

Relativisztikus hidrodinamika LHC ütközésekben

Lökös Sándor

TDK hétvége, 2011.november 26.

1. A nehézion fizika
2. Mi az a QGP?
3. A RHIC felfedezései
4. Néhány relativisztikus megoldás
5. A vizsgált megoldás
6. Az adatok értékelése (RHIC, LHC)

- ▶ Univerzum története
 - ▶ Ősrobbanás utáni első μs -ban uralkodó állapotok
 - ▶ QCD anyag fázisdiagramja
- ▶ RHIC, LHC
 - ▶ Gyorsítók, nehézion ütközések
 - ▶ Detektorok
 - ▶ Nagy számítógépes kapacitások
- ▶ Hidrodinamika
 - ▶ Elméleti leírás
 - ▶ Működő modellek (kísérletileg ellenőrizhető eredmények)

A kvark-gluon plazma – a RHIC felfedezései

- ▶ Kvarkokból és gluonokból álló folyadék!
- ▶ Extrém rövid ideig létezik ($\tau_0 \approx 8\text{fm}/c \approx 10^{-23}\text{s}$)
- ▶ Jet quenching – hiányzó nagy impulzusú részecskék (Phys.Rev.Lett. 88.022301 (2002)).
- ▶ Az ellenpróba (Au+Au, d+Au) (Phys. Rev. Lett. 91, 072303 (2003))
- ▶ Folyadékkép sikeres előrejelzése ($v_2 \neq 0$) (Nucl. Phys. A 757, 184-283 (2005))
- ▶ Skálaviselkedés (kvark szabadsági fokok megjelenése) (Phys. Rev. Lett. 98, 162301 (2007))
- ▶ Szinte tökéletes folyadék (Phys. Rev. Lett. 98, 172301 (2007))
- ▶ Magas kezdeti hőmérséklet (Phys. Rev. Lett. 104, 132301 (2010))

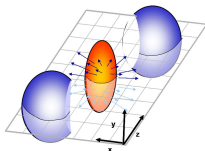
Néhány relativisztikus megoldás

Eddigi megoldások:

- ▶ 1+1 dimenziós
- ▶ gömbszimmetrikus
- ▶ gyorsulásmentesek
- ▶ gyorsulók

(Landau–Khalatnikov-megoldás, Hwa–Bjørken-megoldás,
Nagy–Csörgő–Csanád-megoldás, Bialas-féle megoldás)

A Csörgő–Csernai–Hama–Kodama megoldás ellipszoidális
szimmetriát feltételez:



A vizsgált megoldás

- ▶ A sebességmező Hubble-sebességmező:

$$u^\mu = \gamma \left(1, \frac{\dot{X}}{X}x, \frac{\dot{Y}}{Y}y, \frac{\dot{Z}}{Z}z \right) = \frac{x^\mu}{\tau}$$

- ▶ $\dot{X}, \dot{Y}, \dot{Z} = \text{áll.} \rightarrow$ gyorsulásmentes
- ▶ Csörgő és társai által talált termodinamikai mennyiségek:

- ▶ $n = n_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^3 \nu(s)$

- ▶ $T = T_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{3/\kappa} \frac{1}{\nu(s)}$

- ▶ $p = p_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{3+3/\kappa}$

- ▶ n a barion-számsűrűség, T a hőmérséklet, p a nyomás, κ a kompressziómodulus és τ a sajátidő.

- ▶ $\nu(s) = e^{-bs/2}$ tetszőleges függvény

- ▶ $s = \frac{x^2}{X^2(t)} + \frac{y^2}{Y^2(t)} + \frac{z^2}{Z^2(t)}$ a skálaparaméter.

A forrásfüggvény és az impulzuseloszlás

Relativisztikus Maxwell–Boltzmann-eloszlás \rightarrow
Maxwell–Jüttner-eloszlás

$$N_1(p) = \int_{\mathbb{R}^4} S(x, p) d^4x$$

Cooper–Frye-faktoralal modellezzük a kifagyási hiperfelületet:

$$(H(\tau) = \delta(\tau - \tau_0)): d^3\Sigma_\mu(x) = \frac{u^\mu d^3x}{u^0}.$$

$p_z = 0$, ϕ -re átlagolt $N_1(p)$

a transzverz impulzustól (p_t) függő rész

$$N_1(p_t) = \int_0^{2\pi} N_1(p) d\phi$$

Szögfüggés \rightarrow Fourier sorral tekintjük

$$N_1(p) = N_1(p_t) \left[1 + 2 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos(n\phi) \right]$$

$$v_2(p_t) = \frac{\int_0^{2\pi} d\phi N_1(p_t, \phi) \cos(2\phi)}{\int_0^{2\pi} d\phi N_1(p_t, \phi)}$$

Az aszimmetriát leíró mennyiség az excentricitás: $\epsilon = \frac{\dot{X}^2 - \dot{Y}^2}{\dot{X}^2 + \dot{Y}^2}$

Transzverz tágulás: $\frac{1}{u_t^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\dot{X}^2} + \frac{1}{\dot{Y}^2} \right)$

Impulzuskorreláció

Impulzuskorreláció a forrásfüggvény Fourier-transzformáltja

$$C_2 = \frac{N_2(p_1, p_2)}{N_1(p_1)N_2(p_2)} = 1 + \left| \frac{\tilde{S}(q, K)}{\tilde{S}(q=0, K)} \right|^2$$

ahol: $q = p_1 - p_2$, $K = 0.5 \cdot (p_1 + p_2)$

Gauss-fv. alakú forrásfüggvény \rightarrow

$$C_2 = 1 + \exp(-R_x^2 q_x^2 - R_y^2 q_y^2 - R_z^2 q_z^2)$$

Pár-koordinátarendszer:

- ▶ $H(\tau) = \delta(\tau - \tau_0)$
- ▶ $R_{out}^2 = \frac{R_x^2 + R_y^2}{2}$ a részecskepár eredő transzverz impulzusának iránya
- ▶ $R_{long}^2 = R_z^2$
- ▶ $R_{side}^2 = R_{out}$ merőleges az előző kettőre

A reprodukált eredmények – RHIC

(Csanád, M. and Vargyas, M. Eur.Phys.J. A44:473-478,2010)

Paraméterek	Értékeik
T_0 [MeV]	199 \pm 3
ϵ	0,80 \pm 0,02
$\frac{u_t^2}{b}$	-0,84 \pm 0,08
τ_0 [fm/c]	7,7 \pm 0,1
\dot{Z}_0^2/b	-1.6 \pm 0,3
NDF	41
χ^2	24

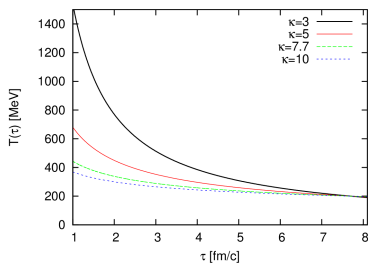
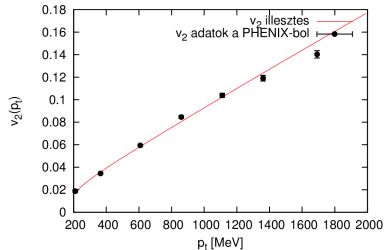
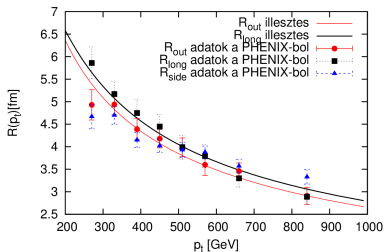
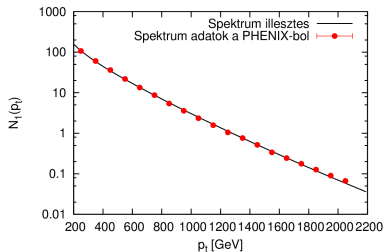
Paraméterek	Értékeik	Hibáik
T_0 [MeV]	204 \pm 7	
ϵ	0,34 \pm 0,01	
$\frac{u_t^2}{b}$	-0,34 \pm 0,01	
NDF	34	
χ^2	66	

Az reprodukált eredmények – RHIC

(Csanád, M. and Vargyas, M. Eur.Phys.J. A44:473-478,2010)

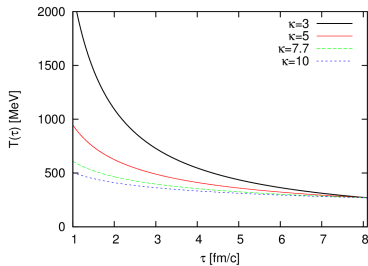
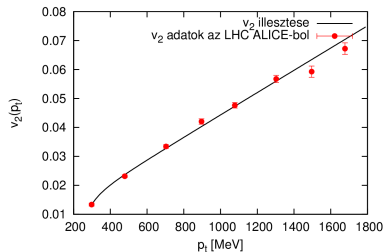
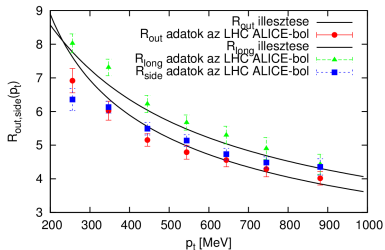
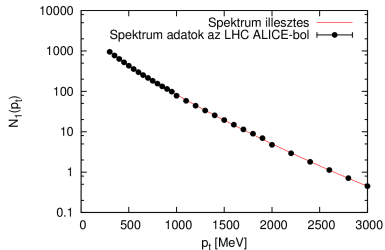
Relativisztikus
hidrodinamika
LHC
ütközésekben

Lőkös Sándor



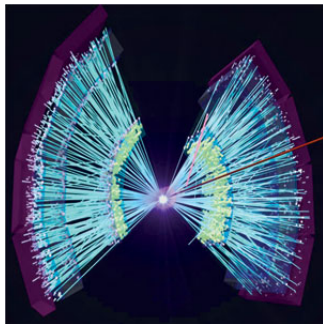
Paraméter	Értéke	Hibája
$T_0 [MeV]$	270.67	± 2.7
ϵ	0.95	± 0.04
$\frac{u_t^2}{b}$	-1.44	± 0.22
$\tau_0 [fm/c]$	8.10	± 0.22
NDF	26	
χ^2	67	

Paraméter	Értéke	Hibája
$T_0 [MeV]$	272.86	± 10.0
ϵ	0.231	± 0.123
$\frac{u_t^2}{b}$	-0.300	± 0.023
NDF	5	
χ^2	14	



Összefoglalás

- ▶ Az modell alkalmazható az LHC adatokra is
- ▶ Az LHC-ban magasabb a központi kifagyási hőmérséklet
- ▶ $\tau_{\text{RHIC}} \approx \tau_{\text{LHC}}$
- ▶ Az LHC adatok első analitikus hidrodinamikai analízise



Köszönöm a figyelmet!

Kimaradt részek

Relativisztikus hidrodinamika alapegyenletek

A kontinuitási egyenlet: $\partial_\mu(nu^\mu) = 0$

Az energia-impulzus tenzor (EIT): $T^{\mu\nu} = (\epsilon + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu}$

Euler-egyenlet: $(\epsilon + p)u^\nu \partial_\nu u^\mu = (g^{\mu\rho} - u^\mu u^\rho)\partial_\rho p$

Energiamegmaradás: $(\epsilon + p)\partial_\nu u^\nu + u^\nu \partial_\nu \epsilon = 0$

Az állapotegyenletek: $p = nT \quad \epsilon = \kappa(T)p$

Relativisztikus megoldások

- ▶ Landau–Khalatnikov-megoldás (LK)
(S. Belen'kji and L. Landau, Il Nuovo Cimento (1955-1965) 3, (1956).)
 - ▶ 1+1 dimenziós
 - ▶ implicit
 - ▶ longitudinális irányban értelmezett
 - ▶ $p^+ - p^+$ ütközés az elvi kép

Relativisztikus megoldások

▶ Landau–Khalatnikov-megoldás (LK)

(S. Belen'kji and L. Landau, *Il Nuovo Cimento* (1955-1965) 3, (1956).)

- ▶ 1+1 dimenziós
- ▶ implicit
- ▶ longitudinális irányban értelmezett
- ▶ $p^+ - p^+$ ütközés az elvi kép

▶ Hwa–Bjørken-megoldás (HB)

(R. C. Hwa, *Phys. Rev. D* 10, 2260 (1974). ; J. D. Bjørken, *Phys. Rev. D* 27, 140 (1983).)

- ▶ 1+1 dimenziós
- ▶ gyorsulásmentes
- ▶ explicit
- ▶ alsó becslés a kezdeti energiasűrűségre

Relativisztikus megoldások

- ▶ Nagy–Csörgő–Csanád-megoldás (NCC)
(T. Csörgő, M. I. Nagy, and M. Csanád, Phys. Lett. B663, 306 (2008) [arXiv:nucl-th/0605070].)
 - ▶ Rindler-koordinátás alakban áll elő
 - ▶ egzakt
 - ▶ gyorsuló
 - ▶ több mint 1+1 dimenziós
 - ▶ speciális esetként tartalmazza a HB-megoldást.

Relativisztikus megoldások

▶ Nagy–Csörgő–Csanád-megoldás (NCC)

(T. Csörgő, M. I. Nagy, and M. Csanád, Phys. Lett. B663, 306 (2008) [arXiv:nucl-th/0605070].)

- ▶ Rindler-koordinátás alakban áll elő
- ▶ egzakt
- ▶ gyorsuló
- ▶ több mint 1+1 dimenziós
- ▶ speciális esetként tartalmazza a HB-megoldást.

▶ Bialas-féle megoldás

(Bialas, A. and Janik, R.A. and Peschanski, Robert B., 10.1103/PhysRevC.76.054901)

- ▶ Fénykúp változóknál felírt egyenletek
- ▶ 1+1 dimenziós
- ▶ egzakt
- ▶ Kapcsolat a Bjørken és a Landau megoldás között (egy h paraméteren keresztül)

A forrásfüggvény

Relativisztikus Maxwell–Boltzmann-eloszlás \rightarrow
Maxwell–Jüttner-eloszlás:

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

ahol a Cooper–Frye-faktor ($\tau = \text{áll.}$ és $H(\tau) = \delta(\tau - \tau_0)$):
 $d^3\Sigma_\mu(x) = \frac{u^\mu d^3x}{u^0}$.

A fenti forrásfüggvényt tekintve, nyeregponti közelítéssel kiszámítható, hogy

$$N_1(p) = \int_{\mathbb{R}^4} S(x, p) = \bar{N} \cdot \bar{E} \cdot \bar{V} \cdot e^{\frac{p^2}{2ET_0} - \frac{p_x^2}{2ET_x} - \frac{p_y^2}{2ET_y} - \frac{p_z^2}{2ET_z}} \quad (2)$$

A mérhető mennyiségek – Impulzuseloszlás

$$T_x = T_0 + \frac{ET_0\dot{X}_0^2}{b(T_0 - E)} \quad (3)$$

az effektív hőmérsékletek, azaz logaritmikus inverz meredekségek, az adott irányokba. Néhány átalakítás után, a transzverz impulzuseloszlásra az adódik:

$$N_1(p_t) = \overline{NV} \left(E - \frac{p_t^2(T_{\text{eff}} - T_0)}{ET_{\text{eff}}} \right) e^{\left[\frac{p_t^2}{2ET_{\text{eff}}} + \frac{p_t^2}{ET_0} - \frac{E}{T_0} \right]} \quad (4)$$

ahol bevezettük a $1/T_{\text{eff}} = 0.5(1/T_x + 1/T_y)$ és

$$w = \frac{p_t^2}{4m_t} \left(\frac{1}{T_y} - \frac{1}{T_x} \right) \quad (5)$$

mennyiségeket.

A mérhető mennyiségek – Elliptikus folyás

A térbeli aszimmetriát leíró tag, az elliptikus folyás:

$$v_2 = \frac{\int_0^{2\pi} d\phi N_1(p_t, \phi) \cos(2\phi)}{\int_0^{2\pi} d\phi N_1(p_t, \phi)}. \quad (6)$$

$l_1(w) \approx 2wl_0(w)$, $l_2(w) \approx 0$ közelítésekkel:

$$v_2(p_t) = \frac{l_1(w)}{l_0(w)} \left(1 + \frac{2T_0}{E - \frac{p_t^2(T_{\text{eff}} - T_0)}{ET_{\text{eff}}}} \right). \quad (7)$$

A mérhető mennyiségek – Korrelációs függvény

Szimmetrikus kétrészecske hullámfüggvény:

$$\Psi_{1,2} = 1/\sqrt{2} \left(e^{ik_1 r_1} e^{ik_2 r_2} + e^{ik_1 r_2} e^{ik_2 r_1} \right) \quad (8)$$

Kétrészecske impulzuseloszlás:

$$N_2(p_1, p_2) = \int S(r_1, p_1) S(r_2, p_2) |\Psi_{1,2}|^2 d^4 r_1 d^4 r_2$$

ahol $|\Psi_{1,2}|^2 = 1 + (e^{-i(k_1-k_2)r_1} e^{-i(k_1-k_2)r_2})$

Beírva az integrálokat \rightarrow Fourier-integrálok a $q = r_1 - r_2$ és $K = 0.5(p_1 + p_2)$ helyettesítésekkel: $C_2 = 1 + \left| \frac{\tilde{S}(q,K)}{\tilde{S}(0,K)} \right|$

Ha a forrásfüggvény Gauss alakú, akkor a korrelációs függvény alakja:

$$C_2(q, K) = 1 + \exp \left(-R_x^2 q_x^2 - R_y^2 q_y^2 - R_z^2 q_z^2 \right) \quad (9)$$

A mérhető mennyiségek – Korrelációs függvény

ahol

$$R_x^2 = \frac{T_0 \tau_0^2 (T_x - T_0)}{E T_x}, \quad R_y^2 = \frac{T_0 \tau_0^2 (T_y - T_0)}{E T_y} \quad \text{és} \quad R_z^2 = \frac{T_0 \tau_0^2 (T_z - T_0)}{E T_z}$$

Ezekből pillanatszerű kifagyást feltételezve (ha nem pillanatszerű, akkor $R_{out} \gg R_{side}$):

$$R_{out}^2 = R_{side}^2 = \frac{R_x^2 + R_y^2}{2} \quad (10)$$

$$R_{long}^2 = R_z^2 \quad (11)$$

mennyiségek.