

Részecskepolarizáció hidrodinamikai vizsgálata a nehézion-fizikában

Boldizsár Bálint

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Természettudományi Kar
Fizikai Intézet

Eötvös Konferencia, Budapest, 2019

Témavezető: Nagy Márton Imre

arXiv:1812.05587



Az univerzum időfejlődése

Időfejlődés →

- csökkenő sűrűség
- hűlés

Mi történt a kezdetkor?

- kvark-gluon plazma

→ Mit tudhatunk meg róla?

→ nehézion-fizika

→ nehézion-ütközések

Az Ősrobbanás óta eltelt idő

13,7 milliárd év
(jelen)

Galaxisok kora

1 milliárd év

Atomok kora

300 000 év

Atommagok kora

3 perc

Nukleoszintézis kora

0,001 mp

Részecskék kora

10^{-10} mp

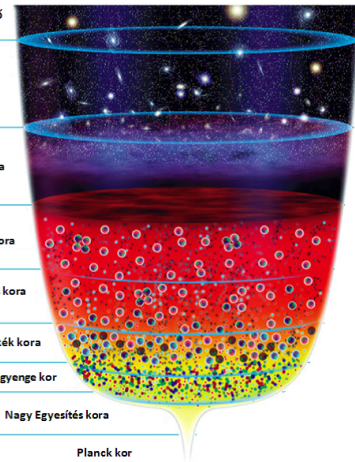
Elektrogyenge kor

10^{-35} mp

Nagy Egyesítés kora

10^{-43} mp

Planck kor



Kvark-gluon plazma

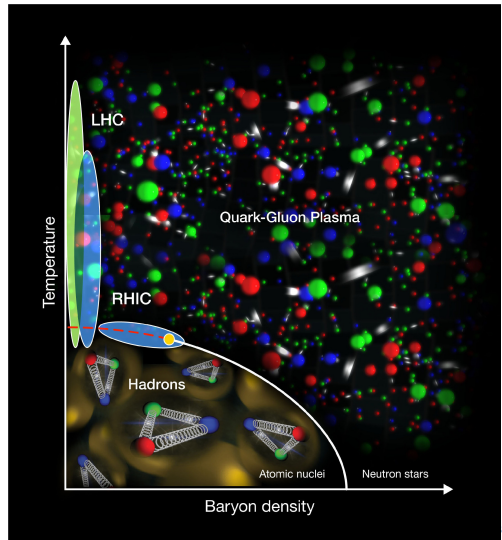
A kvark-gluon plazmához (QGP) szükség van:

- magas hőmérséklet
- nagy barionsűrűség

→ magas hőmérséklet a nehézion-ütközéseknél

→ RHIC: erősen kölcsönható kvark-gluon plazma felfedezése

→ LHC: további mérések



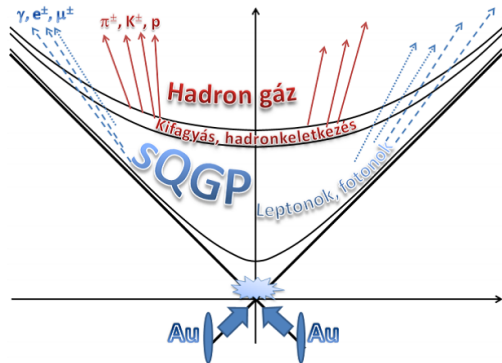
Kifagyás

A QGP tökéletes folyadék

- hidrodinamikai modellezés
- táguló, forgó
tűzgömb-modell

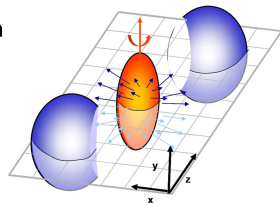
Adott hőmérsékleten
kifagyás – hadronizáció

- a létrejött hadronok
tulajdonságai mérhetőek



Célok

- QGP analitikus vizsgálata
- a polarizáció meghatározható egzakt hidrodinamikai megoldásokban
- a polarizáció mértéke arányos: $u^\mu / T(x)$ örvényességével
F. Becattini *et al.*, Annals Phys. 338, 32 (2013)
- mérések a STAR-kísérletnél: Λ barionok polarizációja (2017)
→ analitikus megoldások is érdekessé váltak
- fenomenologikus elmélet; analitikus formulák
→ a kísérletekkel összevetve információ a QGP állapotegyenletéről
- Polarizáció és forgás kapcsolata?



Ismert relativisztikus hidrodinamikai megoldások

- Sok numerikus szimuláció
- Analitikus megoldások fontosak
- Kezdeti és végállapot kapcsolata a paraméterek függvényében
- Landau–Khalatnikov megoldás (1+1D):
 - L. D. Landau, Ser. Fiz. 17, 51 (1953).
 - I. M. Khalatnikov, Zhur. Eksp. Teor. Fiz. 27, 529 (1954).
- Hwa–Bjorken megoldás (1+1D):
 - R. C. Hwa, Phys. Rev. D 10, 2260 (1974).
 - J. D. Bjorken, Phys. Rev. D 27, 140 (1983).
- Hubble-folyás (1+3D)
 - T. Csörgő *et al.*, Acta Phys. Hung. A 21 (2004) 73
- Forgó és gyorsulva táguló megoldás (1+3D)
 - M. I. Nagy, Phys. Rev. C83, 054901 (2011)

Vizsgált megoldások

- Hubble-folyás (1+3D)

T. Csörgő *et al.*, Acta Phys. Hung. A 21 (2004) 73

$$u^\mu = \frac{x^\mu}{\tau}, \quad n = n_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^3 \mathcal{V}(S), \quad T = T_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{\frac{3}{\kappa}} \frac{1}{\mathcal{V}(S)}$$

$\mathcal{V}(S) = 1$: gömbszimmetrikus eset

- Gyorsulva táguló megoldás

M. I. Nagy, Phys. Rev. C83, 054901 (2011)

$$v = \frac{2tr}{t^2 + r^2 + \rho_0^2}, \quad n = n_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^3, \quad T = \frac{T_0 \tau_0^2}{\sqrt{(t^2 - r^2 + \rho_0^2)^2 + 4\rho_0^2 r^2}}.$$

Egyrészecske impulzuseloszlás és polarizáció

- Összefüggés a polarizációs négyesvektorra:

$$\langle S(x, p) \rangle^\mu = \frac{1}{8m} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (1 - f(x, p)) p_\sigma \partial_\nu \beta_\rho,$$

ezt integrálva a kifagyási hiperfelületre:

$$\langle S(p) \rangle^\mu = \frac{\int d^3\Sigma_\nu p^\nu f(x, p) \langle S(x, p) \rangle^\mu}{\int d^3\Sigma_\nu p^\nu f(x, p)}.$$

F. Becattini és I. Karpenko, Phys. Rev. Lett. 120, no. 1, 012302 (2018)

- A Cooper–Frye formula az invariáns impulzusspektrumhoz:

$$E \frac{dN}{d^3\mathbf{p}} = \int d^3\Sigma_\nu p^\nu f(x, p),$$

ahol Σ a térszerű 3 dimenziós kifagyási hiperfelület.

F. Cooper és G. Frye, Phys. Rev. D 10, 186 (1974).

Polarizációs négyesvektor

Fermi–Dirac-eloszlás $\rightarrow$ Maxwell–Boltzmann-eloszlás:

$$f(x, p) \propto \frac{1}{\exp \left\{ p_\mu \beta^\mu - \frac{\mu(x)}{T(x)} \right\} + 1} \ll 1 \quad \Rightarrow \quad f(x^\mu, p^\mu) = \frac{n}{4\pi T^3} \exp(-p_\mu \beta^\mu).$$

Így a következőt írhatjuk:

$$\langle S(x, p) \rangle^\mu = \frac{1}{8m} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (1 - f(x, p)) p_\sigma \partial_\nu \beta_\rho \approx \frac{1}{8m} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_\sigma \partial_\nu \beta_\rho.$$

A polarizációs négyesvektor a kifagyási hiperfelületen:

$$\langle S(p) \rangle^\mu = \frac{\int d^3 \Sigma_\nu p^\nu f(x, p) \langle S(x, p) \rangle^\mu}{\int d^3 \Sigma_\nu p^\nu f(x, p)} \approx \frac{1}{8m} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} p_\sigma \partial_\nu \beta_\rho \Big|_{r=R_0}.$$

Gömbszimmetrikus Hubble-folyás

Cél: polarizációs négyesvektor

- nincs forgás $\rightarrow$ nincs polarizáció? ($\mathbf{S} = \mathbf{0}$)

Sebesség-, részecskeszámsűrűség- és hőmérsékletmezők

$$u^\mu = \frac{x^\mu}{\tau}, \quad n = n_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^3, \quad T = T_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{\frac{3}{\kappa}}.$$

- $\tau = \tau_0 = \text{const.}$ kifagyási hiperfelület.
- nyeregpon: $\mathbf{R}_0 = \frac{\tau_0}{m} \mathbf{p}$

Polarizáció

$$\langle S(p) \rangle^\mu = 0.$$

- konstans invariáns impulzusspektrum.

Forgó és táguló megoldás

Sebesség-, részecskeszámsűrűség- és hőmérsékletmezők

$$\mathbf{v} = \frac{2\mathbf{tr} + \tau_0^2 \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}}{t^2 + r^2 + \rho_0^2}, \quad n = n_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^3, \quad T = \frac{T_0 \tau_0^2}{\sqrt{(t^2 - r^2 + \rho_0^2)^2 + 4\rho_0^2 r^2 - \tau_0^4 (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r})^2}}.$$

- $\tau = \tau_0 = \text{const.}$ kifagyási hiperfelület.
- Impulzusspektrum:

$$E \frac{dN}{d^3\mathbf{p}} \propto \sqrt{\frac{\pi^3 T_0^3 \tau_0^3}{32p(m+E)}} \exp\left(-\frac{E_{\text{eff}}}{T_0}\right),$$

ahol

$$E_{\text{eff}} = m + \frac{\rho_0^2 E}{\tau_0^2} + \frac{\tau_0^2 (\mathbf{p} \times \boldsymbol{\Omega})^2}{4p^2} (E - m)$$

Fő eredmény: polarizáció a forgó és táguló megoldásban

Polarizációs négyesvektor

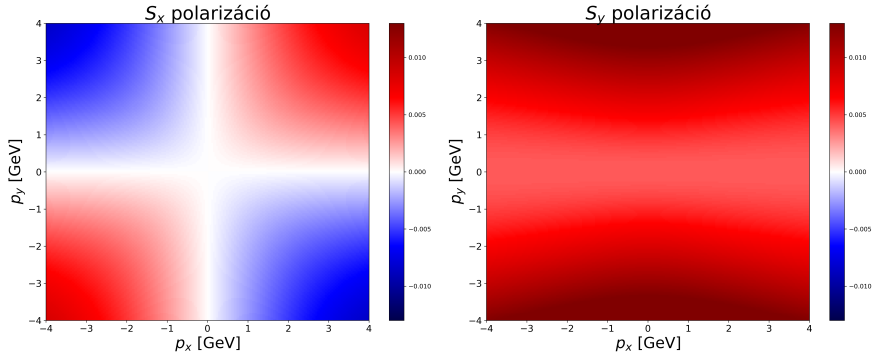
$$\langle S(p) \rangle^\mu = \frac{1}{8mT_0} \left(m\Omega + \frac{E-m}{p^2} (\Omega p) p \right)$$

- Első analitikus eredmény a polarizációra
- Ha nincs forgás ($\Omega = \mathbf{0}$), nincs polarizáció
→ a modellben a forgás okozza a polarizációt.

A részecske lokális nyugalmi rendszerében

$$\langle S(p) \rangle_{\text{r.f.}}^\mu = \left(\begin{array}{c} 0 \\ \frac{1}{8T_0} \Omega \end{array} \right).$$

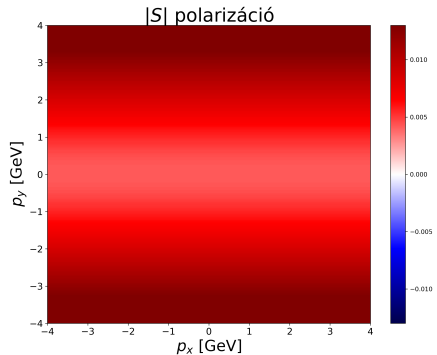
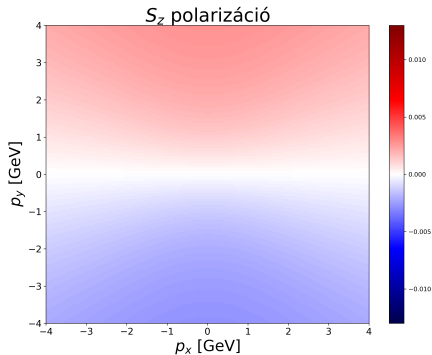
Polarizációvektor ábrák: forgó és táguló megoldás



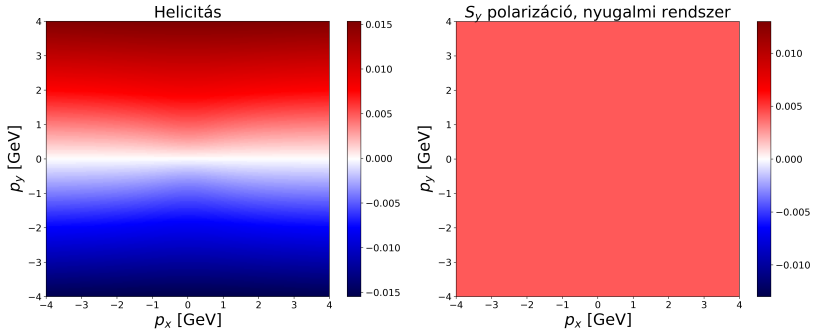
- S_x : változik a polarizáció előjele
- S_x (nem r.f.) egyezése a numerikus szimulációkkal

I. Karpenko és F. Becattini, Eur. Phys. J. C 77 (2017) no.4, 213

Polarizációvektor ábrák: forgó és táguló megoldás



Polarizációvektor ábrák: helicitás és nyugalmi rendszer



- $\Lambda_s := \frac{\mathbf{p}\mathbf{S}}{p} = \frac{E}{8mpT_0}\mathbf{p}\mathbf{\Omega}$ a helicitás
- S_y konstans, ez az egyetlen nemeltűnő komponens

Összegzés

Polarizáció (és impulzuseloszlás) meghatározása:

Gömbszimmetrikus Hubble-folyás

$$\langle S(p) \rangle^\mu = 0$$

Forgó és gyorsuló megoldás

$$\langle S(p) \rangle^\mu = \frac{1}{8mT_0} \left(m\Omega + \frac{p\Omega}{p^2} (\Omega p) p \right) \quad \langle S(p) \rangle_{\text{r.f.}}^\mu = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{8T_0} \Omega \end{pmatrix}.$$

- Első analitikus formulák a polarizációra
- Világosan látszik a forgás és a polarizáció kapcsolata

További tervek:

- Más megoldások (és modellfeltevések) vizsgálata
- Gyorsulás, forgás, hőmérsékletgradiens „szétválasztása”

Hubble-folyás

- Impulzusspektrum:

$$E \frac{dN}{d^3\mathbf{p}} = \frac{n_0}{4} \sqrt{\frac{\pi \tau_0^3}{m T_0^3}} \exp\left(-\frac{\tau_0 m}{T_0}\right)$$

- A polarizációs négyesvektorhoz szükséges meghatározni a $\partial_\nu \beta_\rho$ deriváltat:

$$\partial_\nu \beta_\rho = \frac{g_{\nu\rho}}{\sqrt{\tau_0^2 + r^2} T_0} + \frac{x_\nu x_\rho}{(\tau_0^2 + r^2)^{3/2} T_0}$$

- Felhasználva, hogy $\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ antiszimmetrikus $\partial_\nu \beta_\rho$ szimmetrikus:

$$\langle S(p) \rangle^0 = 0, \quad \langle S(p) \rangle^i = 0 \quad \Rightarrow \quad \langle S(p) \rangle^\mu = 0$$

További vizsgálatok

- Hubble-tágulás

T. Csörgő *et al.*, Acta Phys. Hung. A 21 (2004) 73

$$u^\mu = \frac{x^\mu}{\tau}, \quad n = n_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^3 \mathcal{V}(S), \quad T = T_0 \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{\frac{3}{\kappa}} \frac{1}{\mathcal{V}(S)},$$

ahol

$$\mathcal{V}(S) = 1 + bS, \quad S(\tau) = \frac{\dot{r}_x^2}{X_0^2 \tau^2} + \frac{\dot{r}_y^2}{Y_0^2 \tau^2} + \frac{\dot{r}_z^2}{Z_0^2 \tau^2}.$$

- Forgó Hubble-szerű megoldás

M. I. Nagy, Phys. Rev. C83, 054901 (2011)

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{r} + \tau_0^2 \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}}{t}, \quad n = n_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^\kappa,$$

$$T = \frac{T_0 \tau_0}{\sqrt{t^2 - r^2 + \tau_0^4 (\boldsymbol{\Omega} \mathbf{r})^2 - \tau_0^4 \Omega^2 r^2}}$$