

Genova, 30 Marzo - 1 Aprile

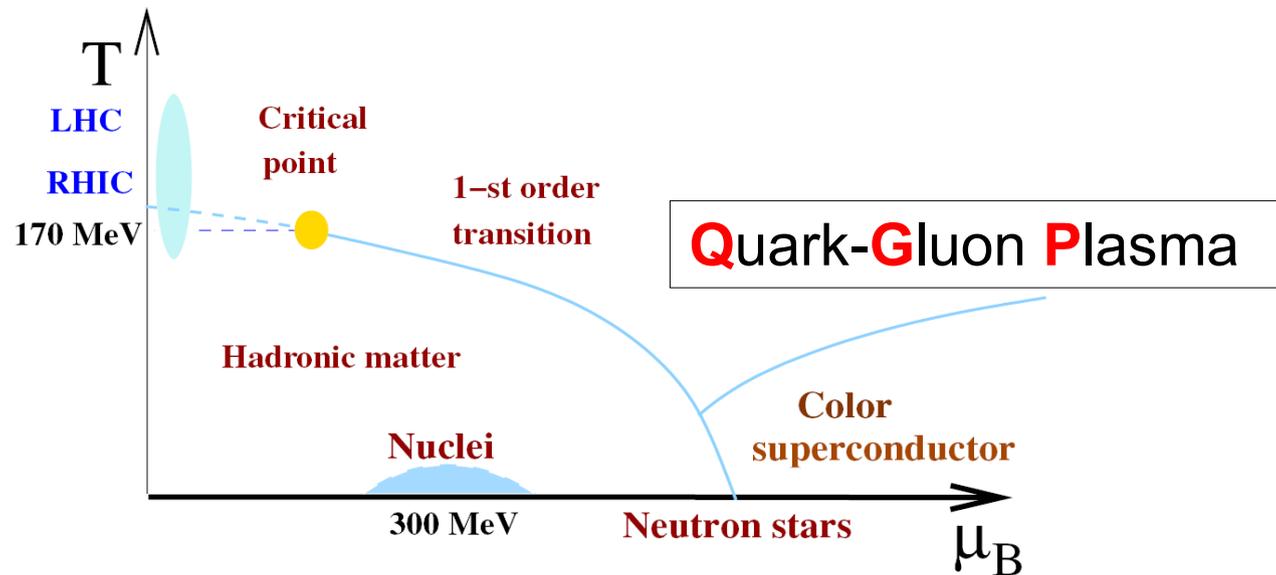
IFAE  
2016

Loredana Bellantuono, Università di Bari, INFN Sezione di Bari

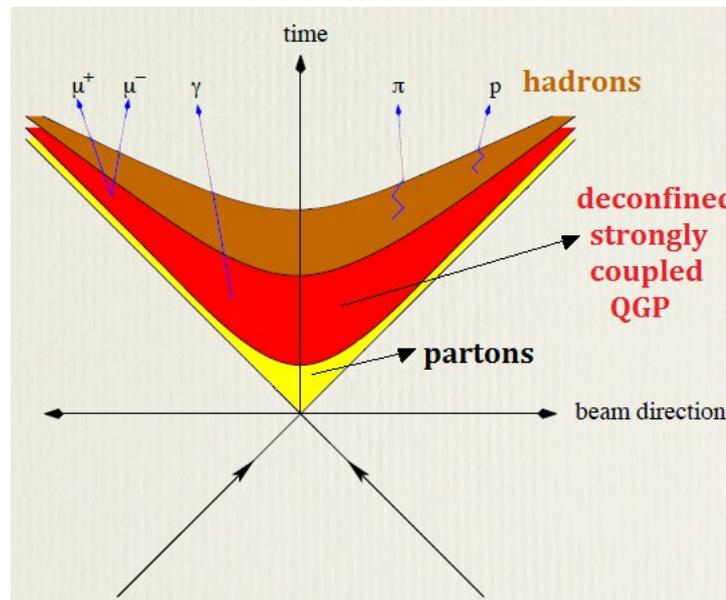
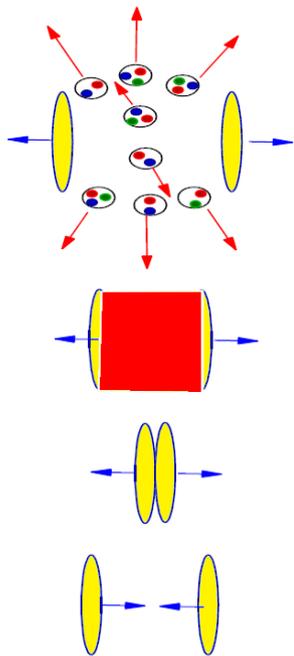
**Termalizzazione di un plasma  
fortemente accoppiato:  
uno studio basato sulla dualità  
gauge/gravità**

JHEP **1507** (2015) 053 e arXiv:1603.08849

# Formazione ed evoluzione del QGP



formazione del **QGP** in collisioni di ioni pesanti (LHC, RHIC)



## OBIETTIVO:

descrizione dell'evoluzione del QGP a partire da uno stato lontano dall'equilibrio, determinazione di alcune osservabili

# QGP come fluido fortemente accoppiato

## Indicazioni da RHIC e LHC:

il regime idrodinamico si instaura a  $t \gtrsim 1 \text{ fm/c}$  dopo la collisione

## EVOLUZIONE PRE-EQUILIBRIO:

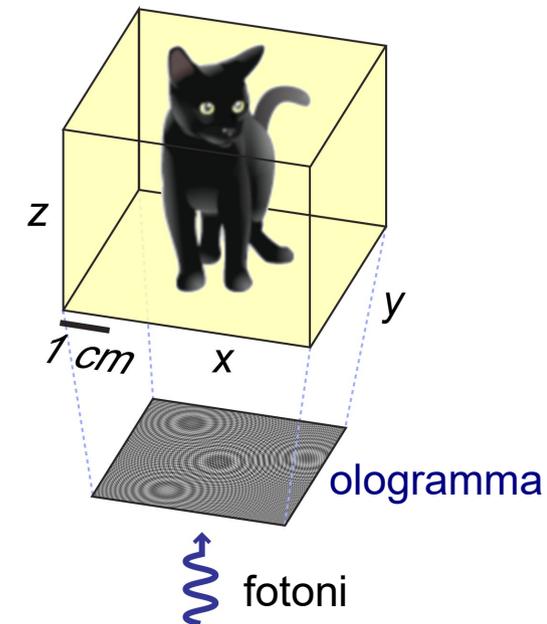
Il QGP si comporta come un fluido fortemente accoppiato

➔ Metodi di calcolo perturbativo e di QCD su reticolo non applicabili

Possibile soluzione: modello di QCD olografica

- Analogia con gli ologrammi prodotti con tecniche ottiche di diffrazione
- Applicazione del principio olografico ('t Hooft, Susskind)

Possibilità di proiettare l'informazione associata ad un certo sistema sulla frontiera che ne racchiude il volume



# Corrispondenza di dualità gauge/gravità

Teoria di campo conforme  
fortemente accoppiata  
sullo spazio di Minkowski

$\mathcal{M}_4$  *Boundary*

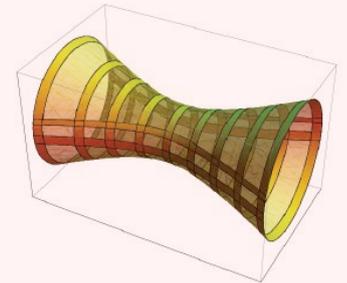
è la frontiera di

*dualità*  
↔

Teoria gravitazionale debolmente accoppiata  
su  $AdS_5 \times S^5$

↓  
Geometria di Anti-de Sitter

*Bulk*



Teoria di campo su  $\mathcal{M}_4$   
a T finita e stazionaria

*dualità*  
↔

Geometria di Anti-de Sitter con buco nero  
( $AdS_5 / BH$ )

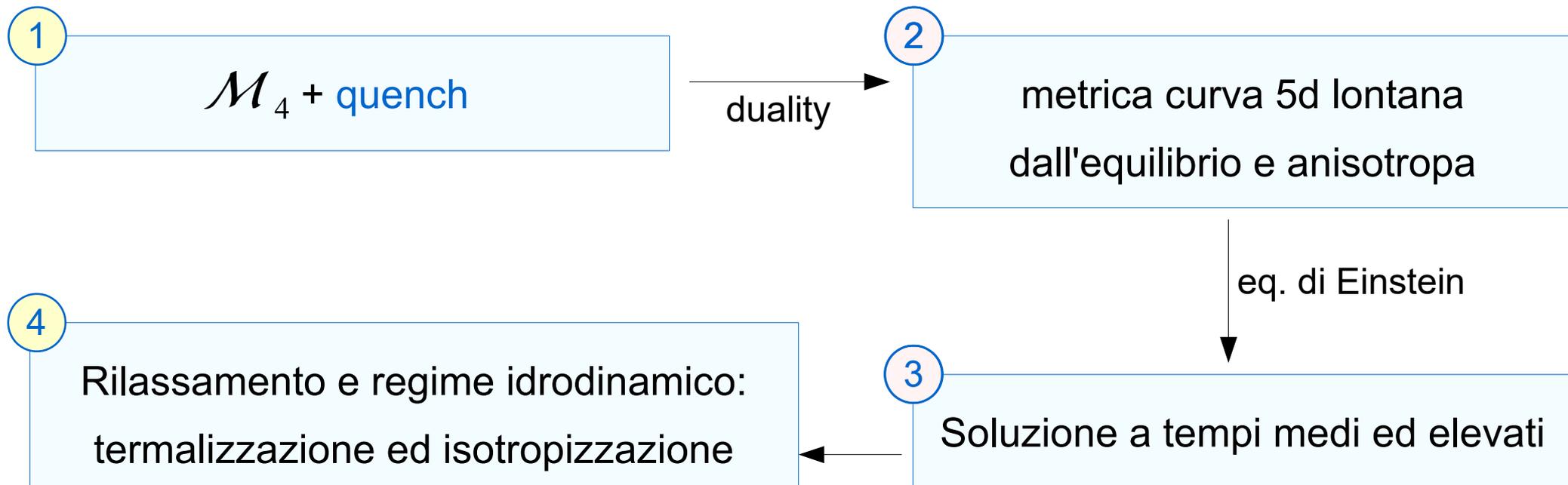
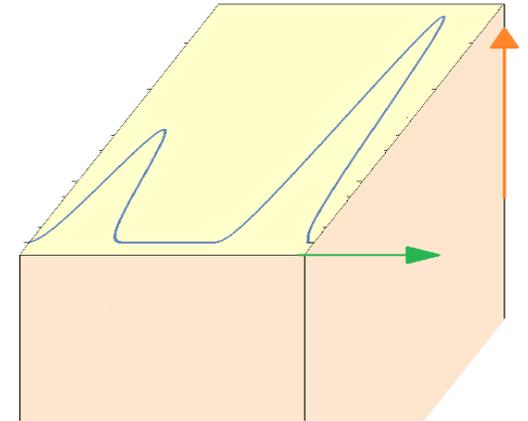
Orizzonte → T

# Rilassamento del QGP in olografia

## BOUNDARY SOURCING:

deformazione impulsiva (quench) nella metrica di boundary per simulare uno o più eventi di collisione.

L'evoluzione del QGP verso l'equilibrio viene determinata risolvendo le eq. di Einstein nello spazio duale 5-dimensionale.

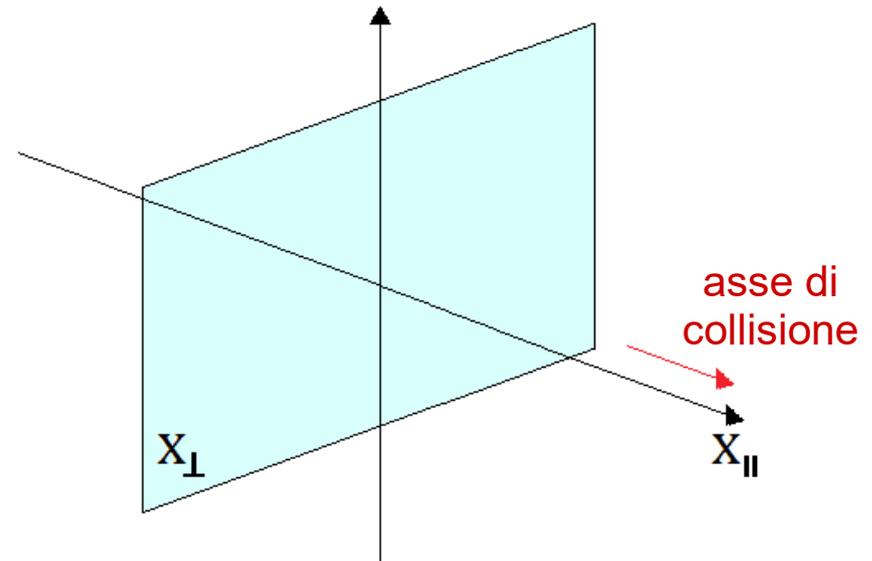


# Semplificazioni

## Simmetrie

- Invariata per traslazioni e rotazioni nel piano  $x_{\perp}$
- Invarianza per boost lungo la direzione  $x_{\parallel}$

valide, con buona approssimazione, nella regione centrale del QGP



Equilibrio termico locale : espansione molto più lenta del rilassamento

Tutte le parti del QGP presentano la stessa temperatura (dipendente dal tempo)

# Boundary sourcing ed evoluzione del QGP

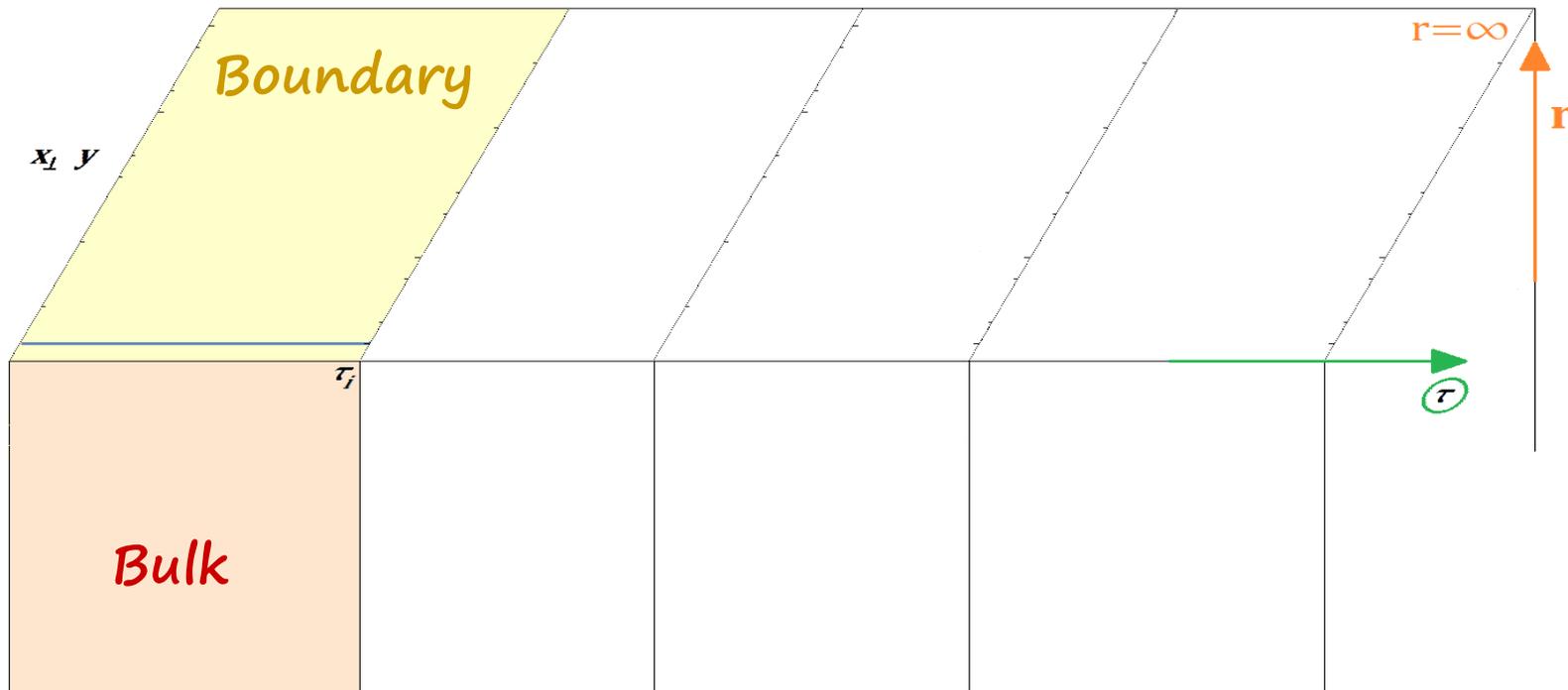
Coordinate:  $(\tau, \mathbf{x}_\perp, y)$

rapidità

tempo proprio

$$\begin{cases} x^0 = \tau \cosh y \\ x_{\parallel} = \tau \sinh y \end{cases}$$

Coordinata olografica: raggio di bulk  $r$



## STATO INIZIALE

$$\mathcal{M}_4: ds^2 = -d\tau^2 + d\mathbf{x}_\perp^2 + \tau^2 dy^2$$

$$AdS_5: ds^2 = r^2 \left[ -d\tau^2 + d\mathbf{x}_\perp^2 + \left( \tau + \frac{1}{r} \right)^2 dy^2 \right] + 2dr d\tau$$

# Boundary sourcing ed evoluzione del QGP

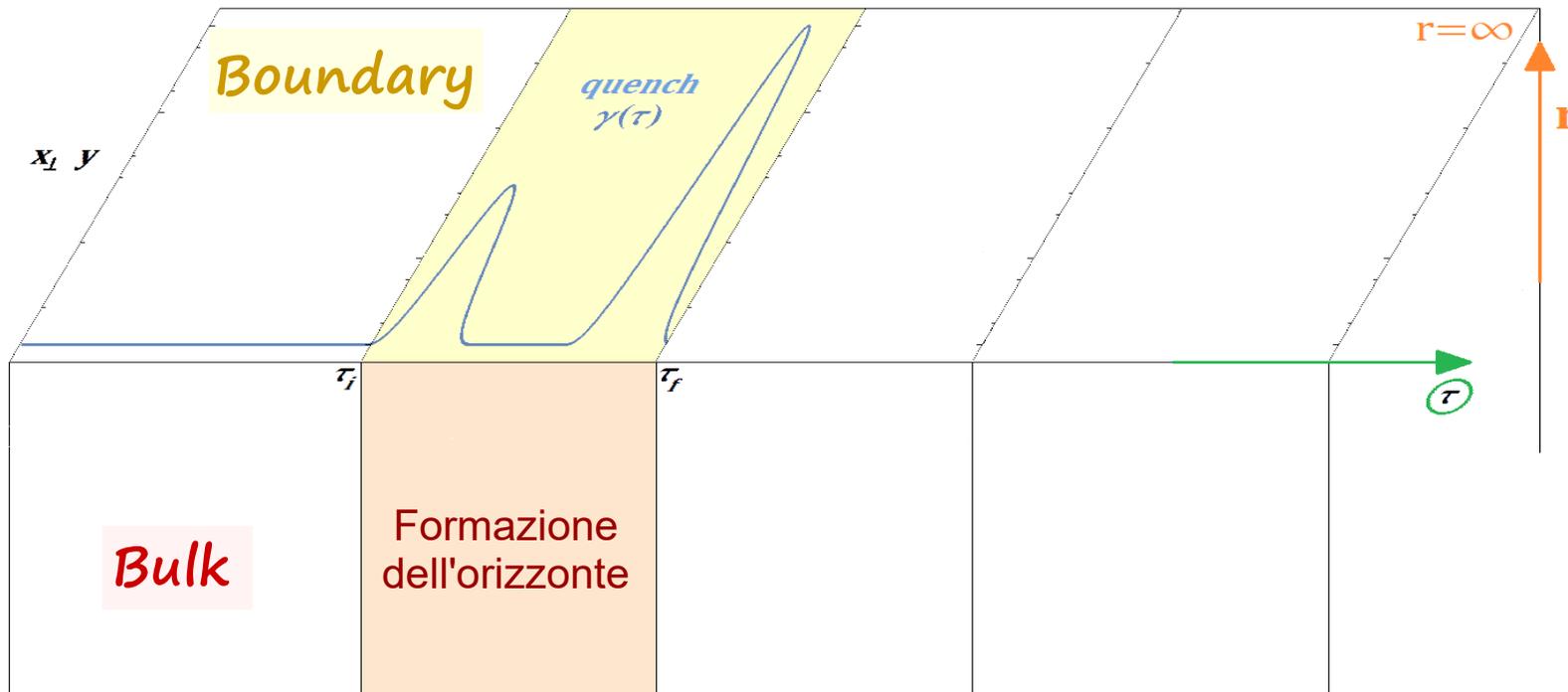
Coordinate:  $(\tau, \mathbf{x}_\perp, y)$

rapidità

tempo proprio

$$\begin{cases} x^0 = \tau \cosh y \\ x_{\parallel} = \tau \sinh y \end{cases}$$

Coordinata olografica: raggio di bulk  $r$



## DEFORMAZIONE BOOST-INVARIANTE

$$4d : ds^2 = -d\tau^2 + e^{y(\tau)} d\mathbf{x}_\perp^2 + \tau^2 e^{-2y(\tau)} dy^2$$

$$5d : ds^2 = -A(r, \tau) d\tau^2 + \Sigma^2(r, \tau) \left[ e^{B(r, \tau)} d\mathbf{x}_\perp^2 + e^{-2B(r, \tau)} dy^2 \right] + 2dr d\tau$$

eq. di Einstein

# Boundary sourcing ed evoluzione del QGP

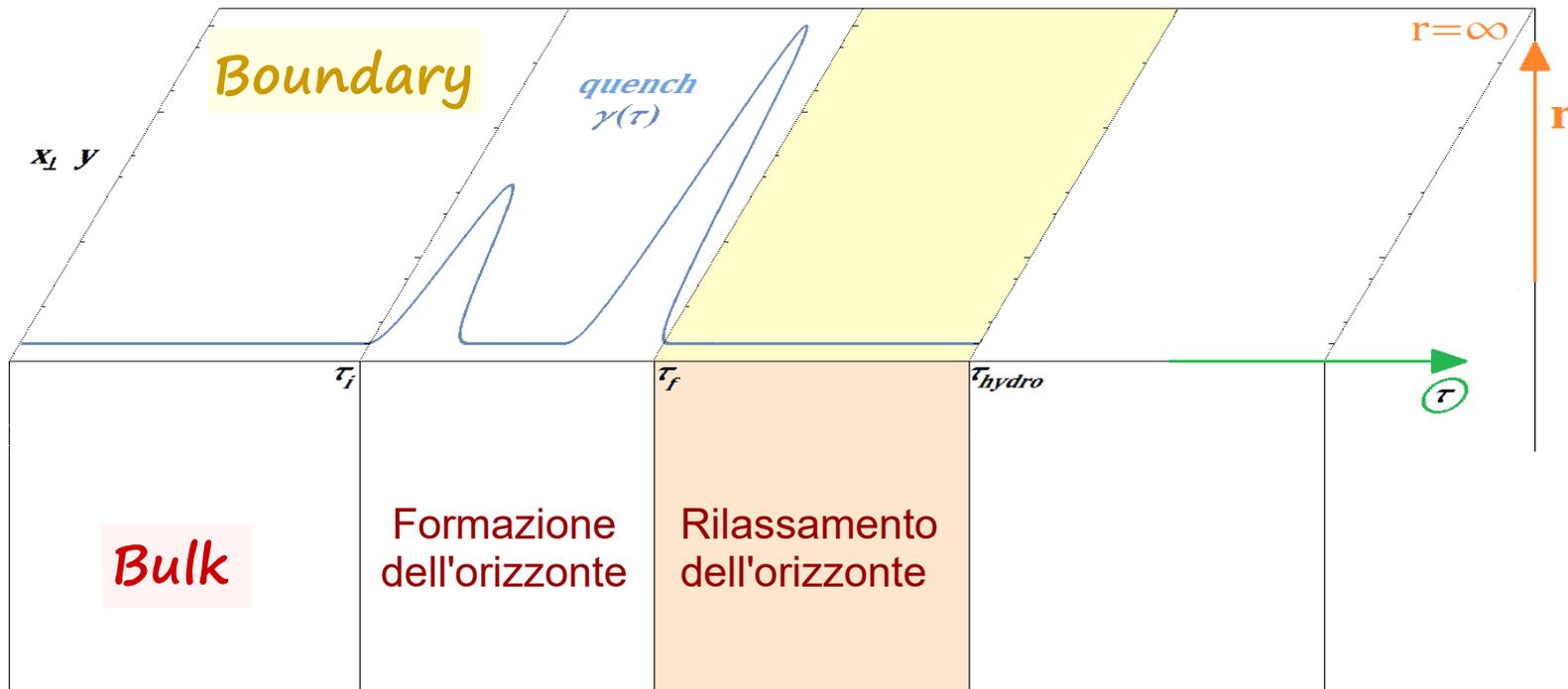
Coordinate:  $(\tau, x_{\perp}, y)$

rapidità

tempo proprio

$$\begin{cases} x^0 = \tau \cosh y \\ x_{\parallel} = \tau \sinh y \end{cases}$$

Coordinata olografica: raggio di bulk  $r$



$$\tau_f \leq \tau \leq \tau_{hydro}$$

**TERMALIZZAZIONE ed ISOTROPIZZAZIONE**  
del sistema dopo il quench

# Boundary sourcing ed evoluzione del QGP

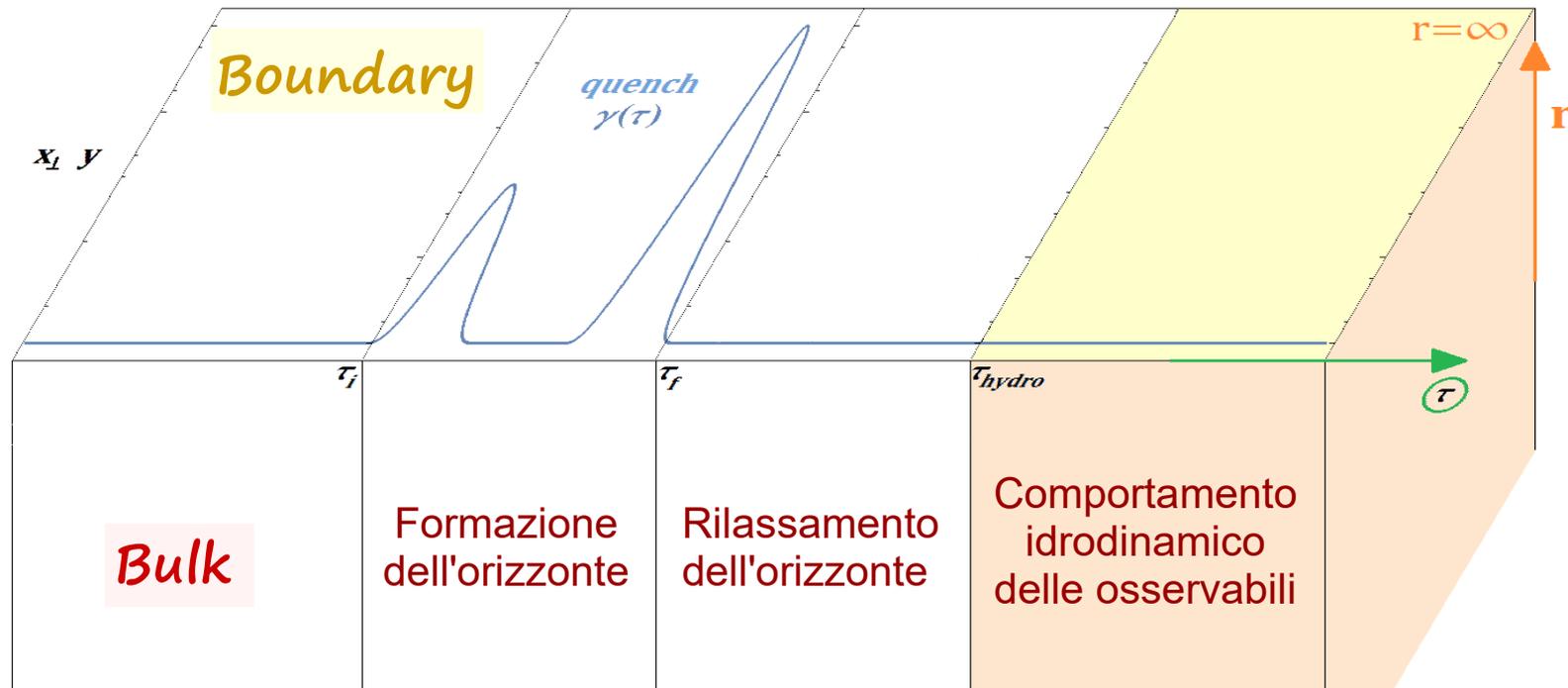
Coordinate:  $(\tau, x_{\perp}, y)$

→ rapidità

→ tempo proprio

$$\begin{cases} x^0 = \tau \cosh y \\ x_{\parallel} = \tau \sinh y \end{cases}$$

Coordinata olografica: raggio di bulk  $r$



**REGIME IDRODINAMICO:** sia la temperatura che il tensore energia-impulso assumono la forma prescritta dall'idrodinamica

$$\tau \geq \tau_{hydro}$$

$$T_{eff}(\tau) \propto \tau^{-1/3}, \quad \mathcal{E}(\tau), \mathcal{P}_{\perp}(\tau), \mathcal{P}_{\parallel}(\tau) \propto \tau^{-4/3}$$

# Osservabili calcolate nel modello olografico

---

- Temperatura

- Densità di entropia

→ Molteplicità di particelle prodotte negli eventi di collisione

- Densità di energia

- Pressione

- Sonde non locali

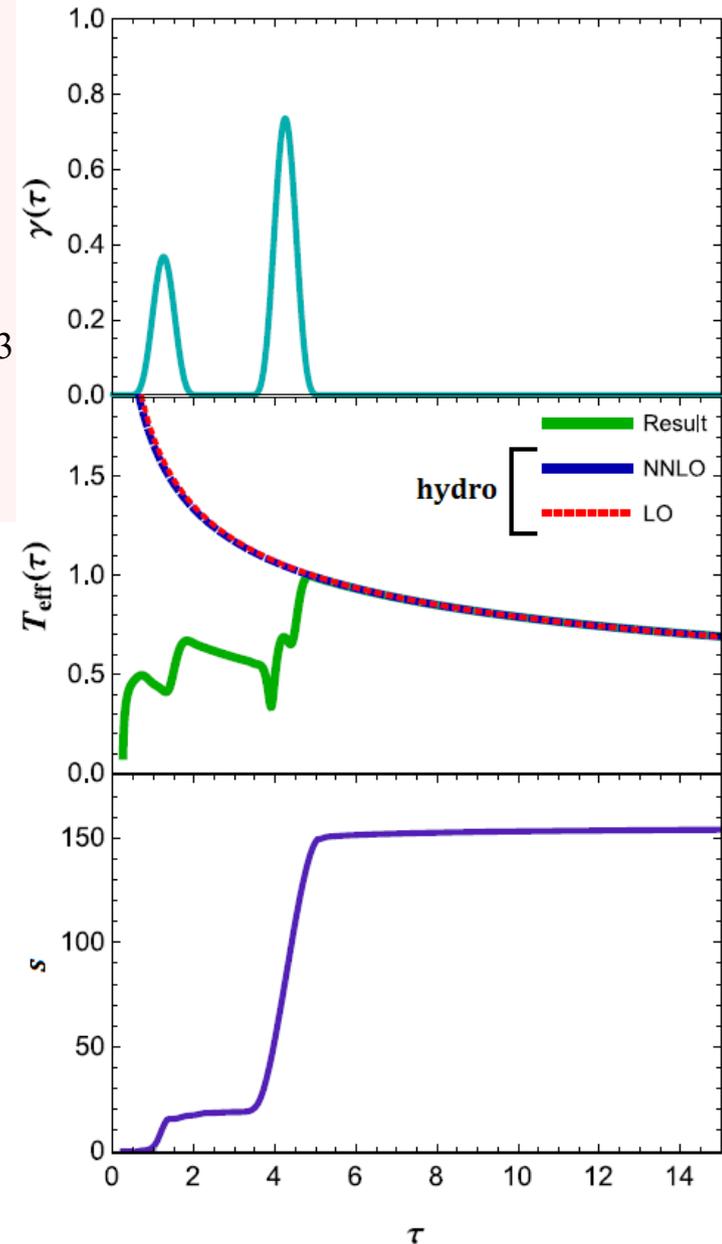
→ Funzione di correlazione a due punti e valore di attesa del Wilson loop circolare e rettangolare

# Temperatura e densità di entropia

La geometria di **Bulk** a tempi elevati assume la forma  $AdS_5 / BH$

L'orizzonte  $r_h(\tau)$ :

- segue il profilo della distorsione
- a tempi asintotici raggiunge l'andamento  $r_h(\tau) \propto \tau^{-1/3}$



TERMODINAMICA **BH** E PRINCIPIO OLOGRAFICO  
definiscono:

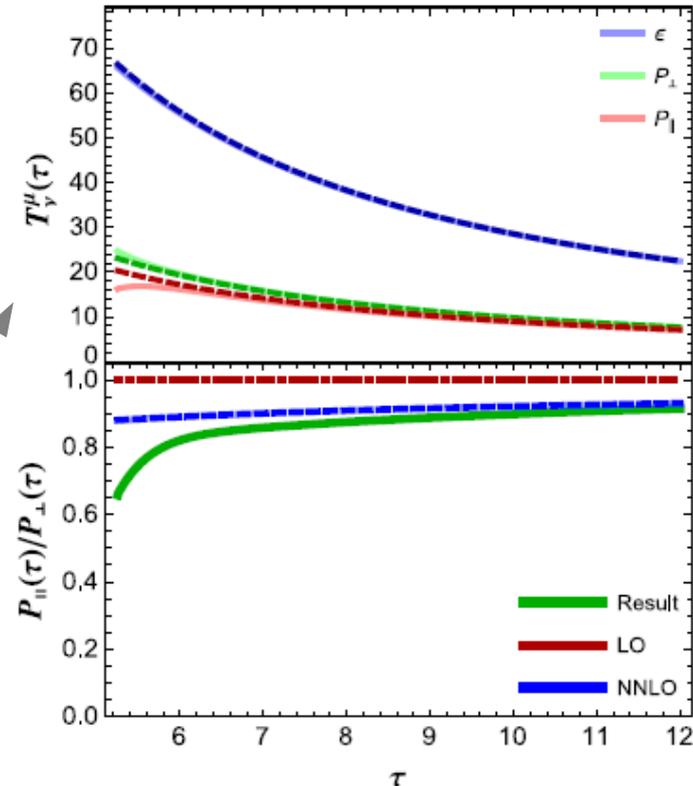
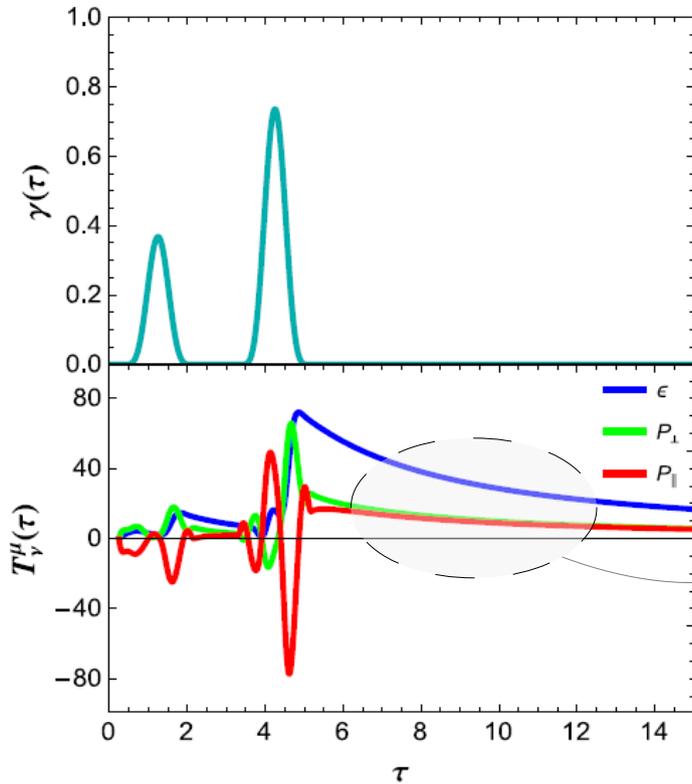
- la temperatura effettiva dalla posizione dell'orizzonte

$$T_{\text{eff}}(\tau) = \frac{r_h(\tau)}{\pi}$$

- l'entropia dall'area dell'orizzonte (definizione di Bekenstein-Hawking)

# Densità di energia e pressione

Tensore energia-impulso sul boundary  $T_{\mu\nu} = \frac{N_c^2}{2\pi^2} \text{diag}(\mathcal{E}, \mathcal{P}_\perp, \mathcal{P}_\perp, \mathcal{P}_\parallel)$



La densità di energia  $\mathcal{E}(\tau) = \frac{3}{4} \pi^4 T_{\text{eff}}(\tau)^4$  raggiunge la forma idrodinamica al termine del quench ( $\tau = \tau_f$ ).

L'isotropia delle pressioni viene ripristinata con un ritardo  $\tau_{\text{hydro}} - \tau_f \simeq 0.6 \text{ fm}/c$

[scala  $T_{\text{eff}}(\tau_f) = 500 \text{ MeV}$ ].

JHEP **1507** (2015) 053

# Sonde non locali di termalizzazione

## SONDE NON LOCALI

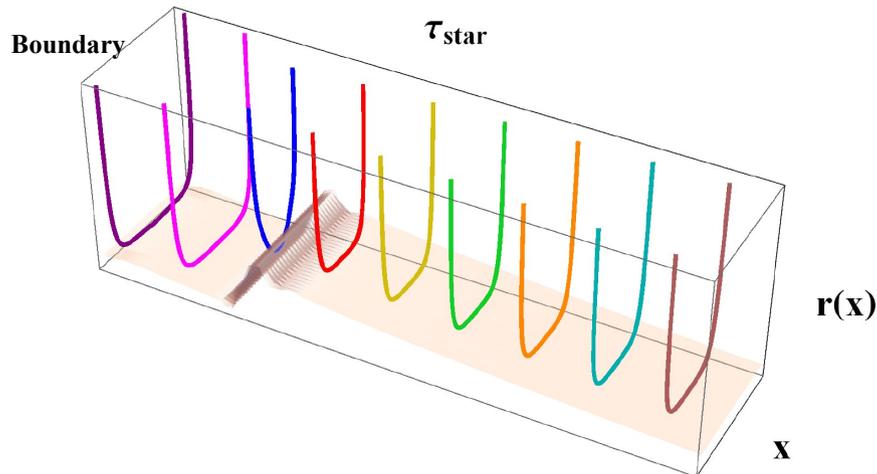
FUNZIONE DI CORRELAZIONE A DUE PUNTI A TEMPI UGUALI

$$\left\langle \mathcal{O}\left(t_0, -\frac{\ell}{2}, x_2, y\right) \mathcal{O}\left(t_0, \frac{\ell}{2}, x_2, y\right) \right\rangle \simeq e^{-\Delta \mathcal{L}}$$

operatore di boundary della QCD di dim. conforme  $\Delta$

dualità

Lunghezza della geodetica che connette i due punti di boundary e si estende nel bulk

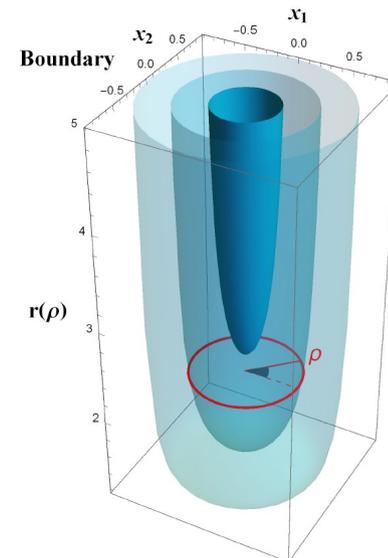


VALORE DI ATTESA DEL WILSON LOOP DI TIPO SPAZIO

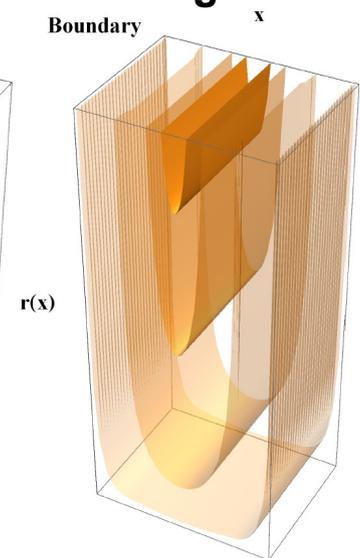
$$\left\langle \mathcal{W}_C \right\rangle \simeq e^{-\mathcal{A}} \quad t_0 \text{ fissato su } C$$

Area della superficie minimale che poggia sul cammino chiuso  $C$  nel boundary e si estende nel bulk

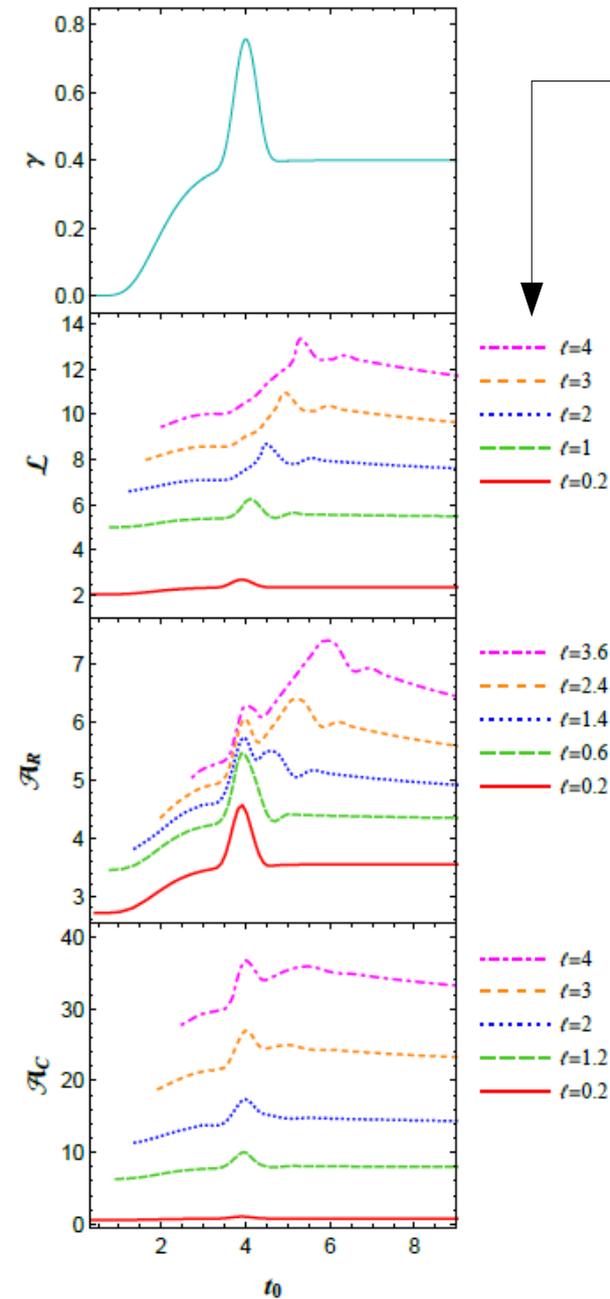
circolare



rettangolare



# Sonde non locali di termalizzazione



$\ell$  separazione di boundary  
(taglia della sonda)

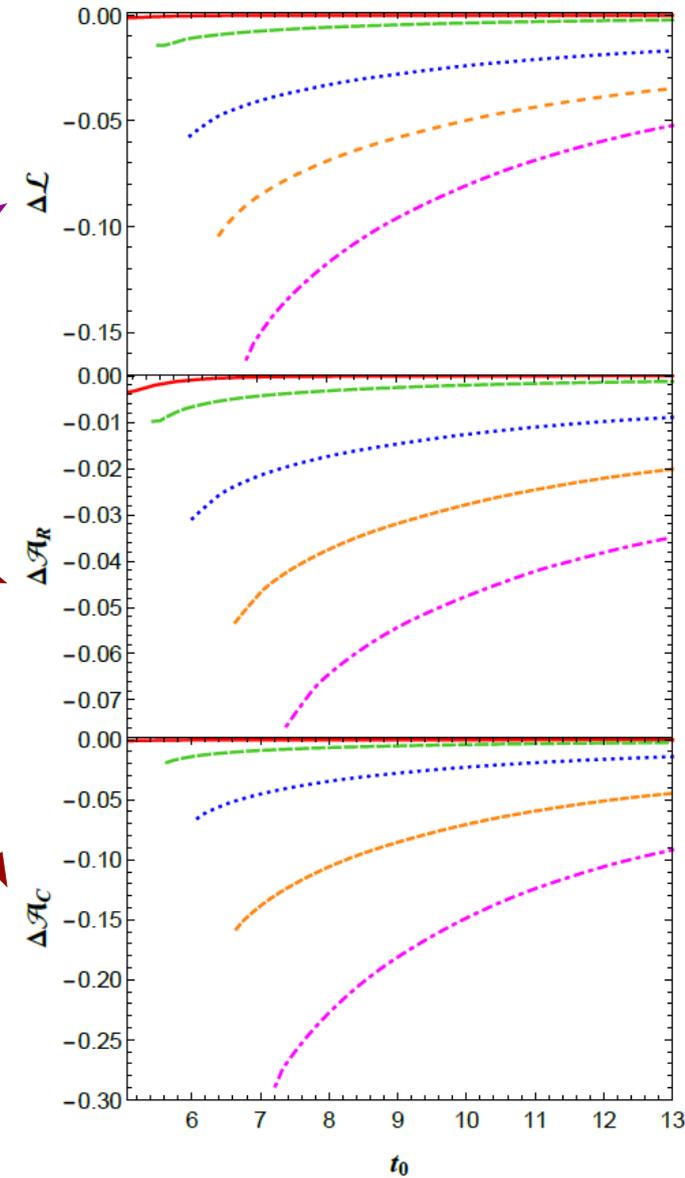
$$\Delta \mathcal{L} = \mathcal{L} - \mathcal{L}_{\text{AdS/BH}}$$

$$\Delta \mathcal{A} = \mathcal{A} - \mathcal{A}_{\text{AdS/BH}}$$

Tempo di dimezzamento  
di  $\Delta \mathcal{L}$  e  $\Delta \mathcal{A}$

rispetto ai valori di fine quench

$$t_{1/2}(\ell) \sim \ell \quad \text{con } \ell > 1$$



arXiv:1603.08849

IFAE, Genova 2016

# Conclusioni

- L'evoluzione di un plasma non Abelian boost-invariante è stata analizzata in un modello olografico. Lo stato iniziale, lontano dall'equilibrio e anisotropo, si ottiene modificando la metrica di Minkowski con l'introduzione di una deformazione impulsiva (quench).
- La temperatura e la densità di energia raggiungono il regime idrodinamico subito dopo la fine del quench, mentre l'isotropia delle pressioni si instaura con un ritardo dell'ordine di  $1 \text{ fm}/c$  [scala  $T_{\text{eff}}(\tau_f) = 500 \text{ MeV}$ ]. Questo risultato è indipendente dal profilo di quench scelto.
- Il tempo di termalizzazione delle osservabili non locali (funzione di correlazione, valore di attesa dei Wilson loop rettangolare e circolare) cresce con la separazione sul boundary: le sonde con scale ultraviolette raggiungono il regime idrodinamico più rapidamente di quelle infrarosse.

**Grazie per l'attenzione!**