Introdução à Correspondência AdS/CFT
Parte 3

Henrique Boschi Filho

Instituto de Física

UFRJ

boschi@if.ufrj.br

XI Escola do CBPF

CBPF, 17 a 28 de julho de 2017

EFEITOS TÉRMICOS NA DUALIDADE CALIBRE/CORDAS

Buraco negro de Schwarzschild no espaço AdS

$$ds^2 = (\frac{r^2}{R^2})(-f(r)\,dt^2 + d\vec{x}^2) + (\frac{R^2}{r^2})\frac{1}{f(r)}dr^2 + R^2 d^2\Omega_5\,,$$

onde $f(r) = 1 - r_T^4/r^4\,, \quad r_T = \pi R^2 T\,.$

Esse espaço é dual a uma teoria de calibre a Temperatura finita T, na fronteira do AdS (Witten ATMP 98 (B)).

Na temperatura $T = 0$ este espaço é o AdS.

Esse espaço foi usado com sucesso para obter a viscosidade do plasma de quarks e glúons, observado no RHIC (Brookhaven):

G. Policastro, D. T. Son and A. O. Starinets PRL 2001;

P. Kovtun, D. T. Son and A. O. Starinets, PRL 2005;

.

.

O problema de cordas estáticas nesse espaço foi discutido em detalhes por

S. J. Rey, S. Theisen e J. T. Yee 98;

A. Brandhuber, N. Itzhaki, J. Sonnenschein e S. Yankielowicz, 1998.

$\rightarrow$ **Este espaço é NÃO confinante.**

POTENCIAL QUARK ANTI-QUARK A TEMPERATURA FINITA NA DUALIDADE CALIBRE/CORDAS

H.B.F., N.R.F.Braga and C.N.Ferreira, PRD 2006 (B).

Seguindo nossa abordagem fenomenológica para reproduzir o confinamento, introduzimos um corte infravermelho (brana) em $r = R$.

A energia de uma corda estática com extremidades em $r \to \infty$ separadas por uma variação de coordenadas $\Delta x = L$, depende da relação entre o raio do horizonte (temperatura) do buraco negro no AdS e a posição da brana infravermelha .

• ALTAS TEMPERATURAS: $r_T \geq R$

Esta solução coincide com o caso sem a brana infravermelha. Para pequenas separações quark-antiquark as folhas de mundo com mínima área correspondem às geodésicas em forma de U e sua energia aumenta com L:

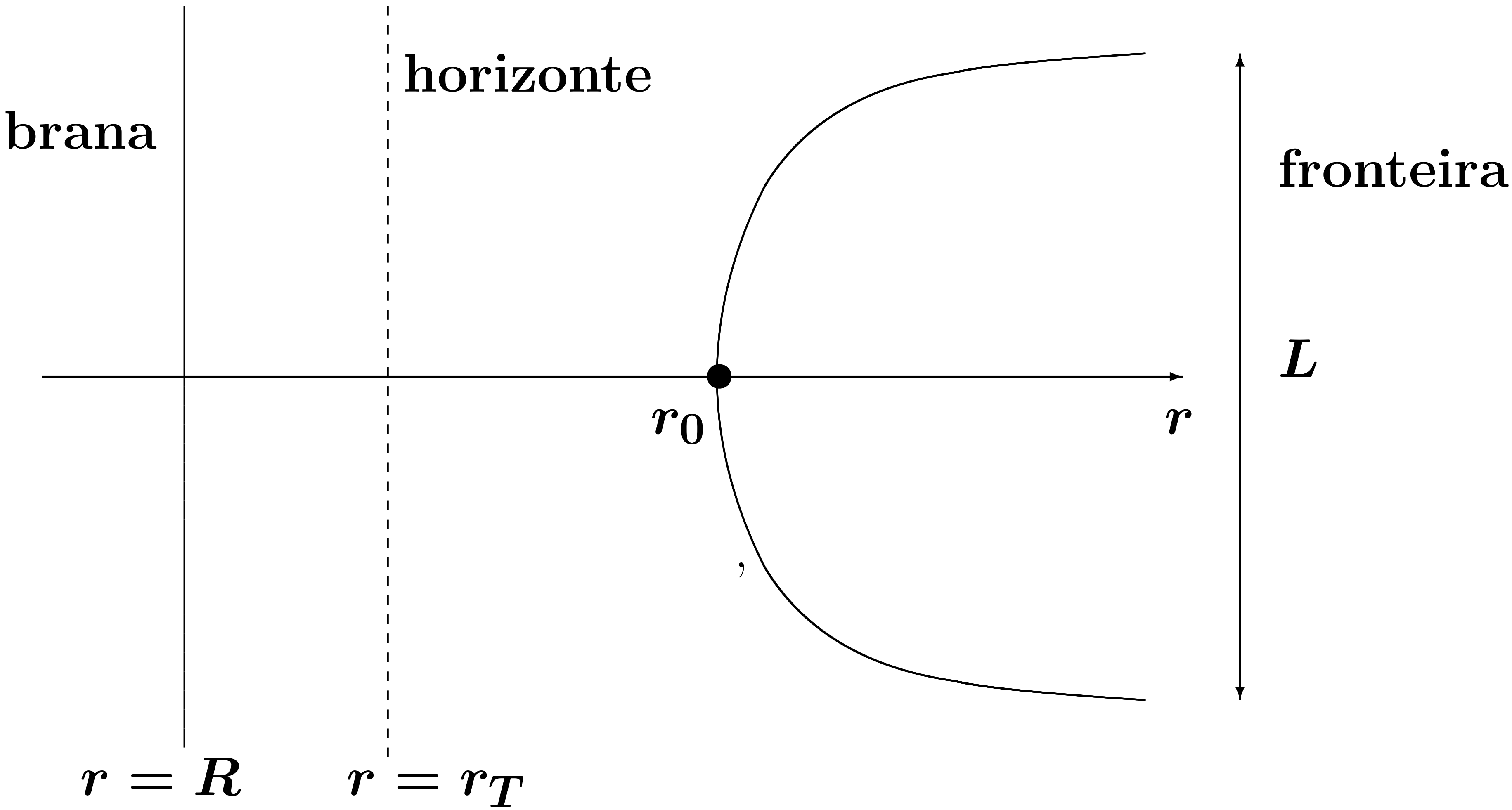
$$E = \frac{1}{\pi\alpha'}\{ \int_1^\infty \left(\frac{\sqrt{y^4 - \frac{r_T^4}{r_0^4}}}{\sqrt{y^4 - 1}} - 1\right) r_0 dy - r_0\}$$

(subtraindo as massas dos quarks $m_q = (1/2\pi\alpha') \int_0^\infty dr$)

Note que L é relacionado com r_0 por

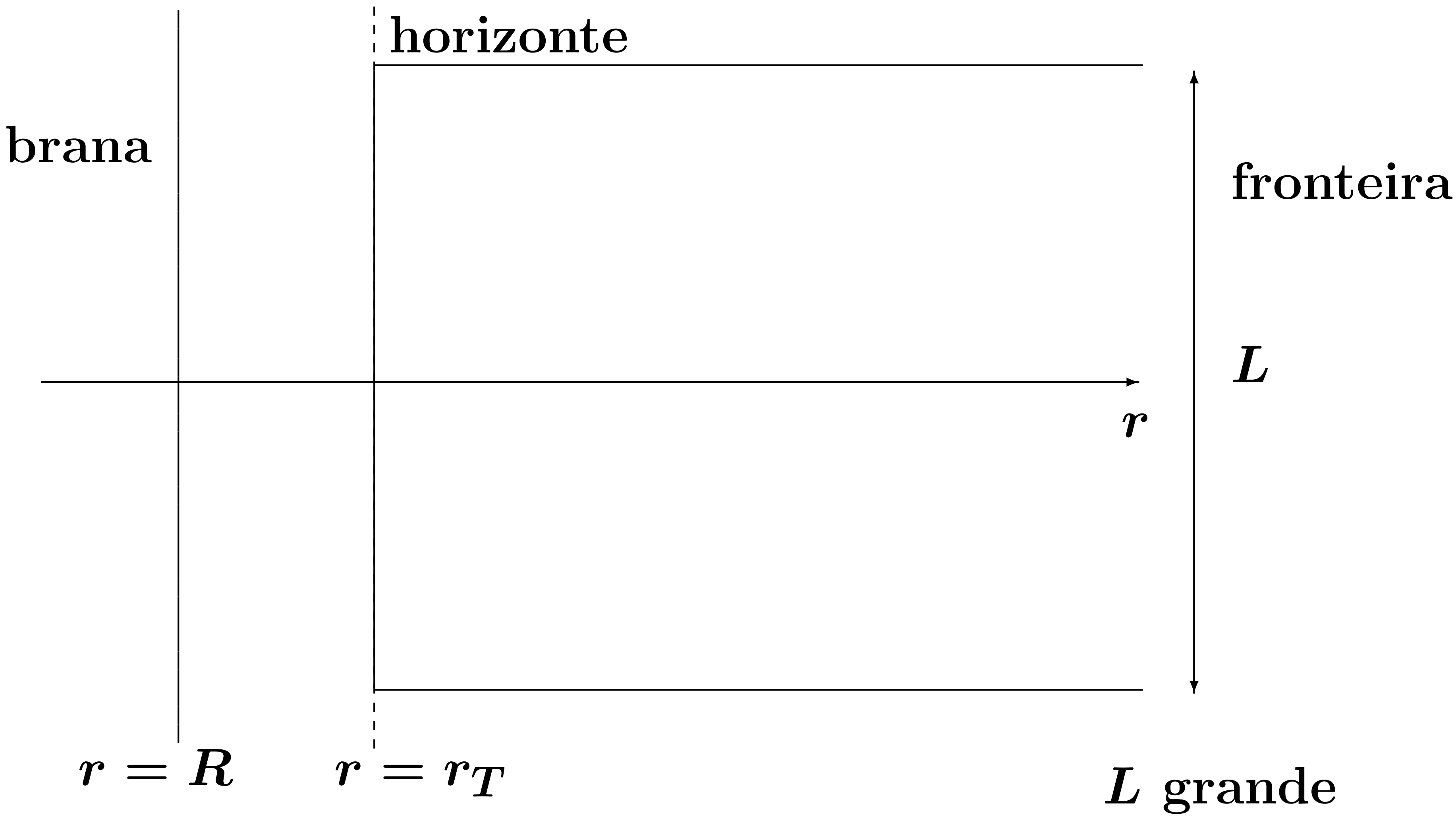
$$L(r_0) = 2\,\frac{R^2}{r_0}\sqrt{1 - \frac{r_T^4}{r_0^4}}\int_1^\infty \frac{dy}{\sqrt{(y^4 - 1)\,(y^4 - \frac{r_T^4}{r_0^4})}}$$

Altas Temperaturas, L pequeno

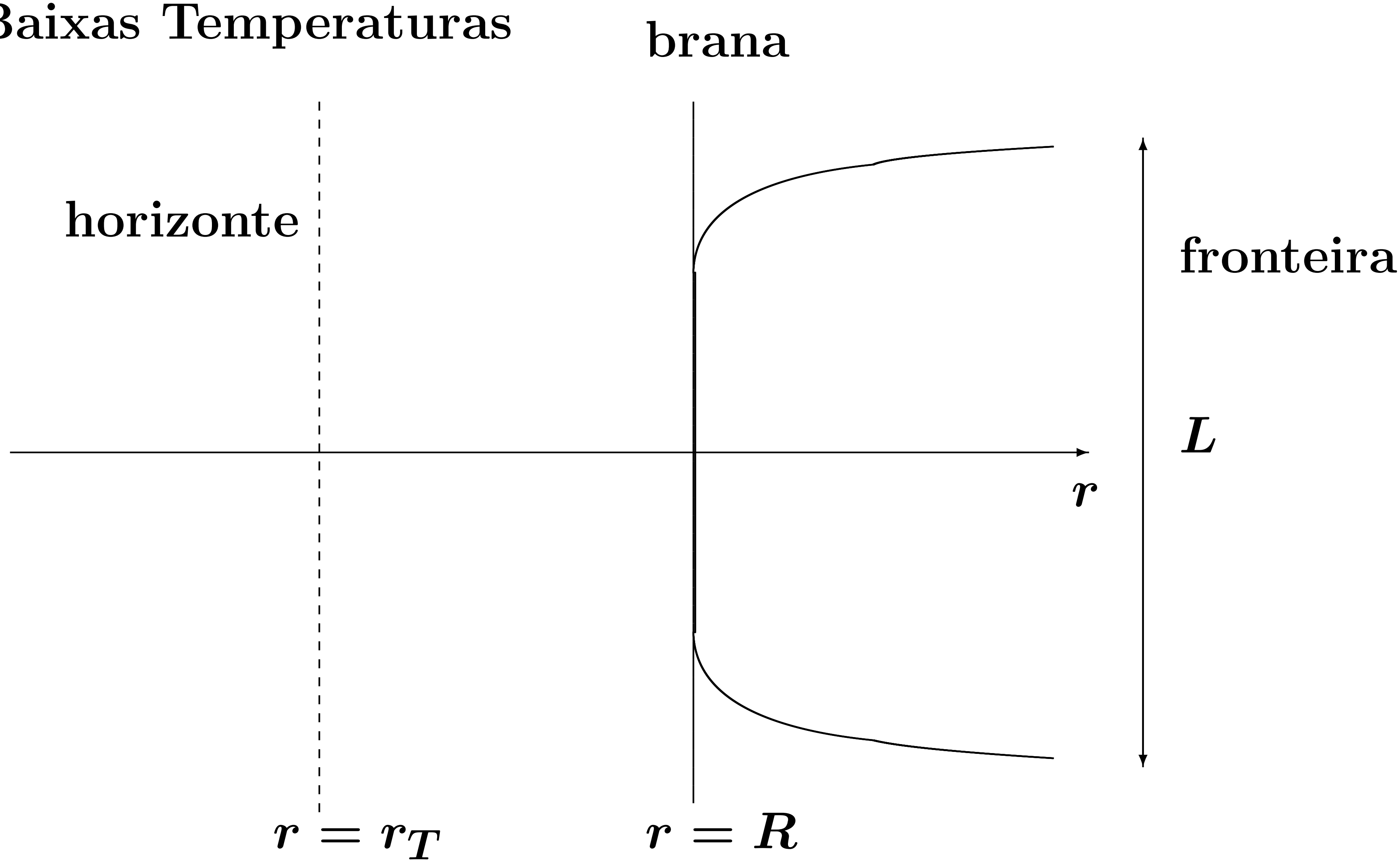


Geodésica em forma de U, com mínimo em r_0 longe da brana e do horizonte.

Altas Temperaturas, L grande



Baixas Temperaturas



Geodésica em forma de U degenerada, com mínimos ao longo da brana.

• BAIXAS TEMPERATURAS: $r_T < R$

A corda pode alcançar a brana, mas não o horizonte.

Para seprações de quarks $L < L(r_0)|_{r_0=R}$ a corda tem a forma de U como no caso de altas temperaturas.

Para $L > L(r_0)|_{r_0=R}$ a corda tem a forma de U degenerada com mínimos ao longo da brana:

$$E = \frac{1}{\pi\alpha'} \int_1^\infty \left(\frac{\sqrt{y^4 - \frac{r_T^4}{R^4}}}{\sqrt{y^4 - 1}} - 1 \right) R dy - \frac{R}{\pi\alpha'}$$
$$+ \frac{1}{2\pi\alpha'} (L - L(R)) \sqrt{1 - \frac{r_T^4}{R^4}}$$

Para grandes valores de L o termo dominante é linear:

$$E \sim \frac{L}{2\pi\alpha'} \sqrt{1 - \frac{r_T^4}{R^4}}. \qquad \Longrightarrow \text{ Confinante}$$

Então se $T \leq T_C = R_T/\pi R^2$, para grandes L,

$$E \sim \sigma(T)\, L$$

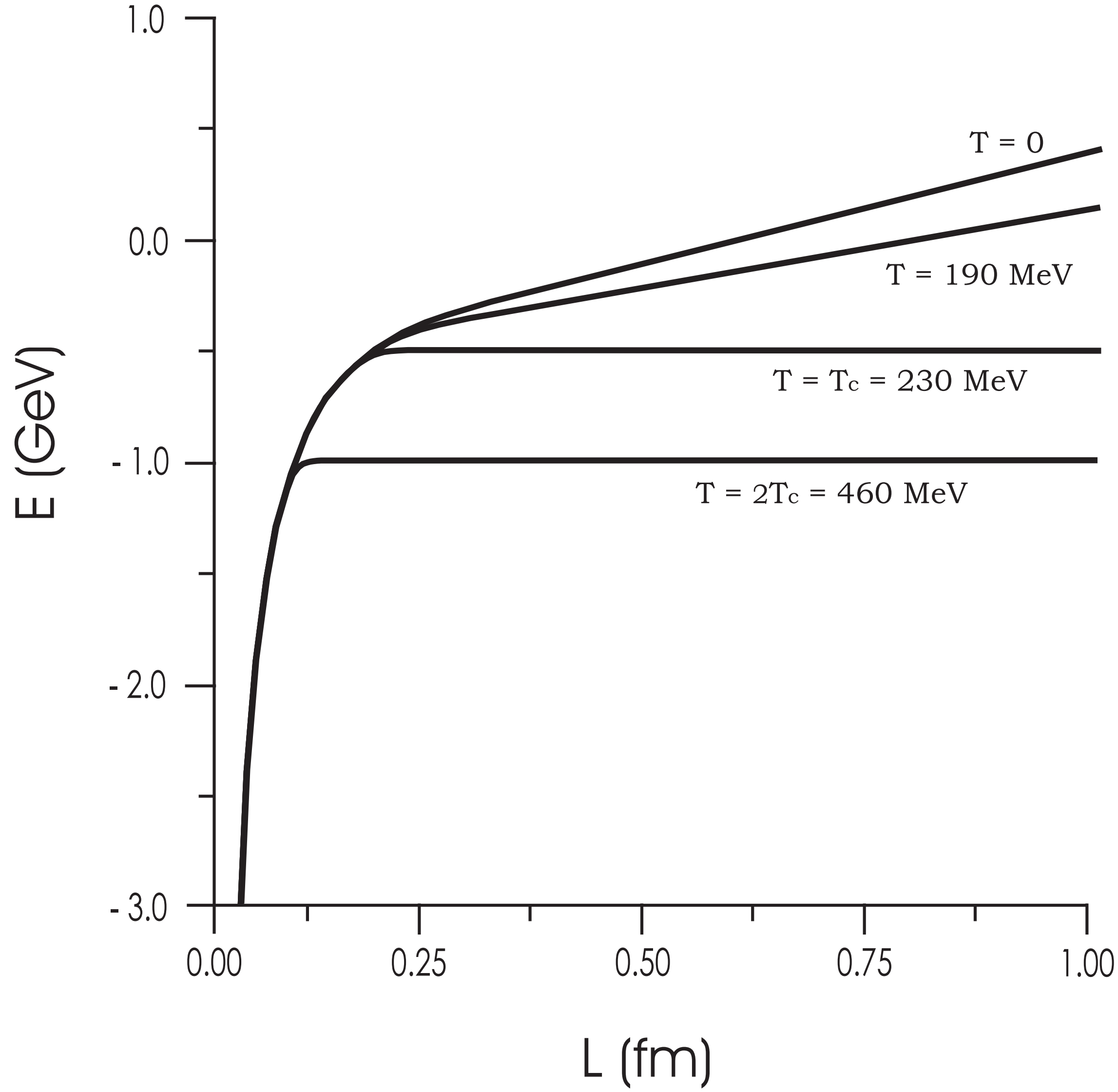
com

$$\sigma(T) = \frac{1}{2\pi\alpha'}\sqrt{1-(\pi R T)^4}$$

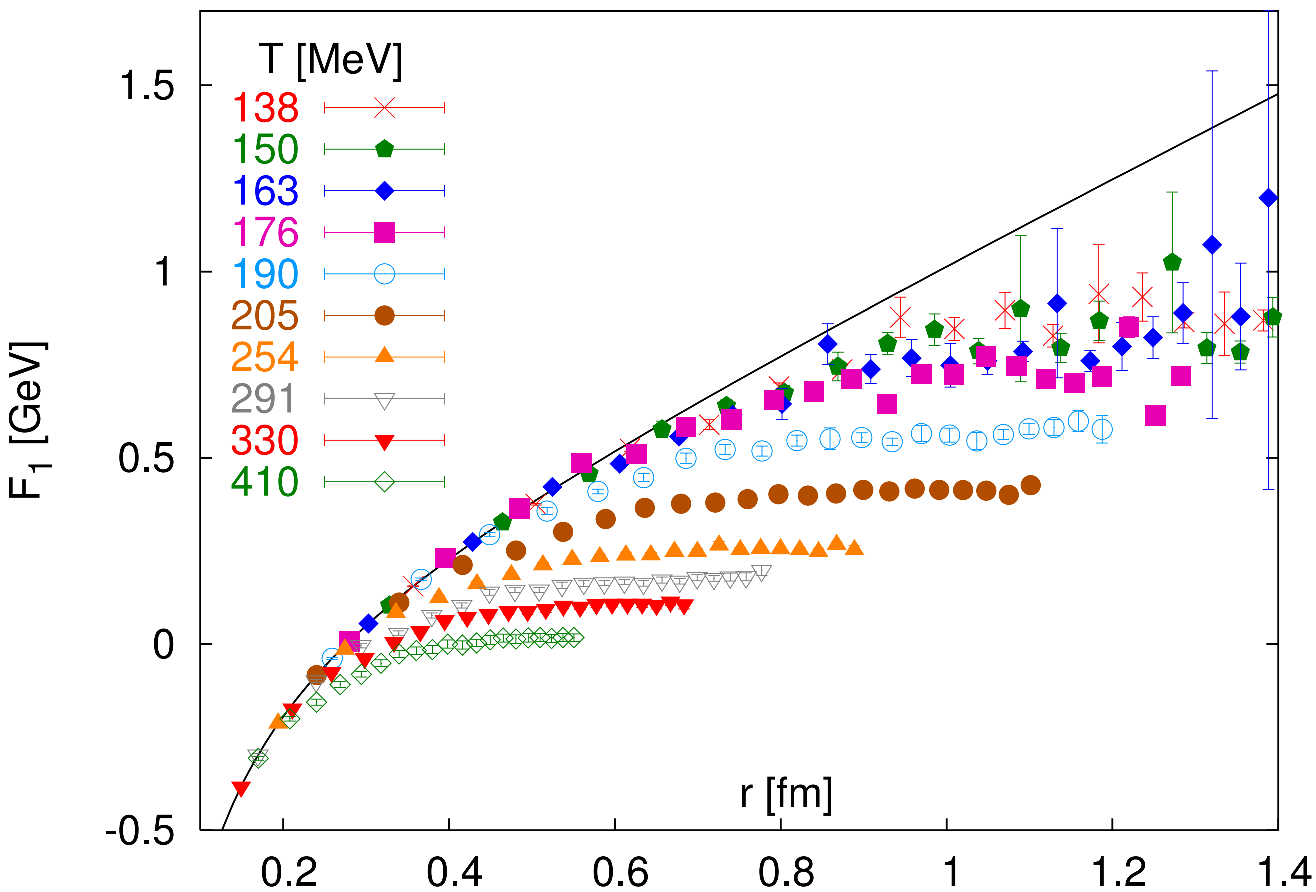
Tomando o raio R do AdS para ter o valor obtido no caso de temperatura zero, neste caso teremos

$$T_C \sim 230\mathrm{MeV}$$

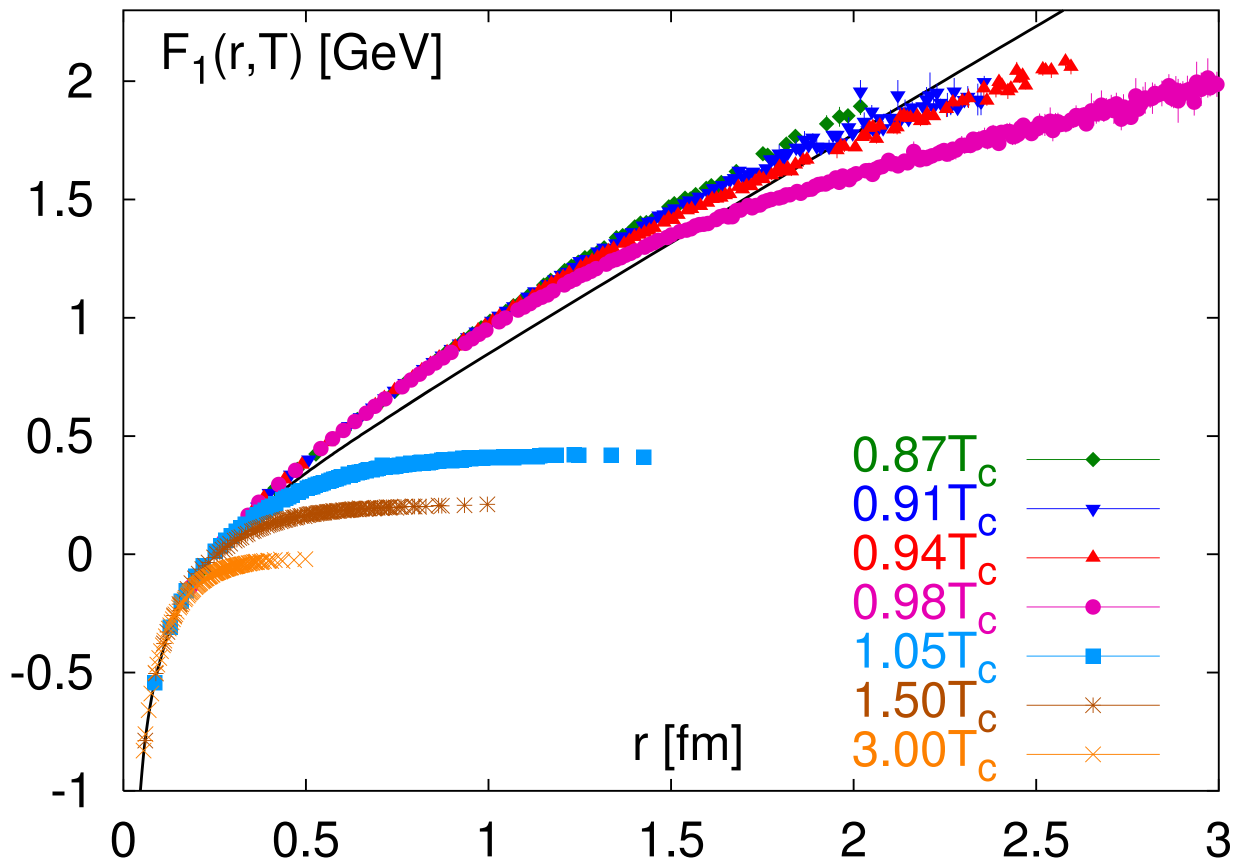
Estes resultados são qualitativamente compatíveis com os resultados obtidos na rede.



H.B.F., N.R.F.Braga e C.N.Ferreira, PRD 2006 (B).



Color singlet free energy in quenched QCD, the solid line is the zero temperature, from: "Heavy quark potentials and quarkonia binding" P. Petreczky , Eur.Phys.J.C43:51-57,2005



Color singlet free energy in three flavor QCD, the solid line is the zero temperature, from: "Heavy quark potentials and quarkonia binding" P. Petreczky , Eur.Phys.J.C43:51-57,2005

O Modelo de Parede Macia

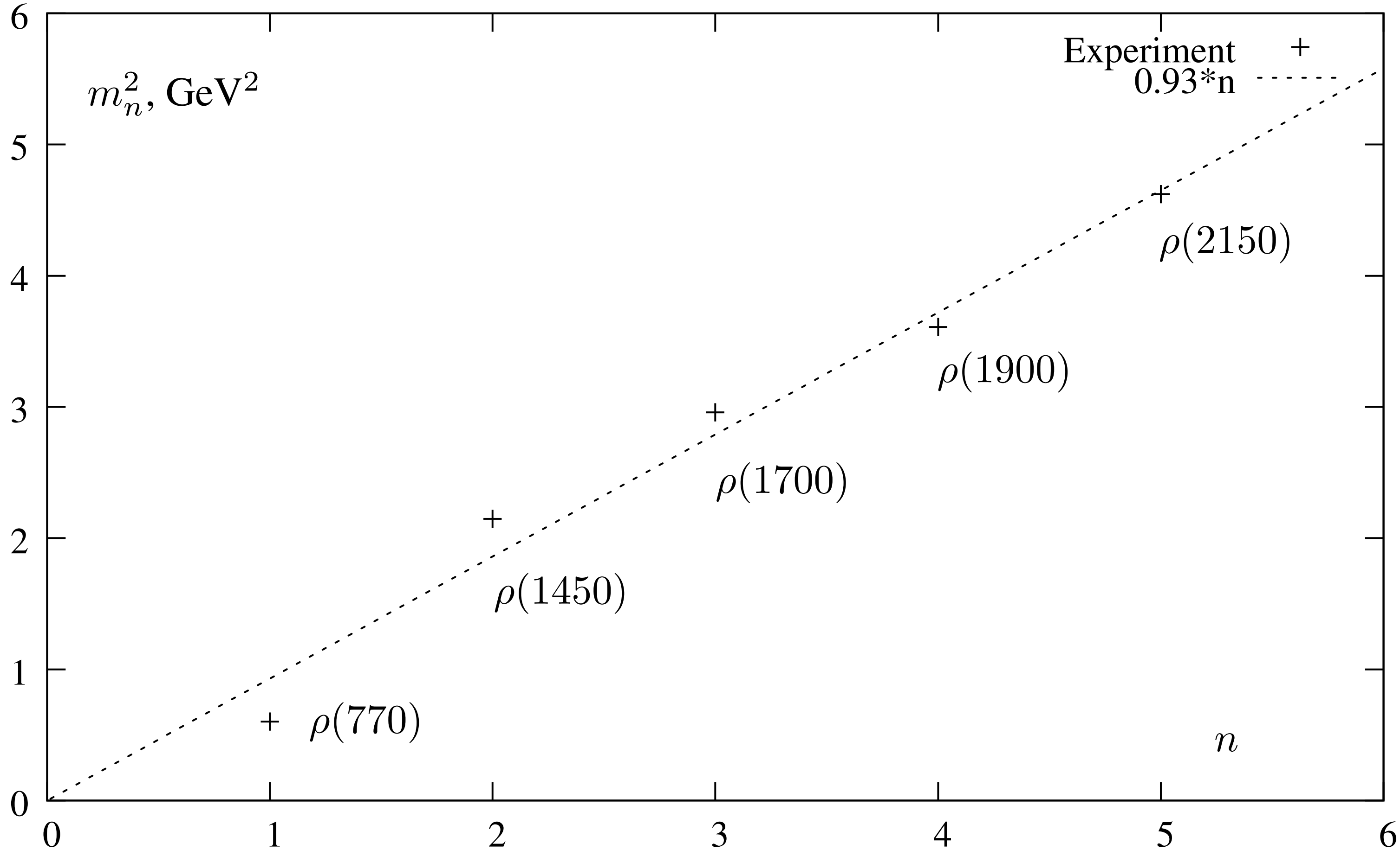
Karch, Katz, Son e Stephanov, PRD 2006;

$$I = \int d^5x \sqrt{g}\, e^{-\Phi}\, \mathcal{L}\ ; \qquad\qquad \Phi = \Phi(z)$$

$$ds^2 = e^{2A(z)} \left(dz^2 + \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \right)$$

$$\text{com } \Phi - A = z^2 + \log z$$

$\Longrightarrow$ **Espectro de hádrons (meson ρ)**



The squared masses of the first few ρ resonances versus their consecutive number n The straight line is the fit $m_n^2 \sim n$ [Karch, Katz, Son e Stephanov, PRD 2006].

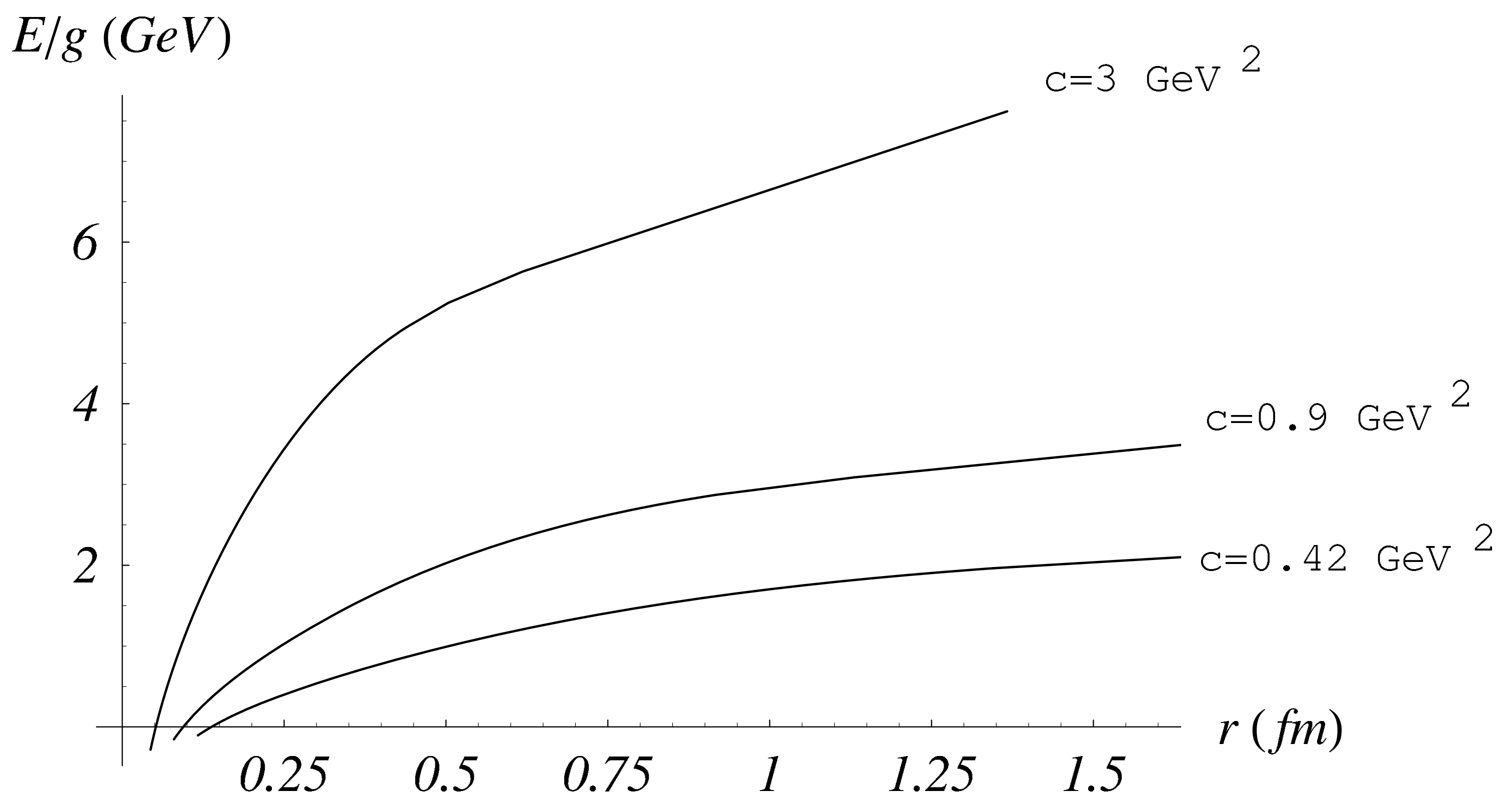
Outra proposta para AdS/QCD: AdS deformado

Andreev e Zakharov PRD 2006, PLB 2007, JHEP 2007

$$ds^2 = \frac{R^2}{z^2} h(z) \left(dz^2 + d\vec{x}^2\right)$$

$$h(z) = e^{\frac{1}{2}cz^2}$$

- **Heavy-quark potentials and AdS/QCD**
- **Spatial String Tension, Thermal Phase Transition**
- **Heavy-Quark Free Energies, Entropies, Polyakov Loop**



Heavy-quark potentials and AdS/QCD [Andreev e Zakharov PRD 2006].

TRANSIÇÃO DE FASE DE HAWKING PAGE

Hawking e Page estudaram a Termodinâmica de Buracos Negros no AdS (1983)

Soluções da RG que sejam AdS assintoticamente:

- **AdS apenas**
- **BN no AdS**

Usando o Princípio da Mínima Ação como critério de estabilidade termodinâmica concluiram que

- **AdS estável em Baixas Temperaturas**
- **BN no AdS estável em Altas Temperaturas**

Transição Hawking Page: AdS $\rightarrow$ BN AdS

TRANSIÇÃO HP NA CORRESPONDÊNCIA AdS/CFT

Witten (1998) mostrou que na correspondência AdS/CFT

- **com fronteiras compactas, hiperesferas**
  - ◇ **ocorre a transição HP para alguma $T \neq 0$**
  - ◇ **essa transição corresponde à transição confinamento / desconfinamento na teoria de calibre**
- **com fronteiras não compactas (Minkowski ou Euclideana)**
  - ◇ **T=0 AdS e BN-AdS são estáveis**
  - ◇ **T≠0 apenas BN-AdS é estavel**

TRANSIÇÃO HP EM AdS/QCD

- **Herzog (PRL 2007) mostrou que no AdS/QCD (com parede rígida ou suave) ocorre a transição HP em T≠0:**

  ◇ **Rígida:** $T_{crit} \approx$ **130 MeV**

  ◇ **Suave:** $T_{crit} \approx$ **190 MeV (ok c/ resultados rede!)**

- **C. A. Ballon Bayona, HBF, N. Braga e L. Pando Zayas (PRD 2008) usando a Renormalização Holográfica confirmamos os resultados de Herzog e calculamos a entropia antes e depois da transição**

  ◇ $T < T_{crit}$: $S \sim 0$

  ◇ $T > T_{crit}$: $S \sim N^2$ **na teoria** $SU(N)$

  $\Longrightarrow$ **Liberação dos gúons**