

Válaszok

Papp Gábor bírálatára

Köszönöm szépen a dolgozatom alapos áttekintését, a pozitív véleményt és a fontos és érdekes kérdéseket. Ezekre a válaszaim a következők.

Általános megjegyzések

1. *Mivel a címben is, valamint a tézisei bevezetésében is azt említi, hogy „A jelen disszertációban összegzett munkám célja az volt, hogy a hidrodinamika és femtoszkópia módszerei segítségével részletesebben megismerhessem a nagyenergiás ütközésekben keletkező kvarkanyag dinamikáját és téridőstruktúráját”, ezt a cél szerintem a dolgozattal nem sikerült megvalósítania. Hadronanyag esetében a kifagyási pontban írt fel olyan paraméterezést, mely a kísérletekkel összhangban van a Cooper-Frye kifagyási modell mellett, fotonok és dileptonok esetében viszont erősen megkérdőjelezhető extrapolációval alapján számolta ki a fizikai mennyiségeket. Szerencsére a tézisekben már sokkal óvatosabban fogalmazott.*

Válasz A megjegyzést értem, és részben jogosnak tartom, ugyanakkor a „részletesebben megismerhessem” állításról úgy érzem, megállja a helyét – megtudtam többek között, hogy a Hubble-folyás feltételezése jól leírja az adatok jelentős részét, hogy a térbeli eloszlás mennyire nem gaussi, illetve hogy a hadronikus megfigyelhető mennyiségek alapján rögzített végállapot elérhető sokféle kezdeti feltétel és dinamika segítségével.

2. *A fentiek ellenére elfogadható az a kiindulás is, hogy nem foglalkozunk azzal, hogyan kezdődik a hidrodinamikai fejlődés, hanem azt vizsgáljuk, hogy konzisztensek-e ezek a paraméterezések a kísérleti tapasztalattal, és segítenek-e minket a reakciók lefolyásának megértésében. Ennek fényében a résznek inkább a „Hidrodinamikai ansatzok” címet lehetett volna adni. Ez persze azt is jelenti, hogy amennyiben időben „fejlesztjük” ezeket a megoldásokat, nagyon óvatosan kell eljárni. A fejezete végén még ott van ez a figyelmeztetés, de a dolgozat előrehaladtával már tényként kezeli, hogy az 1 fm/c-re visszaextrapolált fizikai hőmérsékletet ebből a parametrizációból meg lehet kapni.*

Válasz Ezt a megjegyzést is értem, és valóban lehetett volna jobban hangsúlyozni az eredmények feltevésekhez kötöttségét. Egyébként ténylegesen leírtam minden feltételezést a dolgozatban, és egyetérték a bírálóval abban, hogy a végeredmény csak a feltevések elfogadása mellett érvényes.

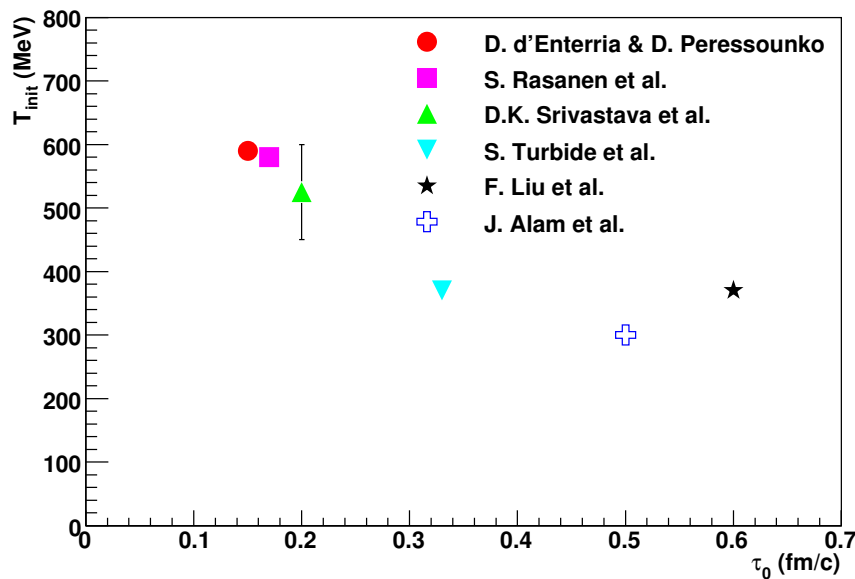
3. *A másik nagy témakör a femtoszkópia, melynek keretében az azonos bozonikus részecskékre a kvantumstatisztika miatti fellépő kétrészecske cserére való szimmetria következményeként a forrás méretére lehet következtetni a kis impulzuskülönbségű párok mérésével. Ebben a fejezeten két következtetlenséget találtam: az egyik, hogy a 3.3 részben mutat pp korrelációra is példát, elhagyva, hogy hogyan kéne a korrelációs függvénynek módosulni fermionok esetére (és miért működik erre is a bozonokhoz teljesen megegyező módon az m_T skálázás).. A másik következtetlenség, hogy a 3.2 fejezet fő megállapítása után, miszerint a Gauss függvénnyel jellemezhető forrás nem egyeztethető össze a kísérletekkel, és helyette Lévy eloszlás használatát javasolja viszonylag alacsony, 1.2-es index-el, a 3.3 fejezetben a Buda-Lund modell ismertetésénél a Gauss közelítést használja.*

Válasz Köszönöm, valóban írhattam volna még a Fermi–Dirac-antikorrelációról is, erről elsősorban a helyszűke miatt mondtam le. Ugyanakkor azért megemlítem, hogy 3.3. szakaszban csak kaonpárok és pionpárok korrelációi szerepelnek, tehát fermionokéi nem. (Magát a

forrásfüggvényt általánosan írtam fel, és a spektrumokat kiszámoltak protonokra is, de a korrelációs függvényeket már nem, és ilyen mérést sem említek – egyébként protonok esetén az erős kölcsönhatás szerepe legalább olyan fontos, mint a kvantumstatisztikáé.) A másik megjegyzés tekintetében pedig valóban lehetett volna említeni, hogy az analitikus számolhatóság kedvéért itt visszatérünk a Gauss-közelítéshez – ugyanakkor ez az eredmény időben a Lévy-eloszlásos munkák előtt született, tehát itt még nem is tudtuk, hogy milyen forrás-alak ad jobb közelítést a Gaussnál.

4. *(A 2. tézispontot) részlegesen fogadom el, a „információt nyertem az átlagos állapotegyenletre és a kezdeti hőmérsékletre vonatkozóan is, amely összhangban volt másfajta számításokból kapott értékekkel is.” részt nem fogadom el, mivel az idézett hivatkozásokban is sokkal szélesebb kezdeti hőmérséklet határok vannak, ezért a disszertációban kiragadott 370 MeV-es értékre alapozott becslés nem fogadható el. A tézis többi pontját elfogadom;*

Válasz Ezt a megjegyzést nem teljesen értettem meg, mert a dolgozat 33. oldalán szereplő 370 MeV-es érték valójában nem egy határozott eredmény a kezdeti hőmérsékletre, inkább csak egy kvantitatív példa adott állapotegyenlet és kezdeti idő esetére, a hadronikus végállapot és a hidrodinamikai időfejlődés figyelembevételével – amellet ez a becslés összhangban van a Phys.Rev.C 81 (2010) 034911 [arXiv:0912.0244] publikáció 48. ábráján mutatott 300-600 MeV közötti elméleti értékekkel:



A fotonspektrum vizsgálatából egyébként ennél nagyobb hőmérséklet adódott (a 38. oldalon 507 MeV-et említek, mint egyfajta alsó korlátot, amely szintén összhangban van az előző mondatban említett elméleti értékekkel), de az is rögzített, fix állapotegyenlet (konstans κ) mellett jött ki. Általánosabb állapotegyenlettel számolt eredményt a 2.7. szakaszban mutattam be.

5. *(Az 5. tézispontban említett) megoldás perturbatív vizsgálata nem alkalmas általános következtetések levonására, csak arra, hogy az adott megoldás mennyire stabil. Perturbatív volta miatt nem tudja jól megfogni a gyorsulás hatásait sem (pl. fejlődési idő megnövekedése stb.). A tézispontot azzal a megszorítással fogadom el, hogy az elemzés megmutatva az időben visszakövetés instabil voltát, az adott megoldás kis gyorsulásokra való viszonylagos érzéketlenségét mutatta meg;*

Válasz Való igaz, hogy ebben a munkában nem a fejlődési idő megnövekedését vagy éppen az energiasűrűség változását vizsgáltam (egyébként például a Universe 3 (2017) 1, 9 [ar-

Xiv:1609.07176] cikkben igen). Egyetérttek a bírálóval abban, hogy az elemzés megmutatta a kis gyorsulásokra való viszonylagos érzéketlenséget. Ugyanakkor a módszer nagyobb gyorsulások vizsgálatára azért alkalmas lehet, értelemszerűen azzal a megszorítással, hogy a megoldás indításakor a módosított sebesség az alap-megoldástól ne térjen el túlságosan.

Kérdések

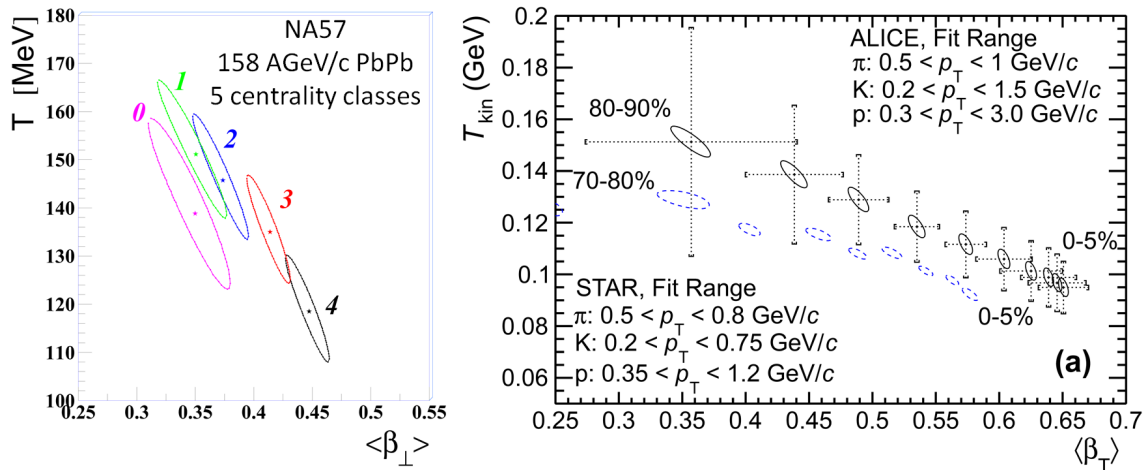
1. Az 1.6 ábrából centrális ütközésre az $u \approx 0.4 - 0.5c$ ([221] a hosszirányú sebesség $0.9c$ -t becsül, a transzverzálisra $0.3 - 0.6c$ -t, jelen értekezés 3.3.5 fejezetében $0.6c$ a transzverzális sebesség). Ez a tágulás meghaladja a közegbeli hangsebesség $0.3 - 0.4c$ (jelen dolgozatban $0.36c \pm 0.02c$) értékét! Ilyen feltételek mellett lehet-e termodinamikáról, és termodinamikai fázisátalakulásról beszélni (pl. a korrelációs hosszról), illetve összehasonlítható értelmesen az így kapott eredmény a „termostatikán” alapuló rácsszámolásokkal?

Válasz Köszönöm az érdekes megjegyzést. A hiperszonikus folyások elmélete és numerikus számolási gyakorlata komoly történetre tekinthet vissza, ilyen értelemben nem váratlan, hogy itt is ez merült fel. A blast-wave-illesztések is hasonló eredményeket adtak, lásd akár az SPS eredményeket a 2004-es Quark Matter proceedingséből:

J. Phys. G 30 (2004) S717-S724 [nucl-ex/0403036]

és a STAR és ALICE eredményeket

Phys. Rev.C88, 044910 (2013) [arXiv:1303.0737]:



Egyébként a Hubble-flow kialakulását vizsgáló

Phys.Rev.C 71 (2005) 044902 [nucl-th/0410036]

cikkben is látszik, hogy ekkora, sőt, nagyobb sebességek is megjelenhetnek. Továbbá a jetek miatt megjelenő Mach-kúpok is a szuperszonikus áramlással függenek össze. Mindezekre tekintettel úgy gondolom, hogy hidro- és termodinamikáról mindenképpen lehet beszélni ebben az esetben. A rácsszámítások statikus természete ugyanakkor észben tartandó, és a dinamikai effektusokkal (és a véges mérettel és idővel is) bizonyos esetekben számolni kell (akár például a dinamikus univerzalitási osztályokkal, kritikus lelassulással).

2. 2.4.4-ben elemzi a foton spektrumot, mely az időfejlődés következtében különböző hőmérsékletű téridőrészekből eredeztethető. Miért tudnak a végén kísérletileg mégiscsak egy hőmérséklet értéket hozzárendelni, és mi ennek a hőmérsékletnek a jelentése?

Válasz Ez a hőmérséklet (amelyet a 2.5. szakaszban megadtam) egyfajta átlagos hőmérsékletet jelent: ha a különféle időpontokban keletkezett fotonok spektrumát összeadjuk (integrálunk az időre), akkor továbbra is lényegében exponenciális jellegű csökkenést látunk, az inverz

logaritmikus meredekség pedig valamely köztes hőmérsékletnek megfelelő értéket vesz fel. Mivel az adatpontok száma csekély, azok igen nagy statisztikus hibával rendelkeznek, ezért ennél precízebb következtetést nehéz levonni belőlük. Ugyanakkor részletesebb számolások a hőmérsékletcsökkenés dinamikájáról is számot adhatnak - persze ekkor nem a fotonspektrummal való összehasonlítás a kihívás, hanem a spektrum és az azimutális anizotrópia (továbbá a hadroneloszlások) együttes leírása.

3. *(2.61) alapján úgy tűnik, hogy a forrásméret fordítottan arányos a foton energiájával. Ennek van valamilyen magyarázata?*

Válasz Ez valójában nem a forrásméret, hanem a szokásos femtoszkópiai (HBT) homogenitási hossz, és ezen inverz energiafüggés oka a transzverz tágulás: a nagyenergiás részecskék kisebb homogenitási tartományból származnak. Ahogy tehát a hadronok HBT-sugarai esetében $1/R^2 \sim m_T$ összefüggést kapunk (lásd (2.48)-(2.50) vagy (3.12)), úgy itt is hasonló összefüggésre jutunk.

4. *A 2.4 ábrán mutatja be a fotonspektrumot különböző kezdeti időket feltételezve, és megjegyzi, hogy „a spektrum kevésbé érzékeny a kezdeti idő pontos értékére”. Az ábra fényében nem értem ezt a megjegyzést, mind a spektrum nagysága, mind az alakja erősen függ az ábrán a kezdeti időtől!*

Válasz Az észrevétel jogos, pontatlanul fogalmaztam. Itt arra gondoltam, hogy a $0 - 1$ fm/c tartományon belül kevésbé érzékeny a számolt spektrum a kezdeti időre, tehát elég nagy (100% körüli) relatív hibával lehet csak meghatározni ezt a paramétert.

5. *A 2.15 ábra alapján nem érthető a 2.8.3 fejezet elemzése, hogy b paraméter $[0,05, 0,2]$ intervallumbeli értékére „nagyjából változatlan görbéket kapunk”. A v_2 -ben egy kettes faktort $b = 0,06$ -ról $b = 0,1$ -re változtatásával nem nevezném változatlannak, szemben a kifagyási hőmérséklettől való függéssel.*

Válasz Köszönöm az észrevételt. Itt pontosabban kifejezve arról van szó, hogy a χ^2 -térkép minimumai erősen elnyújtott árkok, azaz a paraméterek erősen korreláltak. Tehát hiába rögzítem a b paramétert más és más értékekre, attól még jó illesztést kapok - természetesen a többi paraméter változása mellett. Mivel ezen analízisben az anizotrópiát jelző paraméterek fontosabbak voltak, ezért b -re csak egy „konfidenciatartományt” adtam meg. Ezt megtehettem volna valamelyik másik paraméterrel is; tehát ilyen értelemben valóban nem fogalmaztam jól a szövegben. Mindamellet a hőmérsékletet nem illesztettem itt, hanem korábbi analízisből származó értéket vettem.

6. *A 100-101. oldalak eszmefuttatásával a Lévy α index és a fázisátalakulás kritikus exponense kapcsán kételyemet fejezem ki a következők miatt: (a) A Lévy alak elég sok, különböző kísérletben megjelenik, ezért nem lehet a fázisátalakuláshoz kötött;*

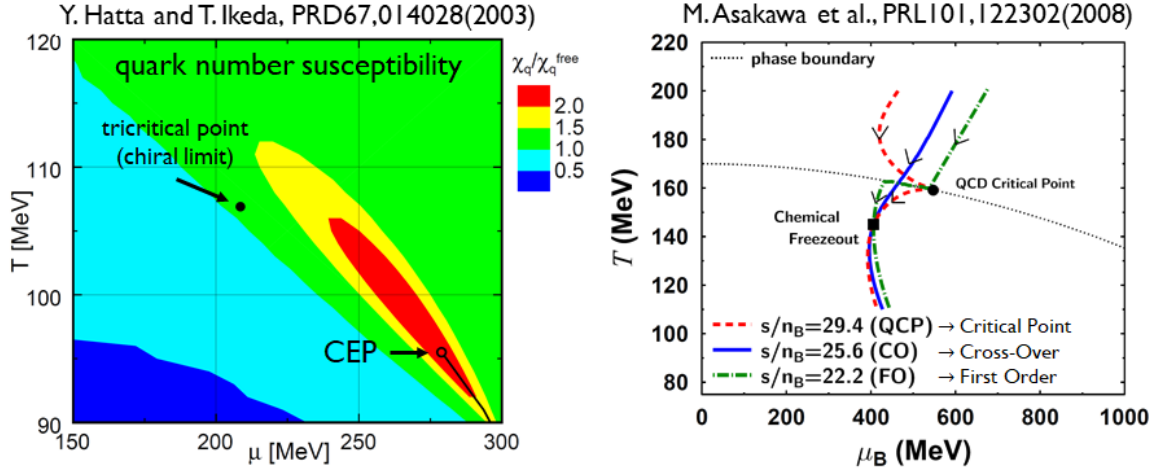
Válasz Ez így van, és ezzel kapcsolatban úgy fogalmaztam a dolgozatban, hogy „A Lévy-eloszlások megjelenését az anomális diffúzió mellett egyéb jelenségek is okozhatják”, és itt soroltam csak fel a fázisátalakulást, mint az egyik lehetséges okot.

- 6.(b) *A várt fázisátalakulás vagy elsőrendű, amikor is nem lesz végtelen hosszú a korrelációs skála, hanem véges méretű domain-ekben alakul át az anyag; vagy crossover, amikor szintén nem nő a korrelációs hossz jelentősen. Az egyedül szóba jöhető eset a kritikus pont környéke, ahol olyan gyengén elsőrendű, hogy másodrendűnek látszik, de ezt kísérletileg nem lehet pontosan eltalálni, minden elmosódik más eseményekkel.*

Válasz A megjegyzés jogos, de a helyzet azért összetettebb, ugyanis ahogy például a Phys.Rev.D67,014028(2003) [hep-ph/0210284]

Phys.Rev.Lett.101,122302(2008) [arXiv:0803.2449]

cikkekben rámutatnak, a kritikus pontnak lehet egyfajta vonzási tartománya, tehát egyrészt bizonyos fluktuációk a kritikus pont közelében is észlelhetőek lehetnek, illetve az időfejlődés során a kritikus ponton sok, különböző barionsűrűségről indított trajektória is keresztül mehet, ahogy azt a fenti cikkek alábbi ábrái is mutatják:



Ezzel együtt a felvetés jogos, tehát az sok minden részlettől függ, hogy megváltozik-e a kritikus pontban a Lévy-exponens.

- 6.(c) *Másik elképzelhető lehetőség, hogy az elsőrendű átalakulás doménmérete nagyobb, vagy összemérhető a forrás méretével, ez esetben viszont adódik, hogy le kell vágni a Lévy eloszlást, ami mindjárt alacsonyabb α értékeket tesz elérhetővé. A másik következmény, hogy a Lévy viselkedés sokkal élesebb az elsőrendű fázisátalakulással járó kísérletekben, mint a crossoveren keresztül átalakuló folyamatokban, azaz, mivel a RHIC, és az LHC az utóbbiakhoz tartozik, nehezen tudok elképzelni még „élesebb” Lévy folyamatot az alacsonyabb energiás kísérletekben. Kérem a jelöltet, hogy pontosítsa, tulajdonképpen, mit is várnak a kritikus pont közelében, hogy milyen jelre kell a kísérleti kollégáknak figyelni.*

Válasz Az észrevétel jogos, a végesméret-hatásokkal elviekben számolni kell. Ez világos a legtöbb kritikus exponens esetén, ahogy például Roy Lacey

Nucl.Phys.A 956 (2016) 348-351 [arXiv:1512.09152]

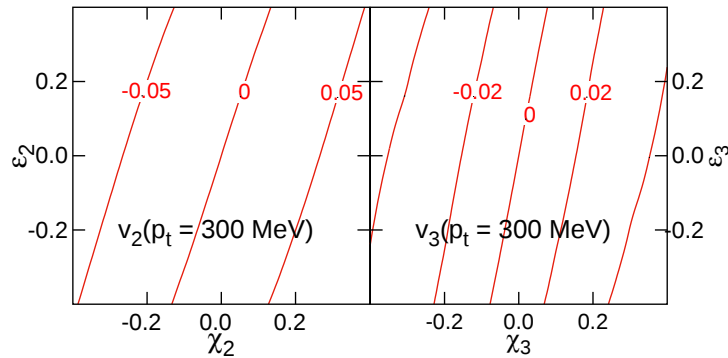
Quark Matter 2015 kötethez írt publikációjában is írja – sőt, ebben a cikkben a HBT-sugarak végesméret-skálázását is kimutatja. A térbeli korrelációs exponens esetén kicsit más a helyzet, itt lényegében valamilyen exponenciális jellegű levágást kellene bevezetni, és az ezt figyelembe vevő korrelációs függvényt kiszámolni. Ugyanakkor ez éppen a legkisebb impulzusok esetén jelentene módosulást, ahol a legrosszabb a kísérleti felbontásunk (a képalkotó jellegű technikákkal helyreállított forráskép 10-20 fm méret felett veszít pontosságából). Ezért azt gondolom, hogy a legjobb az α exponenst körültekintően megmérni, és az energia- és centralitásfüggésben esetlegesen megjelenő nem-monotonitásokat keresni. Kutatócsoportunk célja éppen ez, diákjaim több ilyen mérést is végeznek jelenleg, az SPS-nél, a RHIC-nél és az LHC-nál is.

7. (3.103)-(3.104) alapján elliptikus folyás akkor van, amikor T_x különbözik T_y -tól. Kísérletileg végeztek ilyen vizsgálatot, hogy a két irányban távozó részecskék termikus spektruma a folyás levonása után különbözik-e (és ha nem, akkor elvégezhető lenne)?

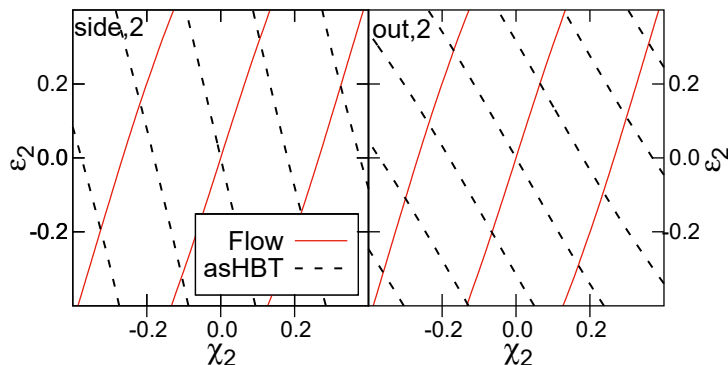
Válasz Köszönöm a kérdést és a benne lévő jó felvetést. Ezt meg lehetne tenni: a reakciósíkhöz képest körülbelül 0 és körülbelül $\pi/4$ szögben kirepülő hadronok impulzuseloszlásának inverz logaritmikus meredekségét (T_x -et és T_y -t) kellene mérni; vagy akár ezen inverz logaritmikus meredekség azimutszög-függését is lehetne vizsgálni. Ez szerintem egy érdekes mérés lenne, bár persze részben természetes is, hogy a T_x és T_y mennyiségek az elliptikus folyást fejezik ki.

8. 3.3.2-ben „A Buda-Lund modellből kapott v_2 -ben azonban a térbeli anizotrópia nem játszik szerepet”. Ahol valamennyi szerepet játszhat, az a Cooper-Frye kifagyás alkalmazása: mivel ez preferálja a felületre merőleges részecskekeltést, egy (a sűrűség) ellipszis esetében a kistengely irányában több részecske jöhet ki, mint a nagytengely irányában. További hatás, hogy a kistengely irányában kisebb volt a táulás, ezért lokálisan magasabb hőmérséklet van jelen, és több részecske is keletkezik, nagyobb sebességgel. Látszik ez a hatás (illetve ha nem mutatható ki, akkor miért nem)?

Válasz Köszönöm a kérdést, igen, ez a hatás elvileg jelen lehet. Az analitikus (közelítések mellett végzett) számolás alapján a v_2 ugyanakkor ténylegesen nem függ X és Y értékétől, és ezért ezek különbségétől sem. Fontos tehát, hogy ez a megjegyzés kizárólag a (3.103) egyenletre vonatkozott, ahol v_2 kifejezésében expliciten és impliciten sem szerepelnek az X és Y mennyiségek. Ugyanakkor a modellt Lökös Sándorral és másokkal az Eur. Phys. J. A (2016) 52: 311 [arXiv:1604.07470] cikkben általánosítottuk magasabb rendű multipólusokra, és az itteni (kevesebb közelítéssel élő, összetettebb geometriai feltételezésekkel élő) számítás már kimutatta, hogy v_2 kis mértékben függhet az $\epsilon_2 = (X^2 - Y^2)/(X^2 + Y^2)$ anizotrópiaparamétertől, bár a domináns még mindig a sebességtér χ_2 anizotrópiájától való függés:



Ez annál is inkább fontos, mert az ilyen jellegű számolások segítségével v_2 és az azimutszög-függő HBT-sugarak ($R(\phi)$) adatai alapján szét lehet választani a magasabb rendű térbeli és a sebességtérbeli anizotrópiákat, ahogy arra a fenti publikáció alábbi ábrája rá is mutat:



Egyébként ezt a számolást a Buda-Lund-modellen kívül Blast Wave-modell segítségével is elvégeztük a Eur.Phys.J.A 53 (2017) 8, 161 [arXiv:1702.01735] cikkben leírt módon.

Kisebb megjegyzések

Köszönöm szépen ezen észrevételeket is, ezeket javítottam a dolgozatban. Papp Gábor azt írja, hogy ezekre nem szükséges reagálni, azért én alább mégis megteszem röviden.

- 1-3. 7 old. közepe: ...”periférikusabb a maradék $(100-X)\%$ -nál.” kicsi x helyett nagy kell
4. lábjegyzet: $1 \text{ fm}/c \approx 1/3 \cdot 10^{-23} \text{ sec}$, közelebb van a 10^{-24} -sehez a magyar kerekítési szabályok alapján
12. oldal: ”a v_2 -vel jelölt elliptikus aszimmetria (amely nem más, mint a $\cos(2\phi)$ szögeloszlás szerinti átlaga) tehát azt méri, hogy mekkora a gömbszimmetriától való eltérés ebben a síkban.” Az összes v_n ($n > 0$) komponens a gömbszimmetriától való eltérést fejezi ki, nemcsak az $n = 2$.

Válasz Köszönöm, ezek mind jogos korrekciók.

4. 2.5.3 „Illesztést az adatpontok alacsony száma miatt nem végezhetünk, így a 2.4 szakaszban kapott két ϵ érték átlagát vehetjük”. A 2.4 fejezetben két ϵ értéket találtam: a $0 - 30\%$ (0.8) és a $0 - 92\%$ (0.34) centralitásosztályra vonatkozót. Gondolom nem ezek átlagát veszi, hanem a fotonokkal (nem idézett centralitásosztályban) mért értéket (0.34), ami viszont nem különbözik a hadronikustól. Így nem érthető, hogy melyik két ϵ átlagát veszi?

Válasz Valójában éppen a kérdésben idézett két érték átlagát vettem itt. Lehetett volna a kisebbik, 0.34-es értéket venni. Miután illesztést nem végeztem, ezért azt lehetett volna tenni még, hogy többféle ϵ értékkel is megcsinálom a számolást, de a számolás közelítő jellege és az adatpontok csekély száma miatt erre nem került sor.

5. (2.78) után után hivatkozik a (2.28) egyenletre, pedig abban még nyoma sincs a λ paraméternek! A $C_2(q)$ parametrizációban fellépő α értéknek ugye semmi köze nincs a két képlettel a (2.76)-ban feljebb definiált α -hoz? Ez a parametrizáció pusztán a numerikus integrálás eredményeire való illesztés eredménye, vagy levezethető?

Válasz A megjegyzés jogos, tehát valójában itt a λ paraméter szerepeltetése nem lett volna szükséges, illetve a (2.76) α mennyiségének nincs köze a Lévy-féle α mennyiséghez, ezt lehetett volna egyéb betűvel jelölni. A (2.76) viszont nem parametrizáció, hanem a (2.75)-nek megfelelő formula, amit csak azért írtam itt fel, hogy közelebbről is lehessen látni az oszcilláció természetét.

6. (2.83) [91] alapján a $4/9$ szorzófaktor helyett 16-nak kell lennie (3.2-es és 3.3-as képlet [91]-ben) abban az esetben, ha felösszegzünk a spinekre a bemenő csatornában, és 4-nek, ha átlagolunk rájuk. Szerencsétlen módon a finomszerkezeti állandót is α -val jelöli (legalább megemlíthetné, hogy ez a finomszerkezeti állandó, vagy (3.58)-hoz hasonlóan α_{em} -el jelölve). Ugyancsak [91] alapján piongáz esetére (2.84) -ből hiányzik egy szorzófaktor (ld. (3.6) a [91]-ben).

Válasz A hatáskeresztmetszetek tekintetében valójában a Phys.Rev.C83 (2011) 024904 [arXiv:1012.0798] publikáció (azaz a [89] referencia) alapján dolgoztam. Azt gondolom, konvenciókülönbség van ezen cikk és a bíráló által említett [91] publikáció között; előbbiben (amelynek megfelelően én $N_c = 3$ feltevésével felírtam a formulákat) az alábbiak szerepelnek:

The dilepton production rate from the scattering of two particles in hot dense matter is given by

$$\frac{dN}{d^4x} = \int \frac{d^3\mathbf{k}_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3\mathbf{k}_2}{(2\pi)^3} f(k_1) f(k_2) v_{\text{rel}} \sigma, \quad (30)$$

where $\mathbf{k}_1$ and $\mathbf{k}_2$ are momenta of the two particles; v_{rel} is their relative velocity; and σ is the cross section for dilepton production from their scattering. For QGP, we consider the dominant quark-antiquark annihilation process for dilepton production, and its cross section is

$$\sigma(M^2) = \frac{4\pi\alpha^2}{3N_c} \sum_{i=u,d,s} \frac{e_i^2}{e^2} \frac{1 + 2m_q^2/M^2}{M^2 \sqrt{1 - 4m_q^2/M^2}}, \quad (31)$$

where m_q is the quark mass, e_i is the charge of quark species i , and $M^2 = (k_1 + k_2)^2$ is the squared invariant mass. For HG, the dominant pion-pion annihilation is considered, and the cross section is

$$\sigma(M^2) = \frac{4\pi\alpha^2}{3} \frac{|F(M^2)|^2}{M^2} \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{M^2}}, \quad (32)$$

with the electromagnetic form factor of pion

$$|F_\pi(M^2)|^2 = \sum_{i=\rho,\rho',\rho''} \frac{N_i m_i^4}{(m_i^2 - M^2)^2 + m_i^2 \Gamma_i^2}, \quad (33)$$

A kérdés középső részét illetően pedig köszönöm, valóban, a finomszerkezeti állandót lehetett volna külön deklarálni.

7. (2.142):-ben a multipoláris sorfejtéssel a sebességtér a ϕ függvényében szimmetrikusan pozitív és negatív értékeket vesz fel, nullára átlagolódva ki az azimutális irányban, szemben a kísérleti tapasztalattal, hogy az erős kifelé irányuló komponensre rakódik egy multipoláris perturbáció. Ez nem okoz problémákat a megfigyelhető mennyiségekkel való összevetés során?

Válasz Nem, ugyanis (2.142)-ben valójában ez egy kifelé irányuló sebességmező, perturbáció nélkül – csak a sűrűségmezőre „rakódik” perturbáció, s kifejezésén keresztül.

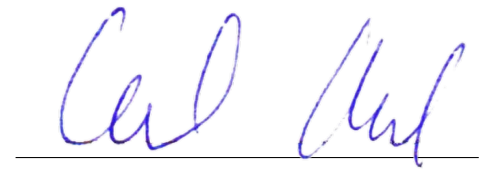
8. 86. oldal végén nem tudom értelmezni az „irányfüggő Hubble áramlást”, az anizotrópiára gondolt?

Válasz Igen, az anizotróp tágulásra, de valójában maga a Hubble-jellegű tágulás ténye az, ami itt fontos és következik a HBT-megfigyelésekből.

8. (3.90) után a „HG szignifikánsal” helyett „H szignifikánsan” értendő?

Válasz Igen, köszönöm, itt elírás történt.

Budapest,
2021. április 15.



Csanád Máté
ELTE Atomfizikai Tanszék