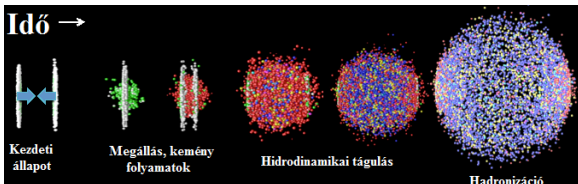


Nagyenergiás atommag-ütközések téridőbeli lefolyása

Csanád Máté
ELTE Atomfizikai Tanszék

Habilitációs előadás

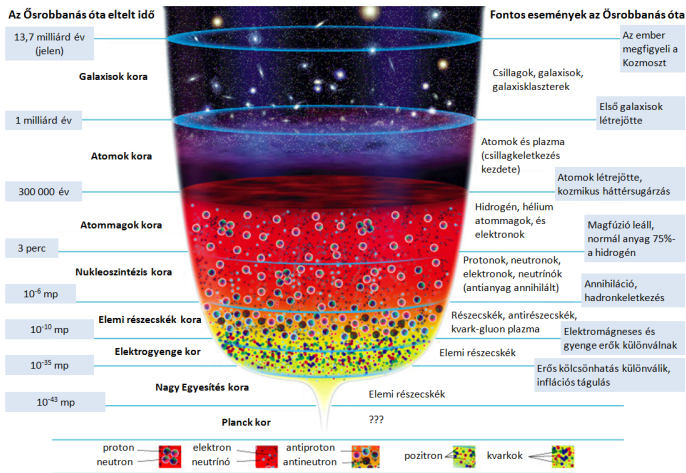
2013. október 10.



Tartalomjegyzék

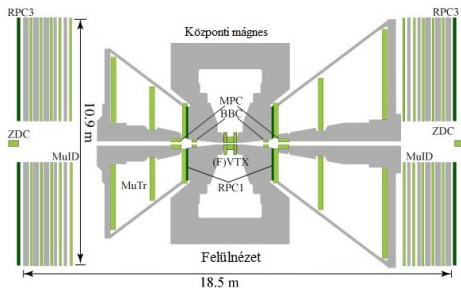
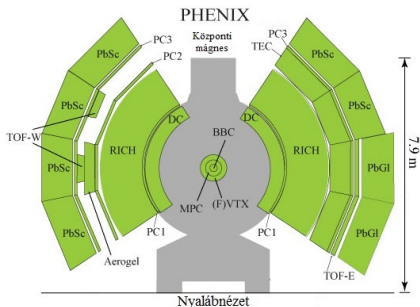
A nagyenergiás fizika és az Ősrobbanás kapcsolata

- Bizonyos hőmérséklet felett nukleonok megolvadhatnak
- Kísérleti vizsgálat: nagyenergiás atommag-ütközések



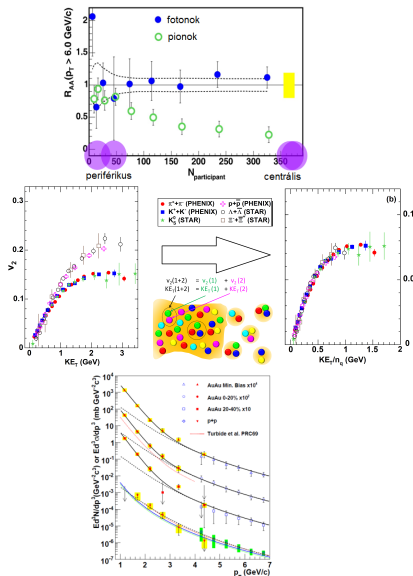
Egy kísérleti elrendezés

- A RHIC gyorsítónál, Au+Au és egyéb ütközések különféle energiákon
- „Hagymahéj” jellegű szerkezet
- Esemény-karakterizáció: vertex helye, ideje, centralitás, reakciósík
- Részecskék impulzusmérése: nyomkövető detektorokkal
- Részecskék azonosítása: sebesség és tömeg alapján



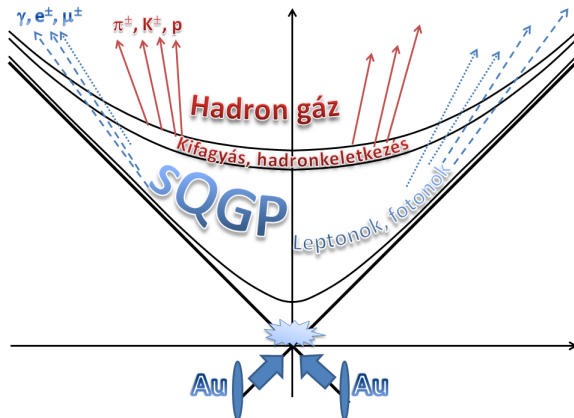
A nehézionfizika mai képe

- *Jet elnyomás*: nagyimpulzusú részecskék hiánya
- Nincs jet elnyomás d+Au esetén: *erősen kölcsönható anyag*
- Kollektív dinamika: az anyag *folyadék*
- Skálaviselkedés: a *kvark szabadsági fokok megjelenése*
- Nehéz kvarkok energiavesztése: szinte *tökéletes folyadék*
- *Termikus fotonok*: nagyon magas kezdeti hőmérséklet
- Magasabb rendű aszimmetria-koefficiensek: *extrém alacsony viszkozitás*



Egy ütközés téridő-képe

- Erősen kölcsönható plazma keletkezik a RHIC és az LHC ütközéseiben
- Forró, gyorsan táguló és hűlő, (szinte) tökéletes folyadék
- Hadronok keletkezése: kifagyás
- Erősen kölcsön nem ható fotonok, leptonok: „átfénylenek”



Tartalomjegyzék

Tartalomjegyzék

A tökéletes folyadék dinamikája

- Széles skálán alkalmazható (10^{-15} m \rightarrow 10^{10} m)
- *Egzakt, analitikus megoldások*: megértést segítik
- Nem-relativisztikus hidrodinamika: alkalmazható, sok megoldás, de inkonzisztens
- Relativisztikus hidrodinamika: Landau által megfogalmazva
- Híres 1+1D megoldások: Landau-Khalatnikov, Hwa-Bjorken
- Érdeklődés megnövekedése, sok új megoldás
- Többnyire 1+1D, kevés 1+3D
- Egyenletek alapja: töltés és energia-impulzus lokális megmaradása
- Lényegében effektív elmélet, szinte az összes szabadsági fokra átlagolva
- Nem tökéletes folyadékok: problémás, nincs egyértelmű elmélete

A hidrodinamika egyenletei megmaradó töltéssel

- Lehetséges, hogy létezik egy n *megmaradó töltés* (kémiai pot. $\neq 0$)
- Alapegyenletek: energia-impulzus-megmaradás és töltésmegmaradás

$$\partial_\mu (n u^\mu) = 0 \text{ és } \partial_\nu T^{\mu\nu} = 0$$

- A tökéletes folyadék e.-i. tenzora: $T^{\mu\nu} = (\epsilon + p)u^\mu u^\nu - p g^{\mu\nu}$
- Állapotegyenlet: $\epsilon = \kappa p$ ($\kappa = \text{konst.} \Rightarrow c_s^2 = \partial p / \partial \epsilon = 1/\kappa$)
- Teljes egyenletrendszer u^μ , n és p -re
- Hőmérséklet bevezetése $p = nT$ egyenleten keresztül, ekkor

$$T \partial_\mu u^\mu + \kappa u^\mu \partial_\mu T = 0$$

- A megoldás felírható u^μ , n és T hármására
- Több megmaradó töltés: lényegét tekintve ugyanez a gondolatmenet
- Nehézionfizika: extrém alacsony kémiai potenciál (B. T. kérdése)

A hidrodinamika egyenletei megmaradó töltés nélkül

- *Energia-impulzus megmaradása ugyanúgy*
- Bevezethető σ *entrópiasűrűség*
- A termodinamika fundamentális relációival:

$$\varepsilon + p = T\sigma \Rightarrow d\varepsilon = Td\sigma \text{ és } dp = \sigma dT$$

- Innen u.o. kontinuitási egyenlet σ -ra (*lokálisan adiabatikus tágulás*):

$$\partial_\nu(\sigma u^\nu) = 0,$$

- Állapotegyenlet ugyanúgy használható, de más $p - T$ *kapcsolat*!

$$\varepsilon = \kappa p \text{ és } p = T\sigma/(\kappa + 1)$$

- Ha $\kappa = \text{konst.}$, *ugyanaz a hőmérsékleti egyenlet adódik*

$$T\partial_\mu u^\mu + \kappa u^\mu \partial_\mu T = 0.$$

- Minden $\kappa = \text{konst.}$ megoldás: $\{u^\mu, n, T\}$ és $\{u^\mu, \sigma, T\}$ esetére is

A megfigyelhető mennyiségek származtatása

- $S(x, p)$ forrásfüggvény bevezetése (keletkezési valószínűség)

$$S(x, p)d^4x = \mathcal{N}B(x, p)H(\tau)d\tau d^3\Sigma_\mu(x)p_\mu,$$

- $H(\tau)$ kifagyás sajátidőbeli eloszlása, $\Sigma_\mu(x)$ Cooper-Frye fluxustényező
- Boltzmann-eloszlás $B(x, p)$:

$$B(x, p) = \exp\left[\frac{\mu(x) - p_\mu u^\mu(x)}{T(x)}\right] = n(x) \exp\left[-\frac{p_\mu u^\mu(x)}{T(x)}\right],$$

- Egyrészecske impluzuseloszlás (ϕ azimut szögére és y rapiditásra):

$$N_1(p) = E \frac{d^3N}{dp_x dp_y dp_z} = \frac{d^3N}{p_t dp_t d\phi dy}; N_1(p_t) = \langle N_1(p_t, \phi, y = 0) \rangle_\phi$$

- Szögfüggés Fourier-sorának koefficiensei: v_n (v_2 : ell. folyás)
- B-E korrelációs függvény: $S(x, p)$ Fourier-transzformáltja x -ben
- „Puha” részecskekeletkezésre érvényes közelítés
- További irány: nem-ext. termodin., Tsallis eloszlások (B. T. kérdése)

Tartalomjegyzék

Egy ismert, konstans κ megoldás

- Az első egzakt, analitikus és 3D relativisztikus megoldás

Csörgő, Csernai, Hama *et al.*, Heavy Ion Phys. **A21**, 73 (2004), nucl-th/0306004

$$u^\mu = \frac{x^\mu}{\tau} \text{ ahol } \tau = \sqrt{x_\mu x^\mu},$$

$$n = n_0 \frac{V_0}{V} \nu(s)$$

$$T = T_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^{1/\kappa} \nu(s)^{-1},$$

- $\nu(s)$ tetszőleges skálafüggvény, és

$$s = \frac{r_x^2}{X^2} + \frac{r_y^2}{Y^2} + \frac{r_z^2}{Z^2}, \quad V = \tau^3,$$

- X, Y, Z : táguló ellipszoid főengelyei, $X(t) = \dot{X}_0 t$ stb.
- Ez nem gyorsuló megoldást eredményez, azaz $u^\nu \partial_\nu u^\mu = 0$
- Tipikus skálafüggvény: Gauss

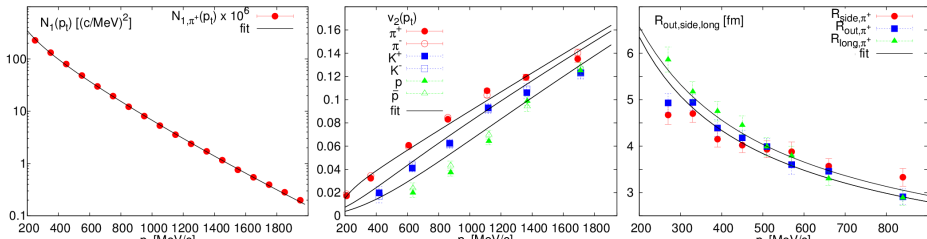
Összevetés a PHENIX hadron-adataival

- Az előbb említett megoldás alapján:

$$S(x, p) d^4x = \mathcal{N} \frac{p_\mu d^3\Sigma^\mu(x) H(\tau) d\tau}{n(x) \exp(p_\mu u^\mu(x)/T(x)) - 1}$$

- Megfigyelhető mennyiségek kiszámíthatóak
 - Transzverz impulzus eloszlása $N_1(p_t)$
 - Azimut aszimmetria (elliptikus folyás) $v_2(p_t)$
 - Bose-Einstein (HBT) korrelációs sugarak $R_{out,side,long}(p_t)$
- Sikeres összehasonlítás az adatokkal (RHIC alább, LHC is egyébként)

Csanád, Vargyas, Eur. Phys. J. A **44**, 473 (2010), arXiv:0909.4842

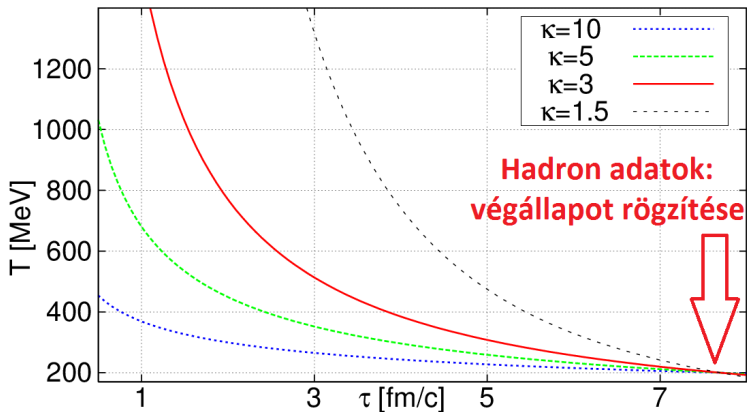


Az sQGP időfejlődése?

- Hadronikus mennyiségek *csak a végállapottól függenek!*
- Más állapotegyenlet más végállapotot jelent!

Csanád, Vargyas, Eur. Phys. J. A **44**, 473 (2010), arXiv:0909.4842

Csanád, Nagy, Csörgő, Eur. Phys. J. **ST**, 19 (2008), arXiv:0710.0327



Direkt fotonok spektruma

- Fotonkeletkezés: az időfejlődés során végig
- *Eloszlásuk árulkodik az állapotegyenletről*
- Egy nagyon egyszerű képpel a fotonok forrásfüggvénye

$$S(x, p)d^4x = \mathcal{N} \frac{p_\mu u^\mu}{\exp(p_\mu u^\mu(x)/T(x)) - 1} d^4x$$

- Impulzusra integrálva: emisszió $\propto T^4$
 - Szisztematikus változtatás a T hatvánnyal, mivel

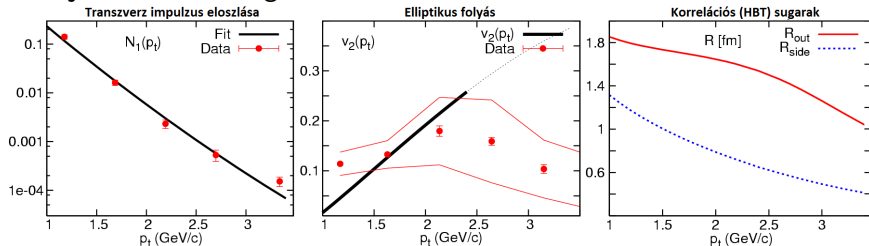
$$\text{keletkezési ráta}(A + B \rightarrow X) = n_A n_B \langle v \sigma_{A+B \rightarrow X} \rangle \propto T^6$$

- *Impulzuseloszlás, elliptikus folyás, Bose-Einsten korr. sugarak számolhatóak*

Csanád, Májér, Central Eur. J. Phys. **10** (2012), arXiv:1101.1279

Összehasonlítás a PHENIX adataival

- PHENIX direkt foton spektrum és v_2 méréssel összehasonlítva
- Előrejelzés a HBT sugarakra

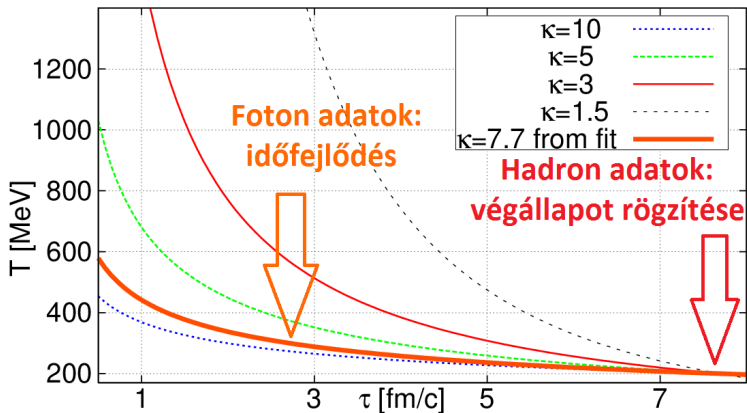


Csanád, Májér, Central Eur. J. Phys. **10** (2012), arXiv:1101.1279

- Az átlagos állapotegyenletű együttható: $c_s = 0.36 \pm 0.02_{stat} \pm 0.04_{syst}$
- Kezdeti hőmérséklet: $T_{ini} = 507 \pm 12_{stat} \pm 90_{syst} \text{ MeV}$
- Jelentős különbség R_o és R_s között: hosszú időtartam (\leftrightarrow hadronok)
- Extrém leegyszerűsített kép
- Javítás: mikroszkópikus fotonkeletkezési mech. (B. T. kérdése)

Időfejlődés $\kappa = \text{konst.}$ mellett

- A $c_s = 0.36$ -ból $\kappa = 7.7$ következik
- Ez egy átlagos érték, ld. pl. Roy Lacey et al., nucl-ex/0610029
- Ez alapján T_{ini} of $507 \pm 12_{stat} \pm 90_{syst}$ MeV at $0.7 \text{ fm}/c$



Tartalomjegyzék

Megoldások tetszőleges állapotegyenletre?

- Állandó ÁE *nem realiztikus* (gyors hőmérsékletváltozás)
- Ha $\kappa(T)$, *új megoldásokat* kell keresnünk
- Megmaradó töltéssel (és $\epsilon = \kappa n T$ mellett), a hőmérsékleti egyenlet:

$$T \partial_{\mu} u^{\mu} + \left[\kappa + T \frac{d\kappa}{dT} \right] u^{\mu} \partial_{\mu} T = 0.$$

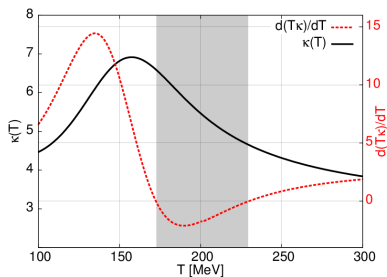
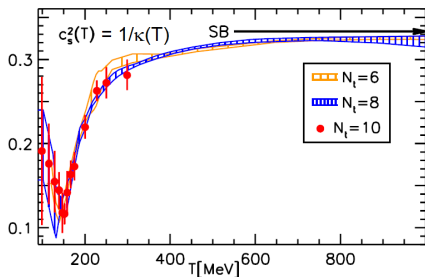
- Csak akkor működik, ha $d(\kappa T)/dT \neq 0!$
- Ha nincs megmaradó töltés (és $\epsilon = \kappa T \sigma / (\kappa + 1)$):

$$T \partial_{\mu} u^{\mu} + \left[\kappa + \frac{T}{\kappa + 1} \frac{d\kappa}{dT} \right] u^{\mu} \partial_{\mu} T = 0,$$

- Érdekesség: ezek különböznek, kivéve, ha $\kappa = \text{const.}!$
- Ha u^{μ} ismert, ezek *megoldhatóak tetszőleges $\kappa(T)$ esetére!*

Rács QCD állapotegyenlet

- RácsQCD állapotegyenlet kiszámítható (fizikai kvarktömegek és kontinuum limesz)
- Nyom anomália $I(T)/T^4$ adott, $c_s^2(T)$ vagy $\kappa(T)$ kiszámítható
Borsányi, Fodor, Katz *et al.* JHEP **1011**, 077 (2010), arXiv:1007.2580
Csanád, Nagy, Lökös, Eur.Phys.J. **A48**, 173 (2012), arXiv:1205.5965



- Probléma: $d(\kappa T)/dT \leq 0$ $T = 173 - 225$ MeV esetén
- Következmény: *megmaradó töltések nem kompatibilisek ezzel!*

Új $\kappa(T)$ megoldás megmaradó töltés nélkül

- Új megoldások tetszőleges $\kappa(T)$ esetére:

Csanád, Nagy, Lökös, Eur.Phys.J. **A48**, 173 (2012), arXiv:1205.5965

$$\sigma = \sigma_0 \frac{\tau_0^3}{\tau^3},$$

$$u^\mu = \frac{x^\mu}{\tau},$$

$$\frac{\tau_0^3}{\tau^3} = \exp \int_{T_0}^T \left(\frac{\kappa(\beta)}{\beta} + \frac{1}{\kappa(\beta) + 1} \frac{d\kappa(\beta)}{d\beta} \right) d\beta$$

β az integrálási változó, azaz T

- Tetszőleges $\kappa(T)$ használható, a rácsQCD eredmény is

Új $\kappa(T)$ megoldások megmaradó töltéssel

- Új megoldás n megmaradó töltés esetére, $\kappa(T)$ -vel:

Csanád, Nagy, Lökös, Eur.Phys.J. A48, 173 (2012), arXiv:1205.5965

$$n = n_0 \frac{\tau_0^3}{\tau^3}, \quad (1)$$

$$u^\mu = \frac{x^\mu}{\tau}, \quad (2)$$

$$\frac{\tau_0^3}{\tau^3} = \exp \int_{T_0}^T \left(\frac{1}{\beta} \frac{d\kappa(\beta)\beta}{d\beta} \right) d\beta \quad (3)$$

- Tetszőleges $\kappa(T)$ használható
- Ugyanakkor bizonyos $\kappa(T)$ esetén a fentiek nem jóldefiniáltak
- Ha $d(\kappa T)/dT \leq 0$, az utolsó egyenlet nem értelmes

Új $\kappa(p)$ megoldás

- Új megoldás nyomásfüggő állapotegyenletre:

Csanád, Nagy, Lökös, Eur.Phys.J. A48, 173 (2012), arXiv:1205.5965

$$\sigma = \sigma_0 \frac{\tau_0^3}{\tau^3}, \quad (4)$$

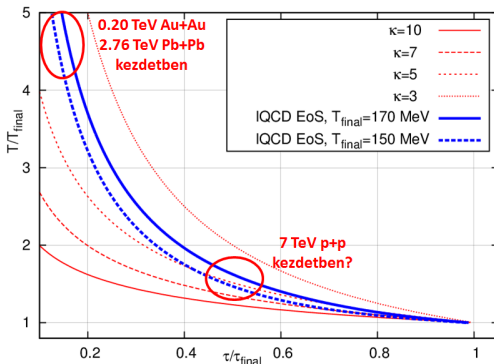
$$u^\mu = \frac{x^\mu}{\tau}, \quad (5)$$

$$\frac{\tau_0^3}{\tau^3} = \int_{p_0}^p \left(\frac{\kappa(\beta)}{\beta} + \frac{d\kappa(\beta)}{d\beta} \right) \frac{d\beta}{\kappa(\beta) + 1} \quad (6)$$

- Akkor lényeges, ha κ a nyomás függvényében adott
- Egyéb verziók is érdekesek lennének (ld. B. T. kérdése)
- Ezekre egyelőre nem találtunk megoldást

Eredmények a rácsQCD esetére

- $T(\tau)$ rácsQCD-ből + hidrodinamika



- RHIC 200 GeV Au+Au: $\tau_{\text{ini}}/\tau_{\text{final}} \approx 0.1 - 0.2$
- T_{ini} magasabb, mint konstans κ esetén!
- LHC 2.76 TeV Pb+Pb: hosszabb időfejlődés, magasabb T_{ini}
- LHC 7 TeV p+p: $\tau_{\text{ini}}/\tau_{\text{final}} \approx 0.5 \Rightarrow T_{\text{ini}}$ legalább 250 MeV?

Tartalomjegyzék

Tartalomjegyzék

A Bose-Einstein hatás

- A kétrészecske korrelációs függvény:

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

- Az egy- és kétrészecske impulzus-eloszlás

$$N_1(p) = \int S(x, p) |\Psi_p(x)|^2 d^4x$$

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

- Itt $\Psi_p(x)$ az egyrészecske-, $\Psi_{p_1, p_2}(x_1, x_2)$ a kétrészecske hullámfüggvényt
- Síkhullám esetben:

$$\Psi_{p_1, p_2}(x_1, x_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i(p_1 x_1 + p_2 x_2)} + e^{i(p_1 x_2 + p_2 x_1)} \right)$$

A Bose-Einstein hatás

- A korrelációs függvényre az eredmény $q = p_1 - p_2$ bevezetésével:

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

- Ahol $\tilde{S}(q, p) = \int S(x, p)e^{iqx}d^4x$
- $q \ll K = (p_1 + p_2)/2$ esetén

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

- Tipikus Gauss-jellegű forrásfüggvény: $S(x) \propto e^{-\frac{x^2}{R^2}}$
- Erre a korrelációs függvény: $C(q) = 1 + e^{-\frac{1}{2}q^2R^2}$
- Korrelációs szélességek (HBT sugarak): forrás szélességét adják meg!

Tartalomjegyzék

Bose-Einstein korrelációk a Buda-Lund modellben

- Buda-Lund modell: hidrodinamikai „ihletésű” forrásfüggvény
- Kís. mennyiségek számolhatóak, B-E (HBT) korrelációs sugarak:

$$R_x^2 = X^2 \left(1 + \left(a^2 + \dot{X}^2 \right) \frac{m_t}{T_0} \right)^{-1}, \quad R_y^2 = Y^2 \left(1 + \left(a^2 + \dot{Y}^2 \right) \frac{m_t}{T_0} \right)^{-1}$$

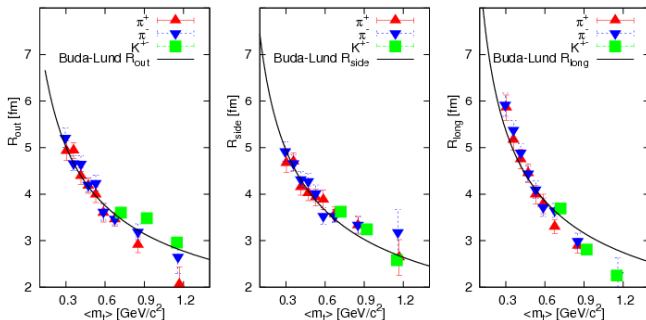
- a^2 : hőmérsékleti gradiens
- X, Y : ellipszoid nagytengelyei
- T_0 : kifagyási hőmérséklet
- Bertsch-Pratt pár-koordinátarendszer:
 - *out*: pár átlagos transzverz impulzusának iránya
 - *long*: a nyaláb iránya
 - *side*: a kettőre merőleges irány
- HBT sugararak *out* és *side* irányban:

$$R_s^2 = R_x^2 \sin^2 \varphi + R_y^2 \cos^2 \varphi$$

$$R_o^2 = R_x^2 \cos^2 \varphi + R_y^2 \sin^2 \varphi + \beta_o^2 \Delta\tau_*^2$$

Kaonpárok korrelációi

- Pionok korrelációs sugarai jól ismertek
- Kaonok viselkedése?
- Hidrodinamikai előrejelzés: nincs típus és p_t függés; m_t skálázás!
- PHENIX mérés megerősíti ezt
- Azóta: STAR mérés által megerősítve

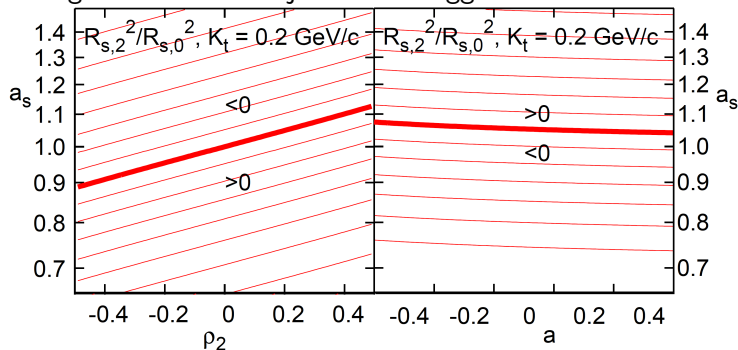


Csanád M., Csörgő T., Acta Phys. Polon. Supp. **1**, 521 (2008)

Tartalomjegyzék

A HBT sugarak aszimmetriája

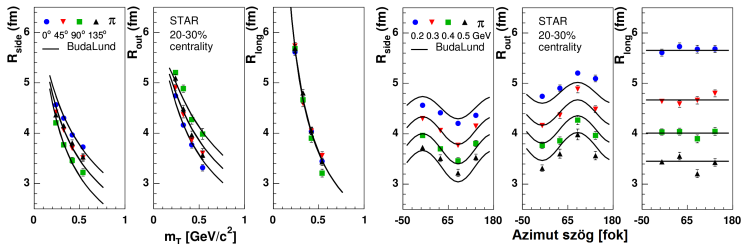
- $R^2 = R_0^2 + R_2^2 \cos(2\phi)$ típusú sorfejtés
- Térbeli szimmetria: a_s
- Tárgulási aszimmetria: ρ_2
- Hőmérsékleti gradiens: a^2
- HBT sugarak aszimmetriája mindtől függ



Csanád M., Csörgő T., Tomasik B., Eur. Phys. J. A**37**, 111 (2008)

A korrelációs sugarak szögfüggése

- A korrelációs sugarak szögfüggését megmérte a STAR kísérlet
- Térbeli szimmetria: $a_s = 0.997$
- Tágulási aszimmetria: $\rho_2 = 0.17$
- Hőmérsékleti gradiens: $a^2 = 0.16$



A. Ster, M. Csanád, T. Csörgő, B. Lorstad, B. Tomasik, EPJ A**47**, 58 (2011)

Tartalomjegyzék

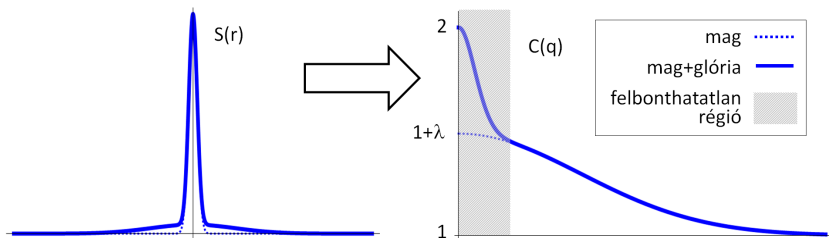
A mag-glória modell

- A forrás két része: „primordiális” keletkezés ill. rezonancia-bomlások

$$\tilde{S}(q, K) = \tilde{S}_{\text{mag}}(q, K) + \tilde{S}_{\text{glória}}(q, K)$$

- Nagy szélességű $S_g \Rightarrow$ keskeny \tilde{S}_g
- Mérhető q értékekre $\tilde{S}_g(q, K) = 0$
- Innen kicsi, de még mérhető q esetre (ahol $\sqrt{\lambda} = \frac{N_m}{N_g + N_m}$):

$$C_2(q) = 1 + \lambda \frac{|\tilde{S}_m(q)|^2}{|\tilde{S}_m(0)|^2} \Rightarrow C_{2, \text{exp}}(q \rightarrow 0) = 1 + \lambda$$



Az η' mezon és az $U_A(1)$ szimmetria

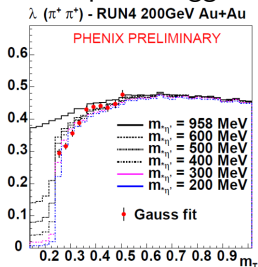
- QCD $U_L(3) \times U_R(3)$ királis szimmetria, $U(3) = SU(3) \times U(1)$
- $SU_L(3) \times SU_R(3) \rightarrow SU_V(3)$ sérülés: 8 pszeudoskalár mezon
- $U_A(1)$ explicit sérülése (Adler-Bell-Jackiw anomália): η' nehéz mezon
- Magas hőmérsékleten (QGP) $U_A(1)$ részlegesen helyreállhat
- Keletkezési hatáskeresztmetszet megnőhet:

$$\frac{N_{\eta'}^*}{N_{\eta'}} = \left(\frac{m_{\eta'}^*}{m_{\eta'}} \right)^{1-d/2} e^{-\frac{m_{\eta'}^* - m_{\eta'}}{T}}$$

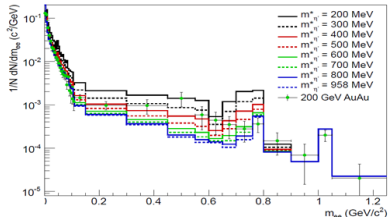
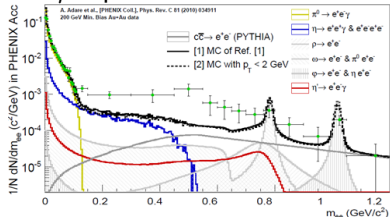
- Bomlás: $\eta' \rightarrow \eta + \pi^+ + \pi^- \rightarrow (\pi^+ + \pi^- + \pi^0) + \pi^+ + \pi^-$
- Hosszú élettartam, glória-pionok megjelenése
- Keletkező pionok átlagos impulzusa ≈ 0.14 GeV
- λ lecsökkenése ezen impulzus körül

Eredmények az η' tömegére

- A λ impulzusfüggésében megjelenik az effektus:

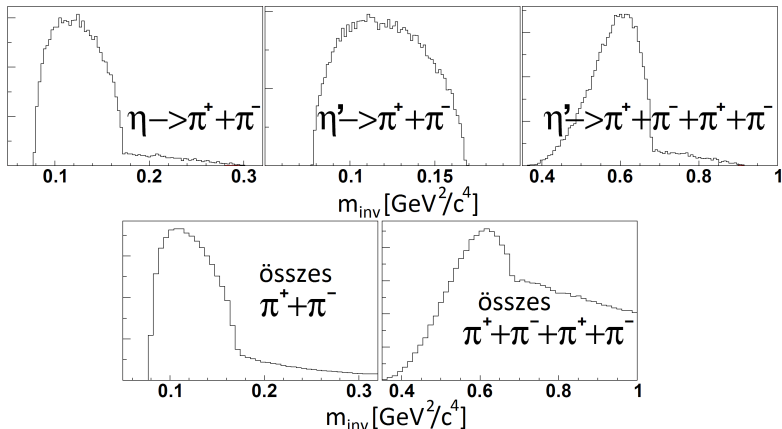


- Az η' leptonos bomlásában is:



Az η' bomlástermékeinek szűrése

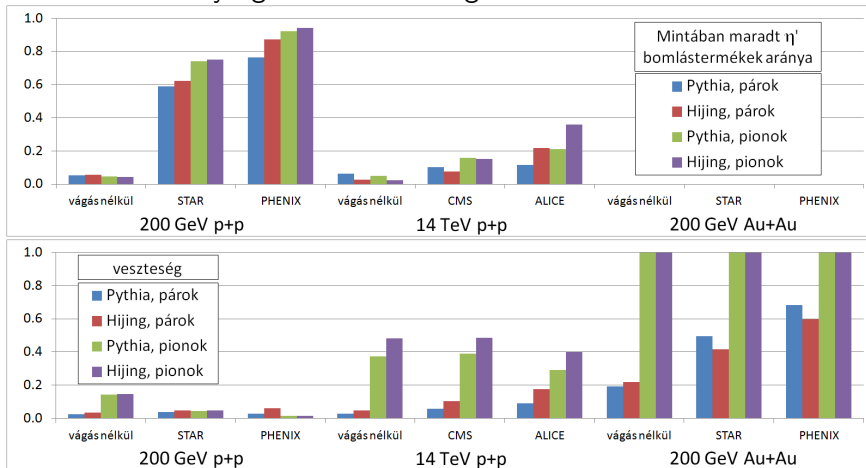
- Pionos bomlási lánc kinematikája invariáns tömegeken keresztül



- Hatékony szűrés: a 4 pion invariáns tömegénél

A szűrési módszer tesztelése

- Módszer hatékonyságának és vesztességének ellenőrzése



Csanád M., Kőfaragó M., Eur. Phys. J. A**47**, 76 (2011), arXiv:1101.1276

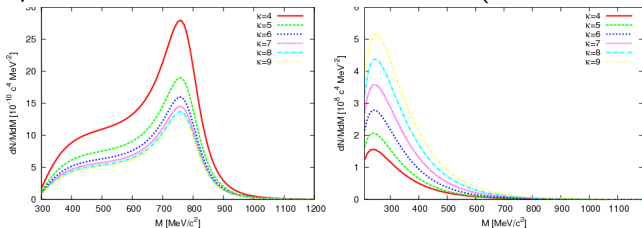
Tartalomjegyzék

Összefoglalás

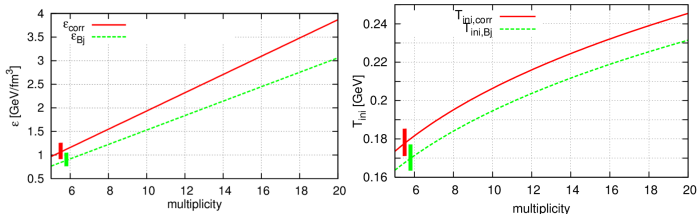
- Gyorsan táguló és hűlő közeg nagyenergiás ütközésekben
- Erősen kölcsönható („színes”) plazma, tökéletes folyadék
- Leírható hidrodinamikával
 - Állandó állapotegyenletes megoldások működnek a RHIC és LHC adatokon (h, γ)
 - Nagy hőmérsékleti változás: változó állapotegyenlet realiztikus
 - Első analitikus relativisztikus megoldás változó állapotegyenlettel
 - QCD állapotegyenlet alkalmazása lehetséges
- Részecskekeletkezés téridő-szerkezete: Bose-Einstein korrelációk
- Mért mennyiség: HBT korrelációs sugarak
 - Részecskekéletkezéstől való függés csak m_t -n keresztül
 - Sugarak azimut aszimmetriája: nem csak térbeli elrendezéstől függ
 - Buda-Lund modell: az adatok jó leírása
 - Korrelációs függvény erőssége: mag/glória arány
 - η' tömegcsökkenése mag/glória arányon keresztül látható
 - η' bomlástermékeinek szétválogatása

Kitekintés

- Dilepton spektrum számolása hidrodinamikából (hkm-en keresztül)

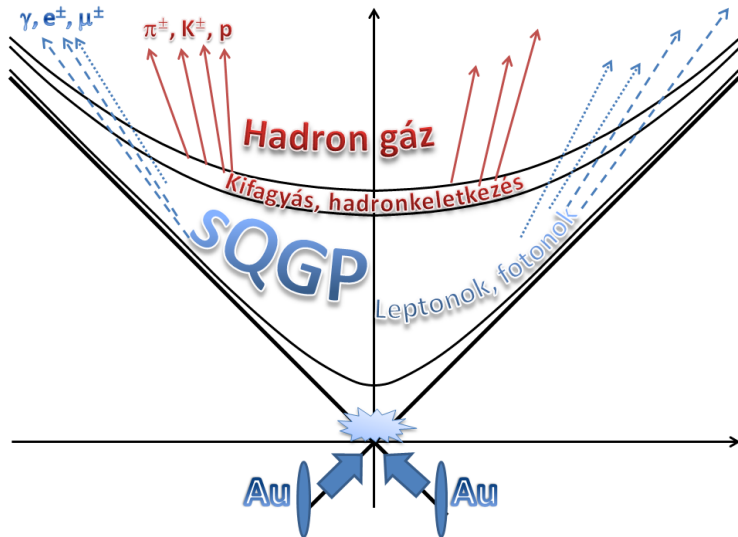


- Változó állapotegyenletes megoldásból megfigyelhető mennyiségek
- Hidrodinamika $p+p$ ütközésekben



- Korrelációs eloszlások további vizsgálata, kritikus pont keresése

Köszönöm a figyelmet



What about p+p?

- What initial energy densities are possible at LHC p+p?
- RHIC Au+Au: 5-15 GeV/fm³, RHIC p+p: few × 10 MeV/fm³

- Lattice QCD, phenomenology:

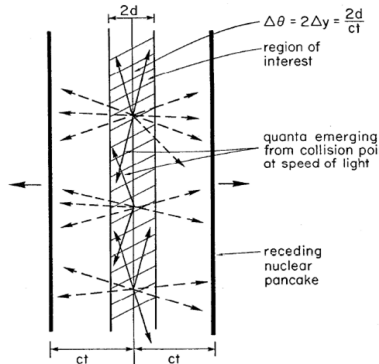
$$\epsilon_{\text{crit}} \approx 1 \text{ GeV/fm}^3$$

- The Bjorken estimate

Phys.Rev.**D27**,1983, 2000 citations

$$E = N \frac{dE}{dy} \Delta y = N \frac{dE}{dy} \frac{1}{2} \frac{2d}{t} = \epsilon A d$$

$$\epsilon_{\text{Bj}} = \frac{N}{R^2 \pi \tau_0} \frac{dE}{dy} = \frac{\langle E \rangle}{R^2 \pi \tau_0} \frac{dN}{dy}$$

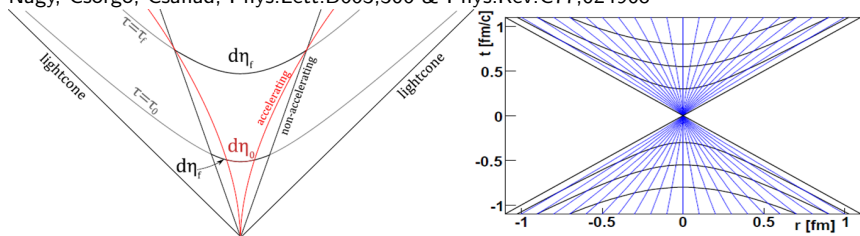


- Bjorken's solution: no acceleration, flat rapidity (y) distribution
- Contradicts measurements: finite dN/dy !
- Need to estimate the work needed for acceleration

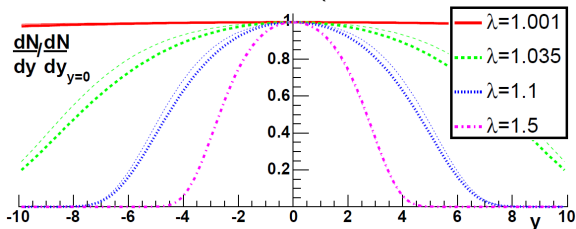
Effect of longitudinal acceleration

- First explicit accelerating solution (control parameter λ , Bjorken: 1)

Nagy, Csörgő, Csanád, Phys.Lett.B663,306 & Phys.Rev.C77,024908

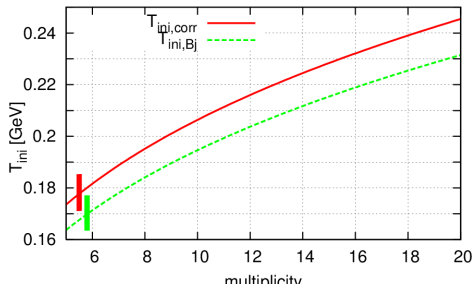
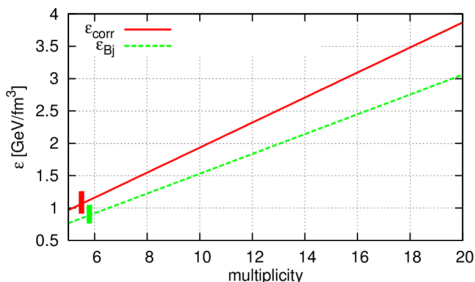


- λ controls rapidity distribution width ($\lambda = 1$: no acceleration, flat)



Initial energy density in p+p at LHC

- Basic observed quantities:
 - Number of particles per unit rapidity: 5.89 ± 0.01 (CMS, ALICE)
 - Average transverse energy: 0.562 ± 0.002 GeV (CMS)
 - Initial system size: 1.081 ± 0.005 fm (TOTEM σ or ALICE HBT)
- Initial acceleration calculated from dN/dy shape \rightarrow 25% correction
- ϵ_{ini} estimate at average multiplicity (Csanád, Csörgő, in prep.)
$$\epsilon_{ini} = 1.14 \pm 0.01(\text{stat})_{-0.16}^{+0.21}(\text{syst}) \text{ GeV}/\text{fm}^3$$
- Proportional to multiplicity



Is it unprecedented? Consequences?

- Bjorken and Landau worked out hydro for pp and pA

„It is not clear what the produced quanta which carry this energy really are: constituent quarks? current quarks? gluons? hadrons? However, this uncertainty should not affect the estimated energy density.” (Bjorken)

- If (high multiplicity) p+p is a supercritical system:
 - Radial flow (centrality?)
 - γ/π enhancement in high multiplicity events? (M.J.T.)
 - Scaling of azimuthal asymmetry?
 - Scaling of Bose-Einstein correlation radii?
 - Low mass dilepton enhancement?
 - Direct photon enhancement?
- High momentum jet suppression: need to divide by length scale!
- Proper medium measure: energy loss per unit length?

Input parameters in estimating ϵ_{ini}

parameter	value	stat.	syst. eff. on ϵ
λ	1.073	0.1%	0.4% (from data)
c_s^2	0.1	-	-2%+0.2%(if $0.05 < c_s^2 < 0.5$)
τ_f/τ_0	2	-	-4%+10% (for 1.5–4)
τ_0	1 fm/c	-	only underestimates ϵ
R (from σ_{inel})	1.081 fm	0.5%	1.5%
$\langle m_t \rangle$	0.562 GeV/c ²	0.5%	3%
$dN/d\eta$	5.895	0.2%	3%

A Coulomb-kölcsönhatás szerepe

- Töltött részecskék: szimmetrizáción kívül Coulomb-kh. is fontos
- Kétrészecske Coulomb-probléma megoldása ismert, $\Phi_q^C(r)$ adott
- A két részecske tömegközéppontjára kiintegrálva a korr. fv.

$$C(q) = \frac{\int S_{12}(r) |\Phi_q^C(r)|^2 d^3r}{\int S_{12}(r) d^3r}$$

- Itt $r_1 = \rho + r/2$, $r_2 = \rho - r/2$: $S_{12}(r) = \int d^3\rho S(\rho + \frac{r}{2}) S(\rho - \frac{r}{2})$
- A „tiszta” Bose-Einstein korrelációs függvény (Φ^0 : síkhullám):

$$C_0(q) = \frac{\int S_{12}(r) |\Phi_q^0(r)|^2 d^3r}{\int S_{12}(r) d^3r}$$

- A Coulomb-hatást egy korrekciós faktor formájában kapjuk meg:

$$K_{\text{Coulomb}}(q) = \frac{\int S_{12}(r) |\Phi_q^C(r)|^2 d^3r}{\int S_{12}(r) |\Phi_q^0(r)|^2 d^3r}$$