

Teorie Efficaci Olografiche: Un caso di studio

Riccardo Antonelli

4 dicembre 2016

QFT fortemente accoppiate

Problema fondamentale:

**Data teoria di campo quantistica fortemente accoppiata,
→ teoria efficace di bassa energia**

Teoria delle stringhe: equivalenze teorie di gauge 4d \leftrightarrow background di stringa 10d (olografia)

Sfruttabili per teoria efficace?



Teorie Efficaci Olografiche

Superstringhe IIB

Teoria di gravità quantistica in 10d.

- ▶ Stringhe: oggetti perturbativi 1-dimensionali
- ▶ Dp -brane: oggetti non perturbativi p -dimensionali; p dispari (D1, D3, D5, ...)

A basse energie, le stringhe IIB \sim **supergravità IIB** (SUGRA).

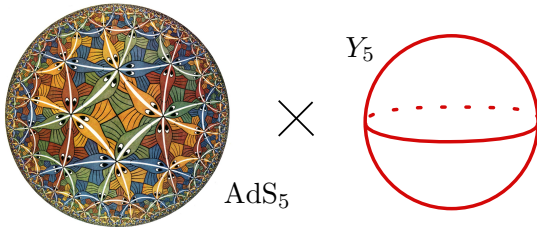
Teoria di campo, include:

- ▶ gravitone $g_{\mu\nu}$, assio-dilatone τ (complesso)
- ▶ k -forme: B_2, C_2, C_4 ($B_2 = \frac{1}{2} B_{\mu\nu} dx^\mu \wedge dx^\nu$, etc)
- ▶ + fermioni ...

Olografia

Equivalenza fra:

- ▶ Teoria di gauge in 4 dimensioni
- ▶ Teoria delle stringhe IIB (include gravità) su $\text{AdS}_5 \times Y^5$



AdS (Anti-de Sitter):
spaziotempo iperbolico

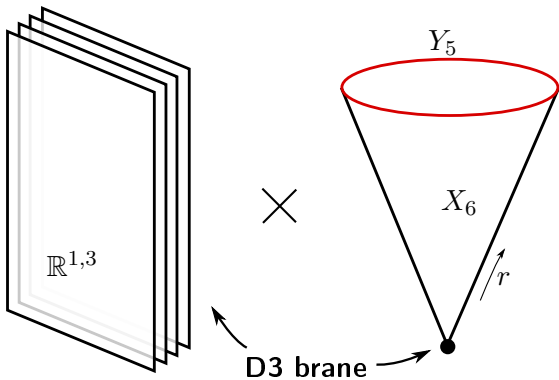
Y_5 : varietà compatta 5d

Costruire dualità

Si dispongono N D3-brane coincidenti in un background

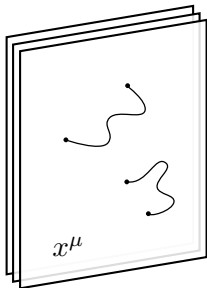
$$\mathbb{R}^{1,3} \times X_6$$

X_6 : cono con base Y_5 : $ds_X^2 = dr^2 + r^2 ds_Y^2$



Costruire dualità (2)

Due visuali equivalenti di questo sistema:

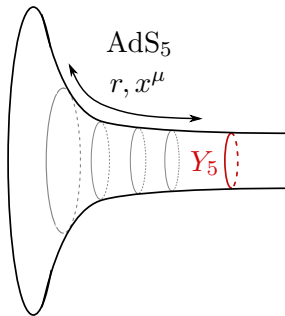


Stringhe aperte attaccate alle D3:

Teoria di **gauge** 4d

$$G = SU(N) \times SU(N) \times \dots$$

$$S = -\frac{1}{4} \int d^4x \operatorname{Tr} F^2 + \dots$$



Massa D3 curva spaziotempo:

$$\mathbb{R}^{1,3} \times X_6 \longrightarrow \text{AdS}_5 \times Y_5,$$

$$S = - \int d^{10}x \sqrt{-g} R + \dots$$

Large N , strong-coupling

Si dimostra:

Quando in 4d $N \rightarrow \infty$, $\lambda \rightarrow \infty$,

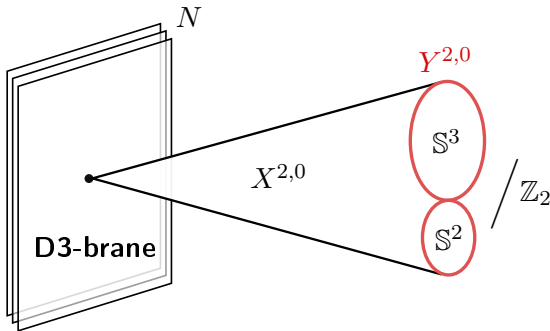
allora in 10d

Stringhe IIB \rightarrow supergravità IIB **classica** ($\hbar \rightarrow 0$)

$$(\lambda := N^2 g)$$

La teoria $Y^{2,0}$

Cono $X^{2,0}$ sulla base $Y^{2,0} \sim \mathbb{S}^2 \times \mathbb{S}^3 / \mathbb{Z}_2$



$X^{2,0}$ è Calabi-Yau \implies teoria superconforme (SCFT) con $\mathcal{N} = 1$

Supersimmetria **minimale** (senza la singolarità conica, $\mathcal{N} = 4$):
teorie meno rigide e più realistiche, dinamica pochissimo studiata

La teoria $Y^{2,0}$

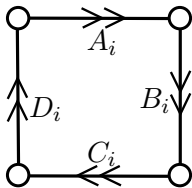
Gruppo di gauge:

$$SU(N)_1 \times SU(N)_2 \times SU(N)_3 \times SU(N)_4$$

Campi di materia: $A_1, A_2, B_1, B_2, C_1, C_2, D_1, D_2$.

$A_i \in (\mathbf{N}, \overline{\mathbf{N}}, \mathbf{1}, \mathbf{1})$, $B_i \in (\mathbf{1}, \mathbf{N}, \overline{\mathbf{N}}, \mathbf{1})$, ...

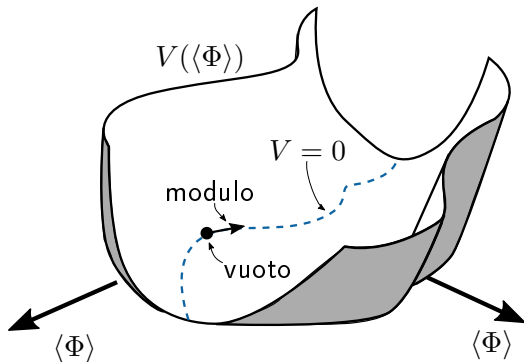
Teoria di quiver:



+ superpotenziale (interazione fra i campi di materia):

$$W = \lambda \epsilon^{ij} \epsilon^{kl} \text{Tr}(A_i B_k C_j D_l)$$

Deve esistere una descrizione **efficace** a bassa energia, in termini di pochi campi dinamici. Come identificarla?



Varietà di vuoti (minimi del potenziale): **spazio dei moduli** \mathcal{M} . Le direzioni lungo \mathcal{M} sono parametrizzate da **moduli**.

Moduli = campi della teoria efficace

$$\text{AdS}_5 \times Y^{2,0}$$

$$\text{Vuoto Superconforme} \quad \xleftrightarrow{\text{olografia}} \quad \text{AdS}_5 \times Y^{2,0}$$

$$\mathcal{M}_{QFT} \quad \xleftrightarrow{\text{olografia}} \quad \mathcal{M}_{\text{AdS}_5 \times Y^{2,0}}$$

Moduli della CFT $Y^{2,0}$



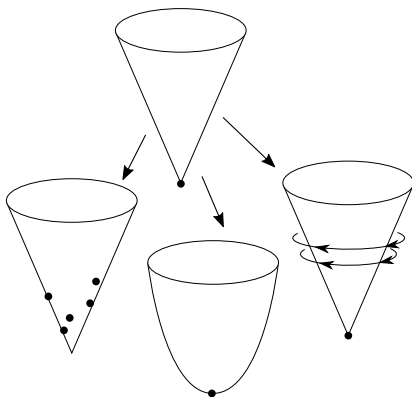
Moduli di SUGRA su $\text{AdS}_5 \times Y^{2,0}$



campi dinamici della teoria efficace

\Rightarrow è possibile estrarre la Lagrangiana efficace.

Moduli SUGRA



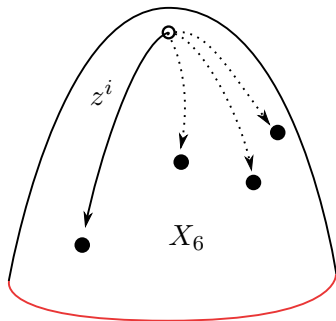
- ▶ Spostare le D3-brane sul cono
- ▶ Deformare la metrica (struttura Kähler) del cono
- ▶ Accendere altri campi di SUGRA (τ, B_2, C_2, C_4)

$3N$ moduli immediati:

$$z_I^i$$

$$i = 1, 2, 3,$$

$$I = 1, \dots, N$$



posizioni delle N D3-brane sul cono $6d \rightarrow 3N$ campi complessi.

Legati a valori di aspettazione (VEV) di operatori del tipo:

$$\text{Tr} (A_i B_j C_k D_l) , \leftarrow \textbf{mesoni}$$

Teoria efficace

Ci sono $3N + 3$ campi chirali $(z_I^i, \hat{\rho}, \tilde{\rho}, \beta)$. Calcoliamo la \mathcal{L}_{eff} efficace:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\pi \mathcal{G}^{ab} \nabla_\mu \rho_a \nabla^\mu \bar{\rho}_b - 2\pi \sum_I g_{i\bar{j}} \partial_\mu z^i \partial^\mu \bar{z}^{\bar{j}} - \frac{\pi \mathcal{M}}{\text{Im } \tau} \partial_\mu \beta \partial^\mu \bar{\beta}$$

- ▶ Necessaria $g_{i\bar{j}}$ in coordinate complesse (metrica del cono risolto).
- ▶ $\mathcal{G}^{ab}, \nabla_\mu, g_{i\bar{j}}, \mathcal{M}$ funzioni complicate di $(\hat{\rho}, \tilde{\rho}, \beta) \implies$ forte non-linearità
- ▶ \mathcal{L}_{eff} è in realtà la parte bosonica di una Lagrangiana supersimmetrica $\mathcal{N} = 1$: scalari $\hat{\rho}, \tilde{\rho}, \beta$ accoppiati con superpartner spin-1/2.

Simmetrie

Check nontriviale: simmetrie della teoria di campo devono ricomparire nella teoria efficace.

- ▶ Gruppo superconforme: spontaneamente rotto in generale, verifichiamo l'invarianza di \mathcal{L}_{eff} sotto un'implementazione nonlineare.
- ▶ La SCFT ha una simmetria di flavour $SU(2) \times SU(2)$. Nella HEFT: è il gruppo di isometria di $S^2 \times S^2$.
- ▶ Tre simmetrie $U(1)$, di cui due anomale. Presenti nella HEFT, le anomale rotte non perturbativamente.

$U(1)$

- ▶ $U(1)_{\text{trace}} = U(1)_1 + U(1)_2 + U(1)_3 + U(1)_4$ è disaccoppiato da tutto.
- ▶ $U(1)_B = U(1)_1 + U(1)_3$ non anomalo. **Numero barionico.**
Nella HEFT:

$$\text{Im } \tilde{\rho} \rightarrow \text{Im } \tilde{\rho} + \alpha$$

- ▶ Ne rimangono due. Sono:

$$U(1)_1 - U(1)_3 \quad \leftrightarrow \quad \text{Im } \hat{\rho} \rightarrow \text{Im } \hat{\rho} + \alpha$$

$$U(1)_4 - U(1)_2 \quad \leftrightarrow \quad \text{Im } \beta \rightarrow \text{Im } \beta + \alpha$$

Simmetrie classiche della CFT e della \mathcal{L}_{eff} , ma **anomale**.
Interpretazione olografica: rotte da effetti nonperturbativi
 $\sim \exp(-N) \sim \exp(-1/g_s)$ dovuti a istantoni di teoria delle
stringhe accoppiati ad $\text{Im } \hat{\rho}$, $\text{Im } \beta$.

Grazie per l'attenzione.