. Olyan adat-analízis is folyik a két kísérlet összefogásával, amelyek nemcsak a TOTEM nyomkövető detektorait, hanem a *Roman Pot* detektorokat is használják. A TOTEM és a CMS osztoznak a közös ütközési ponton az LHC-nél, valamint a TOTEM kísérlet egyes detektorai geometriai szempontból is a CMS detektoron belül helyezkednek el, és a fizikai kutatási potenciál a két kísérlet fenti értelemben vett együttműködésével növelhető. Én örömmel tapasztalom ennek az együttműködésnek a kibontakozását. A két kísérlet szervezeti függetlenségét ez nem érinti, ahhoz semleges a hozzáállásom. Ha a dolgozatban leírt mondatom esetleg az ellenkezőjét sugallja, az nem volt szándékomban, azt sajnálatos félreértésnek tartom. A CMS és TOTEM partneri alapon tör-



tendő együttműködésének tehát nemcsak a lehetősége áll fenn, hanem mára sok tekintetben az meg is valósult. Nem értek egyet a bíráló megállapításával, hogy a CMS aldetektorok is külön kísérletet képeznek, hiszen azok mindegyike a CMS együttműködés, illetve detektorrendszer része.

### 3.9. A folyadék halmazállapot kísérleti bizonyítékainak tárgyalása

Ezzel a kérdéssel részletesen foglalkoztam a 6. kérdésre adott válaszomban.

### 3.10. A BSC detektor rajza

A 15. ábrán valóban nem mutattam be konkrétan a szövegben említett "belső gyűrű" és "külső evezők" detektor-elemeket, azonban a 14. ábrán jól látszik, hogy a kettő közül melyik hol helyezkedik el, és ez a 15. ábrán is jól kikövetkeztethető. Egyetértek, hogy az ábra aláírásában ennek ellenére jó lett volna, ha ezeket pontosan megnevezem. A 35. oldal alján pedig sajnos valóban elírás történt: a "CMS" helyett véletlenül a "BSC" betűszót használtam. A "BSC" természetesen nem számít önálló kísérletnek, sőt a dolgozatban leírt formában ma már nem is létezik.

### 3.11. Eseményosztályok definiálása

A dolgozat 36. oldalán említett nem egyszeresen diffraktív ütközéseket a PYTHIA modell segítségével, a PYTHIA definícióját adaptálva használtuk. Ez ugyan nincs explicit módon leírva, ám a PYTHIA modell ugyanabban a mondatban van megemlítve. Mivel a pontos definíciótól kevésbé függenek az eredmények, ennek részletezését mellőztem, de elismerem, hogy jobb lett volna, ha pontosabb fogalmazást és definíciót használok. A CMS-ben később másfajta definíciót is használtunk a diffraktív ütközésekre, illetve azok helyett. Ilyen pl. a rugalmatlan hatáskeresztmetszet méréséről szóló cikkünk [22], amelyben a részecskék közötti üres rapiditás-intervallumot használtuk az események osztályozására. Ugyanitt, a 36. oldalon "nem egyszeresen diffraktív rugalmatlan ütközések"-ről írok, ebből látható, hogy a rugalmas ütközéseket nem értem ide. A rugalmas ütközéseket a CMS nem tudja detektálni.

### 3.12. A Glauber-modellre való hivatkozás

Az eredeti Glauber-cikkekre valóban nem hivatkozom, és egyetértek azzal, hogy ezt helyesebb lett volna megtenni. Hivatkozom azonban a Glauber-modell konkrét numerikus implementációjára, amelyet valójában használtunk (115. oldal [301] és [302] hivatkozása).

### 3.13. Szabadsági fokok

A dolgozatom egyik erősen kifogásolt megállapítása, hogy "a létrejött anyag nem írható le többé hadronikus szabadsági fokokkal". Hasonlóan a dolgozat [112] hivatkozásának érveléséhez, a 3. oldalon említtem, hogy a rács-QCD számítások kb.  $1 \text{ GeV}/fm^3$  energiasűrűség felett az anyag új formáját jósolják nulla (esetleg kis) barionsűrűségnél, míg a 42. oldalon kifejtem, hogy a RHIC-ben elért energiasűrűség legalább  $3 \text{ GeV}/fm^3$  a közelítő egyensúly elérésekor, tehát a fenti érték legalább háromszorosa. Ha feltesszük, hogy nem történt "fázisátalakulás", akkor a hőmérsékletnek kisebbnek kellett lennie a kb. 170 MeV-es értéknél. Ekkor viszont az energiasűrűség (a rács-QCD számítások alapján) sokkal kisebb kellett hogy legyen, mint  $1 \text{ GeV}/fm^3$ , vagy mint a mérésben kapott  $3 \text{ GeV}/fm^3$ , tehát ellentmondásra jutunk a PHOBOS energiasűrűségekre vonatkozó, dolgozatomban említett mérési eredményeivel. Lényegében hasonló gondolatmenet vezet egyébként a PHENIX kísérlet foton spektrum méréseitől annak megállapításáig, hogy a nem-hadronikus fázis megjelenik, hiszen a bizonyítás, következtetés ott sem nélkülözi a modellekkel való összehasonlítást, csak ott ez a modell nem a QCD alapegyenleteinek téridő rácson történő megoldása.

Az elliptikus folyás kvarkszám skálázását és a kezdeti hőmérsékletet (direkt fotonok segítségével) a PHENIX kísérlet valóban kimérte, ezek nagyon fontos kísérleti bizonyítékok, azonban ezekhez a kísérleti eredményekhez én semmilyen módon nem járultam hozzá. Elképzelhetetlennek tartom, hogy ezeket a fontos hivatkozásokat kihagyjam egy, a tudományterület közelmúltbeli fejlődéséről szóló összefoglaló tanulmányból, de az MTA doktori dolgozatomban szándékosan mellőzni akartam ezeket a nem általam elért eredményekre való támaszkodást. Ezzel nem kívántam, és most sem kívánom kibővíteni a PHENIX kísérlet által elért igen jelentős eredményeket.

### 3.14. A térfogat szerepe

Egyetértek azzal a megjegyzéssel, hogy a közeg sűrűsége mellett annak térfogata is nagyon lényeges az itt vizsgált energiaveszteség szempontjából, és ezzel ellentétes állítást nem tettem. Véleményem szerint annak a lehetősége, hogy ez a közeg már a d+Au és p+p ütközésekben is megjelenhet, a dolgozat kéziratának lezárása után került igazán a szakmai köztudatba, hiszen azóta friss korrelációs eredmények jelentek meg p+Pb ütközésekre vonatkozóan az LHC-nél.

### 3.15. A RHIC gyorsító energiatartománya

A dolgozatom 89. oldalán említett 19.6-200 GeV energiatartomány az, amelyre vonatkozóan adatokat szerepeltettem a dolgozatban. Egyetértek a bírálóval, hogy a p+p ütközések elérték az 500 GeV energiát, azonban az említett 5.5 GeV-es ütközésekről nem tudok. Az általam ismert legkisebb (megvalósult) RHIC energia 7.7 GeV, mégpedig Au+Au ütközésekben.

### 3.16. A nagy rapiditás-tartományt lefedő kísérletek

A bíráló szerint a BRAHMS kísérletet is illett volna megemlítenem, amikor a nagy rapiditás-tartomány lefedéséről írok a 92. oldalon. Egyetértek azzal, hogy a BRAHMS a  $0 < y < 4$  tartományt lefedti, amely majdnem eléri a PHOBOS kísérlet lefedettségét, viszont ezt nem egyidejűleg teszi, hanem spektrométer-karjainak mozgásával. A BRAHMS az egyik legjobb példa olyan detektorra, amelynek a lefedett rapiditás-tartománya egy (bármely) adott pillanatban igen kicsi. Korrelációs mérésekhez, illetve nagy statisztikát igénylő mérésekhez ez nem ideális, de kétségtelenül megemlíthettem volna.

A bíráló 15. oldalán a TOTEM kísérlet pszeudorapiditás-tartományát ismerteti a bíráló, amelyet a dolgozatom 20. oldalán én is megtettem (számadatokkal kiegészítve). Az LHC nehézion-ütközéseiben tervezett nyalábrapiditás 8.7 lesz, és míg a PHOBOS kísérlet le tudta fedni a teljes elérhető tartományt, az LHC-nál ez továbbra sem lehetséges teljesen. A nyomkövető rendszer tekintetében a 2.5 – 3.1, a 4.7 – 5.5, és a 6.6 – 8.7 pszeudorapiditás-tartományok tudomásom szerint nincsenek lefedve a CMS és TOTEM kísérletek által, ami tehát a teljes tartomány 40%-a; az LHCb (amely lefedti az 1.6 – 4.9 tartományt) pedig nem vesz részt a Pb+Pb-programban. Ennek ellenére azzal teljes mértékben egyetértek, hogy a CMS, TOTEM és LHCb kísérletek együttes fizikai potenciálja óriási az egymást jól kiegészítő adottságaik révén.

### 3.17. A kétkomponensű modell és szaturáció

A 94. oldal 54. ábráján a kétkomponensű illesztés "sikerese" ugyan, de nehéz komoly fizikai jelentőséget tulajdonítani neki, hiszen azt az eredményt adja, hogy a 19.6 és 200 GeV ütközési energiákon a "kemény" komponens járuléka azonos, amely ellentmond fizikai szemléletünknek. A fennmaradó két modell az ábrán a HIJING és a szaturációs modell, melyek közül a HIJING olyan nagy mértékben eltér a kísérleti eredménytől, hogy ez a szaturációs modell relatív sikerességének említéséhez vezetett. Ez a modell sem ad tökéletes egyezést, és elképzelhető, hogy más modellek még jobb egyezést adnának. Az ábrán elemzett három lehetőség közül viszont valóban ez tűnik a legsikeresebbnek.

Nem tudom értelmezni azt a megjegyzést, miszerint "érdemes óvakodni az olyan változóktól, amelyek felső indexében alsó indexes változó van", hiszen az 56. ábra éppen egy ilyen változó segítségével világít rá egy érdekes faktorizációra, mégpedig a részecske-keltés energia- és centralitásfüggésének faktorizációjára. Ez egy nemtriviális tulajdonsága a kísérleti adatoknak.

### 3.18. Az $\eta$ -eloszlások mérésének részleteiről

A 110. oldalon szerepel, hogy "az eseményválogatás után az adathalmazban maradó egyszerűen diffraktív ütközések, valamint a kivágott kétszeresen diffraktív ütközések számát is eseménygenerátorok és szimulációk segítségével becsültük". A szimuláció a CMS detektor részletes GE-

ANT leírását használó hivatalos szimulációs szoftverével történt, az eseménygenerátorokat pedig variáltuk. A PYTHIA modell által adott egyszeresen diffraktív események számát az eredeti érték felére, illetve nullára csökkentettük. Eközben a BSC detektor egyszeresen és kétszeresen diffraktív eseményekre különböző érzékenységű háromféle triggerét használva elvégeztük a teljes analízist, és az eredmények 2 – 5%-os változását megvizsgálva azt kaptuk, hogy az egyszeresen diffraktív eseményeket a PYTHIA valószínűleg kétszeresen túlbecsli. Ugyanezt állapítottuk meg a BSC trigger frekvenciáinak multiplicitás-függéséből, az adatokat és a szimuláció fenti verzióit összehasonlítva. Ezenkívül így a szisztematikus bizonytalanságról is információt kaptunk. A BPTX detektorok által triggerelt *zero bias* adathalmazt is felhasználtuk az adatok és a BSC illetve a HF detektorok szimulációjának összevetésére. A standard PYTHIA D6T mellett a PHOJET eseménygenerátort, valamint a PYTHIA Pro-Q20 és PYTHIA-ATLAS verziókat is használtuk a lehetséges modellfüggés megállapítására.

A "vágások perturbálása" pedig azt jelentette a klaszterek válogatásának vizsgálatánál, hogy a megkövetelt legkisebb, pixel egységekben meghatározott, nyalábirányú klaszter-hosszt eggyel lecsökkentettük, minden pszeudorapiditás esetén. Így több klaszter jutott át a vágáson, viszont ennek megfelelően a Monte Carlo szimulációra alapozott korrekció is csökkent, ezt kompenzálva. A végeredmény megváltozását használtuk fel a szisztematikus bizonytalanság meghatározására. Szerencsére a detektor szimulációja igen pontos volt, a zajmentessége is kitűnőnek bizonyult, így az eredmények ennek a perturbációnak a hatására csak 3%-kal változtak meg.

### 3.19. A szaturációs modellek jóslatáról

A 117. oldalon a gluon szaturációs modellek esetén azért használom a jóslat kifejezést, mert bár ahhoz a kísérleti támpontot az ALICE kísérlet centrális Pb+Pb ütközéseire vonatkozó eredménye adta, viszont az addig nem publikált centralitásfüggést igen pontosan előrejelezte, amint az a 71. ábrán látszik.

### 3.20. A 70. ábra illesztett függvényeinek kitevői

Ezen az ábrán a különböző kísérletek esetén nehézkes vagy lehetetlen volt pontosan kideríteni, hogy a feltüntetett hibák szisztematikusak, statisztikusak, illetve mennyire korreláltak. Ezek a kitevők inkább tekinthetők az ábrára rajzolt tájékoztató jellegű görbék paramétereinek, amiket a későbbi reprodukálhatóság kedvéért tüntettünk fel, mintsem szigorúan vett mérési eredménynek. Az eredeti illesztés eredményeként kapott kitevők  $0.101 \pm 0.002$ ,  $0.130 \pm 0.00001$  illetve  $0.138 \pm 0.002$  voltak, de ezek az illesztési bizonytalanságok további vizsgálatot igényelnek, mielőtt valóban komolyan lehetne venni őket. Az ALICE kísérlet [23] 0.101 helyett 0.11, 0.138 helyett pedig 0.15 értéket kapott (szintén nem adott meg bizonytalanságokat, és szintén csak illusztrációnak szánta a görbéket). Ezek 9%-kal eltérnek a CMS által közölt kitevőktől, ami nagyságrendileg jól jellemzi a bizonytalanságot, míg a két CMS kitevő között 37% eltérés van.

Ezért elég nagy bizonyossággal mondhatjuk, hogy a két adatsor nem írható le ugyanazzal a kitevővel rendelkező hatványfüggvénnyel.

### 3.21. A 4.3.4. alfejezet

Ez az alfejezet egyetlen oldal hosszúságú, és a dolgozatomban tárgyalt longitudinális skálázás igen érdekes megnyilvánulásának további illusztrálását szolgálja, azonban saját hozzájárulásom ezekhez az eredményekhez szerény (az adatok felvételében való részvétel, az eredmények kísérleten belüli megvitatása, stb.). Ezért a tézispontokban nem szerepelnek ezek az eredmények, de ennek a fejezetnek a teljessége érdekében egy oldalt rájuk szántam a dolgozatban.

### 3.22. A folyadék viszkozitására vonatkozó eredmények hivatkozása

A 123. oldalon hivatkoztam a RHIC elliptikus áramlással kapcsolatos néhány kísérleti eredményére [112,310,315-319], beleértve a PHENIX és STAR kollaborációkat is, valamint a viszkozitást vizsgáló egyik elméleti elemzésre [321]. A viszkozitás Kovtun-Son-Starinets sejtés szerinti alsó korlátja [24] és a viszkozitás mérése is nagyon érdekes témák, én azonban nem szerettem volna ezekkel bővebben foglalkozni, hogy ne keltsek olyan benyomást, mint aki ezekhez az eredményekhez lényegesen hozzájárult. Egy összefoglaló *review* munkában ezeknek fontos helye van.

### 3.23. A CGC modell bizonytalansága

A 126. oldal 77. ábráján azért nem tüntettem fel a CGC modell jóslatának hibáját, mert az eredeti elméleti CGC cikk sem adta meg a hibát, amely a dolgozat [328]-as hivatkozása. Teljesen egyetértek, hogy jó lett volna feltüntetni, és ha rendelkezésünkre állt volna, akkor minden bizonnyal így is tettünk volna.

### 3.24. A 6. fejezetre kapott megjegyzések

A geometriai szemlélettel kapcsolatban tett megjegyzéssel egyetértek, és a 8. kérdésre adott válaszomban ki is tértem ennek rövid tárgyalására. Az itt újra előkerült aszimptotikus szabadsággal kapcsolatban a 2. tézispontnál adott válaszomra szeretnék utalni.

A 135. oldalon sajnos valóban elírás történt, a "korrelációk" szó helyett véletlenül a "kon-denzátumok" kifejezést használtam, helytelenül.

A következő megjegyzés szerint a STAR kísérlet már jóval a PHOBOS előtt publikálta a hegygerinc típusú korrelációkat. Ezzel egyetértek, bár a 2005-ös STAR cikkben sem a két-dimenziós korrelációs ábra, sem a *ridge* kifejezés még nem szerepel. A RHIC gyorsítónál a PHENIX, STAR és PHOBOS kísérleteknek is vannak ide vonatkozó publikációik. A PHENIX

és STAR kísérlet már 2005-ben publikált kétrészecske-korrelációs eredményeket Au+Au ütközésekben [25, 26], de a STAR csak a szűk,  $|\Delta\eta| < 1.4$  tartományban tudta ezt vizsgálni, és a PHENIX nem vizsgálta a nagy  $\eta$ -különbséggel rendelkező párokat. Ez utóbbi jelenséget 2009-ben vizsgálta meg a PHOBOS sokkal nagyobb  $|\Delta\eta| < 4$  tartományra kiterjesztve, márciusban beküldött cikkében [27]. A STAR kísérlet is újra foglalkozott a témával, fél évvel ezután beküldött cikkében [28], amelyben már szerepel a PHOBOS ábrájához hasonló kétdimenziós eloszlás is, amely a hegygerincet ábrázolja, valamint a "ridge" szó is.

A 139. oldalon tett megjegyzésem, miszerint a hegygerinc nagy kiterjedése az ütközések globális jellemzőinek szerepére utal, jobban mint a közeg által módosított *jet*-fragmentációra, nem konkrét modellekre utal, hanem azt az egyszerű megfigyelést hangsúlyozza, hogy nehéz lenne ezt a négy pszeudorapiditás-egységen gyengítetlenül áthúzódó korrelációt a *jet* fragmentációjának módosulásaként elképzelni. Az azóta eltelt évek alatt kialakult egy konszenzus, amely szerint ezt a hosszú távú korrelációt az ütközésben létrehozott folyadék hidrodinamikai tágulása hozza létre, amely az ütközési zóna eseményről eseményre fluktuáló kezdeti anizotropiájából indul ki [29–35].

A CMS akceptanciájával nincs probléma a  $|\Delta\eta| < 4$  tartományra vonatkozó mérések esetén, hiszen a CMS nyomkövető detektora az  $|\eta| < 2.5$  tartományt, azaz a  $|\Delta\eta| < 5$  tartományt fedi le. Emiatt még nem kell túlságosan megközelíteni a detektor akceptanciájának szélét, és ezen belül a geometriai akceptancia és az algoritmikus határfok is közel konstans. A mérési tartomány határát nem is ez, hanem a  $|\Delta\eta|$  növekedésével lineárisan csökkenő geometriai eredetű párakceptancia miatt csökkenő statisztika okozza, amely a háttérlevonás után túlságosan nagy statisztikus fluktuációkat okoz nagyon nagy  $|\Delta\eta|$  esetén.

Egyetértek, hogy a 142. oldal alján jó lett volna a 86. ábrára utalni, amely igazolja az ott tett állításomat.

A [360]-as hivatkozásban talált korrelációk energiafüggését nehéz vizsgálni, hiszen ehhez az LHC esetén csak 7 TeV-en van elég adat, mivel 8 TeV-en az egyidejű proton-proton ütközések nagy száma hátráltatja az ilyen irányú analízist. A RHIC energián pedig a PHOBOS kísérletnek biztosan nincs ehhez elég adata, ahogy azt a 11. kérdésre adott válaszomban kifejtettem.

A nagy multiplicitású p+p ütközésekben lehetségesnek tartom az elliptikus folyás kialakulását, hiszen számos arra utaló jel van, hogy a végállapotban keletkező részecskék számának már önmagában döntő szerep jut a végállapot különböző, részletesebb tulajdonságainak meghatározásában. A dolgozatomban mégsem éreztem helyesnek erről spekulálni, mert úgy éreztem hogy a nehézion-ütközésektől eltérően a hidrodinamikai magyarázatról ebben az esetben az egyetértés még messze nincs meg. Ugyan a korreláció erősségének transzverzális impulzustól való függése a hidrodinamikai áramlásra emlékeztet, a CGC (Glasma) állapottal kapcsolatos modellek, valamint a *jet*-ek által keltett korrelációkat jósló modellek is potenciálisan sikeresek lehetnek. Mivel az ezzel kapcsolatos kísérleti kutatások egy része még előttünk áll (pl. azonosított részecskékkel elvégzett korrelációs mérések), nem tartottam szükségesnek állást foglalni.

### 3.25. A 7. fejezetre kapott megjegyzések

A PHENIX kísérlet nukleáris elnyomási faktorokkal kapcsolatos eredménye, az  $N_{part}$ -skálázás kérdése itt ismét előkerül, de ezeket a tézispontokra és konkrét kérdésekre adott válaszaimban már tárgyaltam. Megjegyzem, hogy a látszólagos  $N_{part}$ -skálázás valószínűleg nem a mérési rapiditás-tartomány és az  $R_{AA}$  faktorok rapiditásfüggésének együttes eredménye, hanem annak, hogy a töltött részecskék  $R_{AA}$  faktorai a szóban forgó  $p_T$ -tartományban valamiért éppen (majdnem pontosan) megegyeznek az  $N_{part}/N_{coll}$  aránnyal. Mivel a részecskék száma  $N_{part}$ -tal arányos, de az  $R_{AA}$  faktorokat az  $N_{coll}$ -lal való normálással kapjuk, az  $R_{AA}$  faktorok csökkenni fognak  $N_{part}$  függvényében a centrális események felé haladva. Hangsúlyozom, hogy ennek ellenére én is azt gondolom, és a kísérleti adatok is azt támasztják alá, hogy az  $N_{part}$ -skálázás látszólagos megjelenése csak egy véletlen, bár kissé talán meglepő egybeesés. Tehát a bírálóval teljes mértékben egyetértek az interpretációt illetően.

Nincs tudomásom arról, hogy ebben a fejezetben azt írtam volna, hogy a d+Au ütközéseket az "Au+Au ütközésekben létrejött közeg, és az azon történő energiaveszteség magyarázatának igazolására kellett" volna elvégezni, ahogy a bíráló állítja. Ellenben, szó szerint ezt írtam: "Annak igazolására, hogy ezeknek a nagy  $p_T$ -vel rendelkező részecskéknek a látszólagos elnyomását nem a kezdeti feltételek, hanem a nehézion-ütközésben létrejött közegben történő energiaveszteség magyarázza, kontroll-kísérletként meg kellett vizsgálnunk a d+Au ütközéseket is", valamint "Ezzel bebizonyosodott, hogy a nagy  $p_T$ -vel rendelkező részecskék elnyomása valóban nem a kezdeti állapot módosulása miatt történik, hanem a kialakult magas hőmérsékletű és erősen kölcsönható anyag miatt". Ezért a bírálóknak ez a része (19. oldal első harmada) nehezen tekinthető relevánsnak.

Elismerem viszont, hogy az aszimptotikus szabadság említése, és az ezt tartalmazó mondat megfogalmazása szerencsétlen és félrevezető volt. Az aszimptotikus szabadság szerepével kapcsolatban annak sokkal általánosabb értelemben vett szerepére céloztam, de valóban ebbe a mondatba nem illeszkedő módon. Erre a kritikára már a fentiekben reagáltam. A folyadék állapotot pedig itt nem említettem, hiszen annak részletes bizonyítékai olyan eredményeken alapulnak, amelyekhez nem járultam közvetlenül hozzá, de a dolgozatban említést tettem róla. A 149. oldal első sorában levő állítást is tárgyaltam már a korábbiakban.

Egyáltalán nem gondolom, hogy a CMS kísérletbe való bekapcsolódás motivációjának és első eredményeinek összhangban kellene lenniük. A motivációt jórészt a kemény folyamatok vizsgálatának lehetősége jelenti, viszont az első eredmények teljesen természetes módon *nem* erről szólnak, hiszen nem is szólhatnak erről: az első cikkekben az adatmennyiség szűkössége miatt kizárólag a legnagyobb hatás keresztmetszetű folyamatok mérését lehetett megvalósítani.

A 150. oldalon említett számításokról ugyancsak volt már szó válaszom korábbi részében.

Egyetértek azzal a megjegyzéssel, hogy a kísérleti együttműködések cikkeinek esetén a kollaborációk explicit megnevezése indokolatlanul maradt le az irodalomjegyzékből; ennek oka

egyszerűen egy olyan LaTeX stílus (nem szándékos) használata, amely elnyomja a BibTeX adatbázisban egyébként feltüntetett kollaboráció-neveket.

### 3.26. Nyelvtani és nyelvhasználati megjegyzések

A bírálat végén felsorolt 16 nyelvi jellegű megjegyzés mindegyikével egyetértek, kivéve, hogy a "hisztogram" nem két "m"-mel írandó a magyar helyesírási szabályzat szerint. Ezeket az elírásokat és hibákat tehát szívesen kijavítom, amennyiben erre lehetőséget kapok.

Végül ismét köszönetet szeretnék mondani bírálómnak a dolgozatom rendkívül alapos és türelmes áttanulmányozásáért, számtalan jogos és építő kritikájáért, szakértelmének sokoldalú felhasználásáért a dolgozatom elfogulatlan és kritikus bírálatának elkészítése érdekében. Köszönöm továbbá a munkám pozitív értékelését, és kérem a válaszaim szíves elfogadását.

Budapest, 2013. április 29.

dr. Veres Gábor

## Hivatkozások

- [1] Adcox et al. Centrality dependence of charged particle multiplicity in Au-Au collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130\text{GeV}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 86:3500–3505, Apr 2001.
- [2] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, and Peter Steinberg. Glauber modeling in high energy nuclear collisions. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 57:205–243, 2007, nucl-ex/0701025.
- [3] Adcox et al. Suppression of hadrons with large transverse momentum in central  $au + au$  collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130\text{GeV}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 88:022301, Dec 2001.



- [4] Ekkard Schnedermann, Josef Sollfrank, and Ulrich W. Heinz. Thermal phenomenology of hadrons from 200-A/GeV S+S collisions. *Phys.Rev.*, C48:2462–2475, 1993, nucl-th/9307020.
- [5] B.I. Abelev et al. Systematic Measurements of Identified Particle Spectra in p+p, d+Au and Au+Au Collisions from STAR. *Phys.Rev.*, C79:034909, 2009, nucl-ex/0808.2041.
- [6] A. Adare et al. Spectra and ratios of identified particles in Au+Au and d+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. 2013, nucl-ex/1304.3410.
- [7] Serguei Chatrchyan, G. I. Veres, et al. Studies of jet quenching using isolated-photon+jet correlations in PbPb and pp collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Phys.Lett.*, B718:773–794, 2013, nucl-ex/1205.0206.
- [8] Serguei Chatrchyan, G.I. Veres, et al. Azimuthal anisotropy of charged particles at high transverse momenta in PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 109:022301, 2012, nucl-ex/1204.1850.
- [9] S. Peigne and A.V. Smilga. Energy losses in a hot plasma revisited. *Phys.Usp.*, 52:659–685, 2009, hep-ph/0810.5702.
- [10] Steven S. Gubser, Daniel R. Gulotta, Silviu S. Pufu, and Fabio D. Rocha. Gluon energy loss in the gauge-string duality. *JHEP*, 0810:052, 2008, hep-th/0803.1470.
- [11] Paul M. Chesler, Kristan Jensen, Andreas Karch, and Laurence G. Yaffe. Light quark energy loss in strongly-coupled  $N = 4$  supersymmetric Yang-Mills plasma. *Phys.Rev.*, D79:125015, 2009, hep-th/0810.1985.
- [12] Serguei Chatrchyan, G. I. Veres, et al. Observation of long-range near-side angular correlations in proton-lead collisions at the LHC. *Phys.Lett.*, B718:795–814, 2013, nucl-ex/1210.5482.
- [13] M. Basile, G. Cara Romeo, L. Cifarelli, A. Contin, G. D’Ali, et al. The energy dependence of charged particle multiplicity in pp interactions. *Phys.Lett.*, B95:311, 1980.
- [14] M. Batista and R.J.M. Covolan. Leading particle effect, inelasticity and the connection between average multiplicities in e+ e- and p p processes. *Phys.Rev.*, D59:054006, 1999, hep-ph/9811425.
- [15] Edward K.G. Sarkisyan and Alexander S. Sakharov. Relating multihadron production in hadronic and nuclear collisions. *Eur.Phys.J.*, C70:533–541, 2010, hep-ph/1004.4390.
- [16] Jerzy Bartke. *Introduction to Relativistic Heavy Ion Physics*. World Scientific, 2009. 207. oldal.

- [17] Peter Steinberg. Landau hydrodynamics and RHIC phenomena. *Acta Phys.Hung.*, A24:51–57, 2005, nucl-ex/0405022.
- [18] Serguei Chatrchyan, G. I. Veres, et al. Study of Z boson production in PbPb collisions at nucleon-nucleon centre of mass energy = 2.76 TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 106:212301, 2011, nucl-ex/1102.5435.
- [19] Serguei Chatrchyan, G. I. Veres, et al. Measurement of isolated photon production in pp and PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Phys.Lett.*, B710:256–277, 2012, nucl-ex/1201.3093.
- [20] Serguei Chatrchyan, G. I. Veres, et al. Study of W boson production in PbPb and pp collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV. *Phys.Lett.*, B715:66–87, 2012, nucl-ex/1205.6334.
- [21] S.S. Adler et al. Suppressed  $\pi^0$  production at large transverse momentum in central Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys.Rev.Lett.*, 91:072301, 2003, nucl-ex/0304022.
- [22] Serguei Chatrchyan, G.I. Veres, et al. Measurement of the inelastic proton-proton cross section at  $\sqrt{s} = 7$  TeV. 2012, hep-ex/1210.6718.
- [23] K. Aamodt et al. Charged-particle multiplicity density at midrapidity in central Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 105:252301, Dec 2010.
- [24] P. Kovtun, D.T. Son, and A.O. Starinets. Viscosity in strongly interacting quantum field theories from black hole physics. *Phys.Rev.Lett.*, 94:111601, 2005, hep-th/0405231.
- [25] S.S. Adler et al. Dense-Medium Modifications to Jet-Induced Hadron Pair Distributions in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV. *Phys.Rev.Lett.*, 97:052301, 2006, nucl-ex/0507004.
- [26] J. Adams et al. Distributions of charged hadrons associated with high transverse momentum particles in pp and Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV. *Phys.Rev.Lett.*, 95:152301, 2005, nucl-ex/0501016.
- [27] B. Alver, G. I. Veres, et al. High transverse momentum triggered correlations over a large pseudorapidity acceptance in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. *Phys.Rev.Lett.*, 104:062301, 2010, nucl-ex/0903.2811.
- [28] B.I. Abelev et al. Long range rapidity correlations and jet production in high energy nuclear collisions. *Phys.Rev.*, C80:064912, 2009, nucl-ex/0909.0191.
- [29] Yojiro Hama, Rone Peterson G. Andrade, Frederique Grassi, and Wei-Liang Qian. Trying to understand the ridge effect in hydrodynamic model. *Nonlin.Phenom.Complex Syst.*, 12:466–470, 2009, hep-ph/0911.0811.

- [30] B. Alver and G. Roland. Collision geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions. *Phys.Rev.*, C81:054905, 2010, nucl-th/1003.0194.
- [31] Burak Han Alver, Clement Gombeaud, Matthew Luzum, and Jean-Yves Ollitrault. Triangular flow in hydrodynamics and transport theory. *Phys.Rev.*, C82:034913, 2010, nucl-th/1007.5469.
- [32] Bjorn Schenke, Sangyong Jeon, and Charles Gale. Elliptic and triangular flow in event-by-event (3+1)D viscous hydrodynamics. *Phys.Rev.Lett.*, 106:042301, 2011, hep-ph/1009.3244.
- [33] Hannah Petersen, Guang-You Qin, Steffen A. Bass, and Berndt Muller. Triangular flow in event-by-event ideal hydrodynamics in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200A$  GeV. *Phys.Rev.*, C82:041901, 2010, nucl-th/1008.0625.
- [34] Jun Xu and Che Ming Ko. The effect of triangular flow on di-hadron azimuthal correlations in relativistic heavy ion collisions. *Phys.Rev.*, C83:021903, 2011, nucl-th/1011.3750.
- [35] Derek Teaney and Li Yan. Triangularity and Dipole Asymmetry in Heavy Ion Collisions. *Phys.Rev.*, C83:064904, 2011, nucl-th/1010.1876.