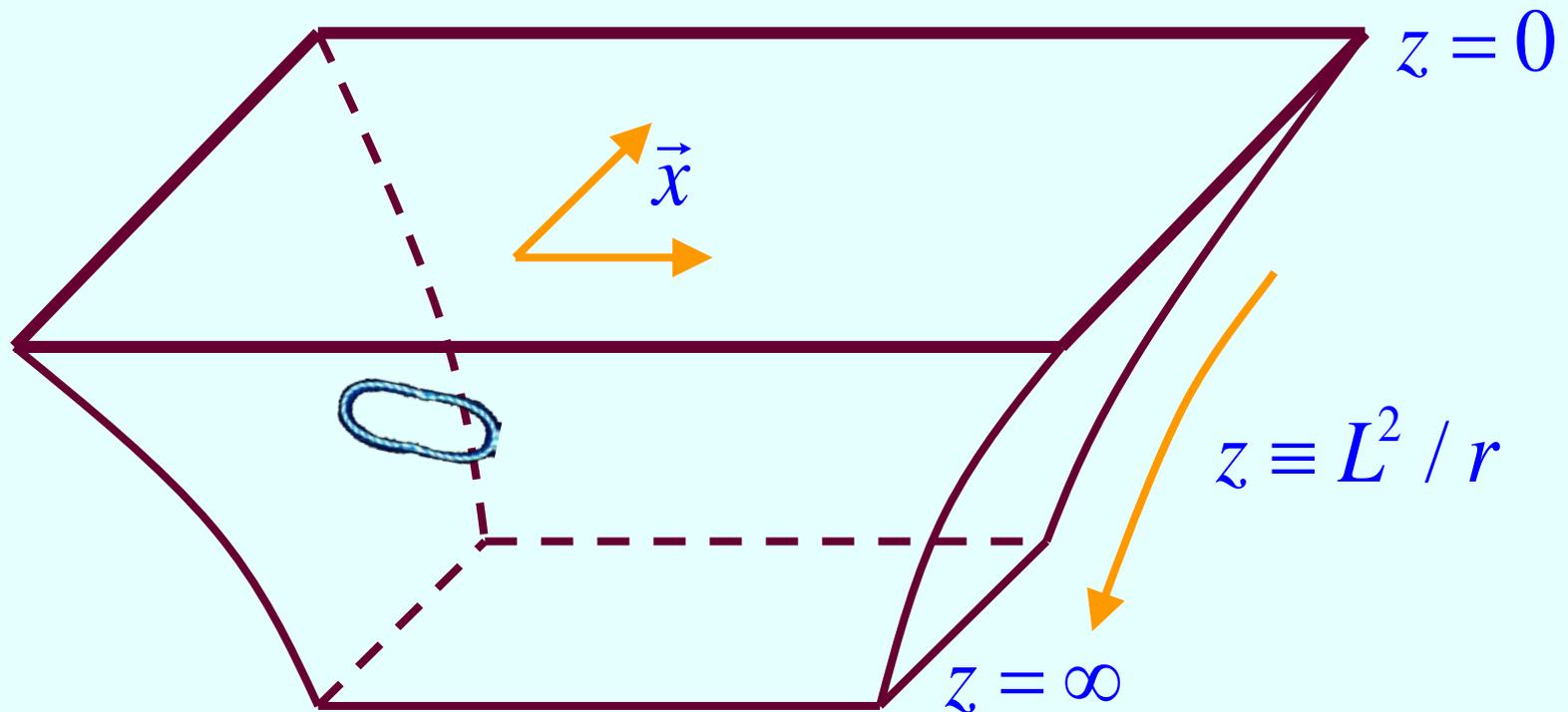


Una Teoría de Cuerdas Específica

Las fluctuaciones de este fondo pueden ser **chicas**

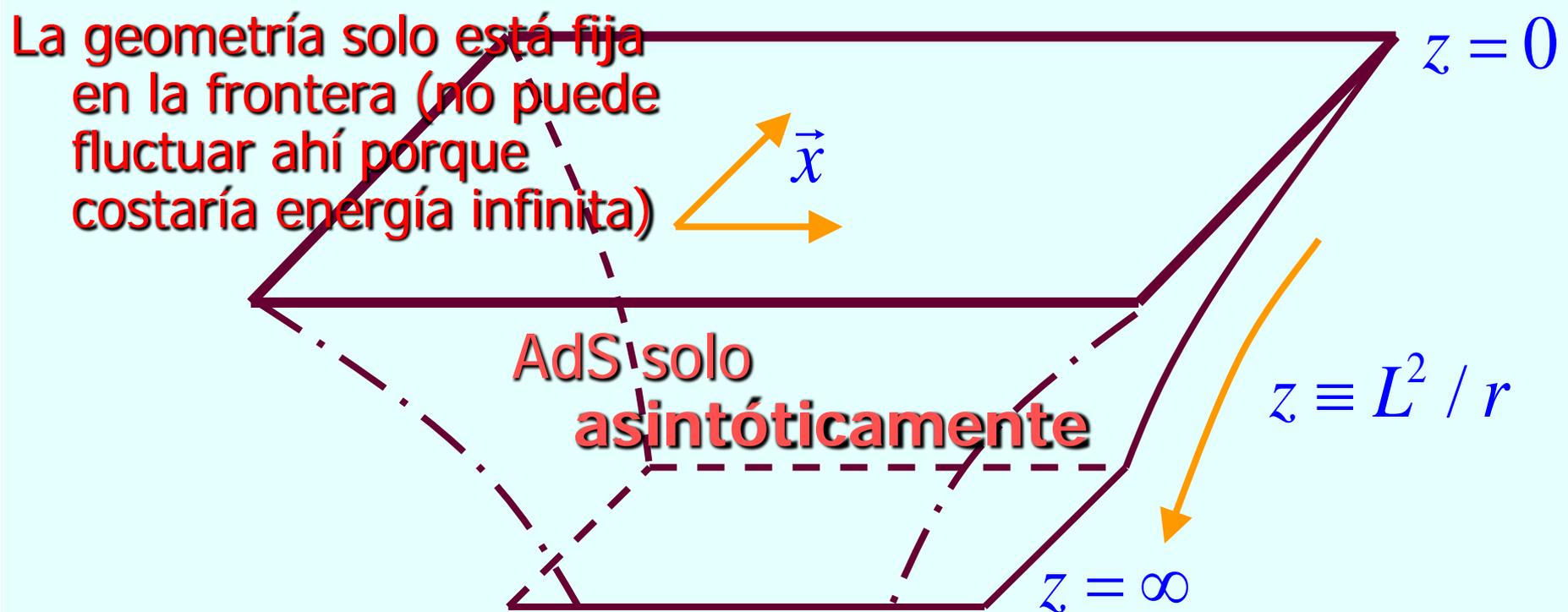
$$ds^2 = (L/z)^2 (\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dz^2) + L^2 d\Omega_5^2$$



Una Teoría de Cuerdas Específica

Las fluctuaciones de este fondo pueden ser chicas o **grandes**

$$ds^2 = (L/z)^2 (g_{\mu\nu}(x, z) dx^\mu dx^\nu + dz^2) + L^2 d\Omega_5^2$$



Correspondencia AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ **==** Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim [Maldacena] **asintóticamente** $AdS_5 \times S^5$

| | | |
|---------------------|-----|---------------------|
| Partículas | vs. | Cuerdas, Branas |
| SIN gravedad | | CON gravedad |
| CON color | | SIN color |
| espaciotiempo PLANO | | espaciotiempo CURVO |
| 3+1 dim | | 9+1 dim |

A pesar de las marcadas diferencias, **estas 2 teorías son equivalentes**: existe un diccionario que traduce entre ellas

Esta equivalencia parece ser totalmente absurda, ¡pero 18 años y 11000 citas después, sigue pareciendo cierta!

Correspondencia AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim [Maldacena] **asintóticamente** $AdS_5 \times S^5$

¡¡La mera **existencia** de esta conexión es sorprendente!!

Idea revolucionaria: la presencia/ausencia de **gravedad**,
y el número de **dimensiones** del espacio, ¡¡pueden
depender del punto de vista que adoptemos!!



Correspondencia AdS/CFT

$\text{SYM } \mathcal{N} = 4 \text{ } SU(N_c)$ \equiv Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim [Maldacena] **asintóticamente** $\text{AdS}_5 \times S^5$

OJO: ¡Ninguna de estas 2 teorías describe
NUESTRO universo!

Se trata de 2 universos imaginarios (si
acaso, modelos de juguete del nuestro),
¡¡que resultan ser uno mismo!!

La equivalencia NO ha sido demostrada rigurosamente, por lo que, **a nivel de física matemática, se mantiene como "conjetura"** (de hecho, en toda la física de altas energías el nivel de rigor matemático no logra ser muy alto...)

Más aún, **NO tenemos una definición completa (no perturbativa) de IIB**, e incluso a nivel perturbativo hay obstáculos técnicos para cálculos en fondo AdS (por presencia de campo Ramond-Ramond)

Aún así, a la fecha hay tanta evidencia acumulada a favor de la correspondencia, que **la postura de consenso es suponer que es correcta como hipótesis de trabajo**, y utilizarla para extraer consecuencias

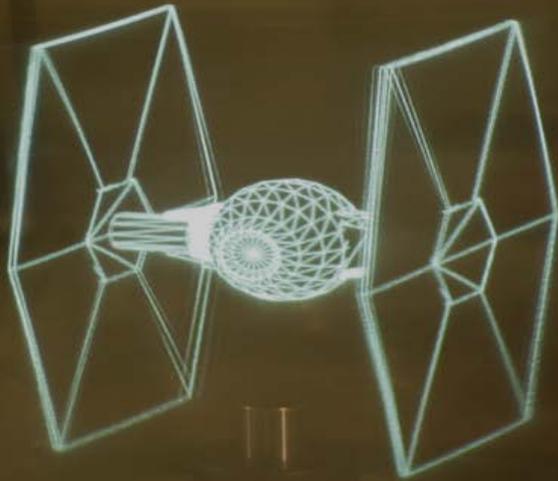
Si la asumimos como cierta, **nos da una definición no perturbativa de cuerdas IIB en AdS** (y éste NO es un enunciado vacío, porque sabemos bastante de IIB)

Correspondencia Norma/Gravedad

El anterior es apenas el ejemplo mejor entendido de una **correspondencia norma/gravedad** más general:

Teoría de campos en d dim \equiv Teoría de cuerdas en cierto espaciotiempo con $D > d$ dim

Holografía



Justo como un **holograma** logra reproducir una imagen 3D a partir de una película 2D, la teoría de campos captura la información de una teoría en **más dimensiones**



Correspondencia Holográfica

El anterior es apenas el ejemplo mejor entendido de una **correspondencia holográfica** más general:

Teoría de campos en d dim \equiv Teoría de cuerdas en cierto espaciotiempo con $D > d$ dim

Conocemos ejemplos que involucran p.ej. a **primas más cercanas de QCD**: con quarks, sin supersimetría, con confinamiento, con rompimiento de simetría quiral,...

[Sakai-Sugimoto(-Witten); Klebanov-Strassler; Maldacena-Núñez; Polchinski-Strassler; Freedman-Gubser-Pilch-Warner; etc.]

Y otros con similitud a **sistemas de materia condensada** (superfluidos, superconductores, metales extraños,...)

[Son; Balasubramanian,McGreevy; Kachru,Liu,Mulligan; Gubser; Hartnoll,Herzog,Horowitz; Hartnoll, Polchinski, Silverstein, Tong; etc.]

Correspondencia AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim [Maldacena] **asintóticamente** $AdS_5 \times S^5$

Existe un **diccionario** (todavía en construcción) que traduce de un lenguaje al otro...

Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ **==** Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim **asintóticamente** $AdS_5 \times S^5$

$$g_{YM}^2 = 4\pi g_c$$

$$N_c = \text{Unidades de flujo de } C_{MNOP} \\ \text{a través de } S^5$$

acopl. de 't Hooft: $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c = L^4 / l_c^4$

IMPORTANTE: la teoría de cuerdas bajo control a nivel de cálculos solo si el espacio está **débilmente curvado** y cuerdas están **débilmente acopladas**

Diccionario AdS/CFT

$\text{SYM } \mathcal{N} = 4 \text{ } SU(N_c)$ \equiv Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim **asintóticamente** $\text{AdS}_5 \times S^5$



Cálculos fáciles en gravedad

$$g_c \ll 1, \quad l_c \ll L$$

Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ **==** Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim **asintóticamente** $AdS_5 \times S^5$

Cálculos fáciles en gravedad
¡permiten **acceso a SYM**
con acoplamiento fuerte!

$$g_{YM}^2 \ll 1, N_c \gg 1, g_{YM}^2 N_c \gg 1$$

Diccionario AdS/CFT

$\text{SYM } \mathcal{N} = 4 \text{ } SU(N_c)$ **==** Cuerdas IIB en espaciotiempo
en 3+1 dim **asintóticamente** $\text{AdS}_5 \times \text{S}^5$

Notar que todo esto empata con la forma de la conexión entre teorías de norma y teorías de cuerdas sugerida por 't Hooft: $N_c \rightarrow \infty$ con $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c$ fija nos da una teoría de cuerdas con acoplamiento $\propto 1/N_c$

AdS/CFT nos da una implementación explícita de las ideas de 't Hooft, identificando la teoría de cuerdas involucrada y el significado de λ , con un par de sorpresas:

- ¡¡El lenguaje dual involucra a la gravedad!!
- ¡¡La teoría de cuerdas vive en un espaciotiempo curvado, con mayor número de dimensiones!!

Primera Evidencia

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Para poner a prueba: ¿empatan las simetrías?

Grupo Conforme $SO(4,2) = SO(4,2)$ Isometrías de AdS_5 ✓

Simetría R $SU(4) \simeq SO(6) = SO(6)$ Isometrías de S^5 ✓

16+16 supersimetrías = 32 supersimetrías ✓

Grupo de Norma $SU(N_c) \leftrightarrow$ ¡ Nada ! ✓

¡ Nada ! \leftrightarrow Difeomorfismos 9+1 dim ✓

Estas 2 últimas no son en realidad simetrías, sino **redundancias** de la descripción

La correspondencia opera al nivel de cantidades físicas, que son por tanto **invariantes de norma**

Primera Evidencia

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Para poner a prueba: ¿empatan las simetrías?

Grupo Conforme $SO(4,2) = SO(4,2)$ Isometrías de AdS_5 ✓

Simetría R $SU(4) \simeq SO(6) = SO(6)$ Isometrías de S^5 ✓

16+16 supersimetrías = 32 supersimetrías ✓

Grupo de Norma $SU(N_c) \leftrightarrow$ ¡ Nada ! ✓

¡ Nada ! \leftrightarrow Difeomorfismos 9+1 dim ✓

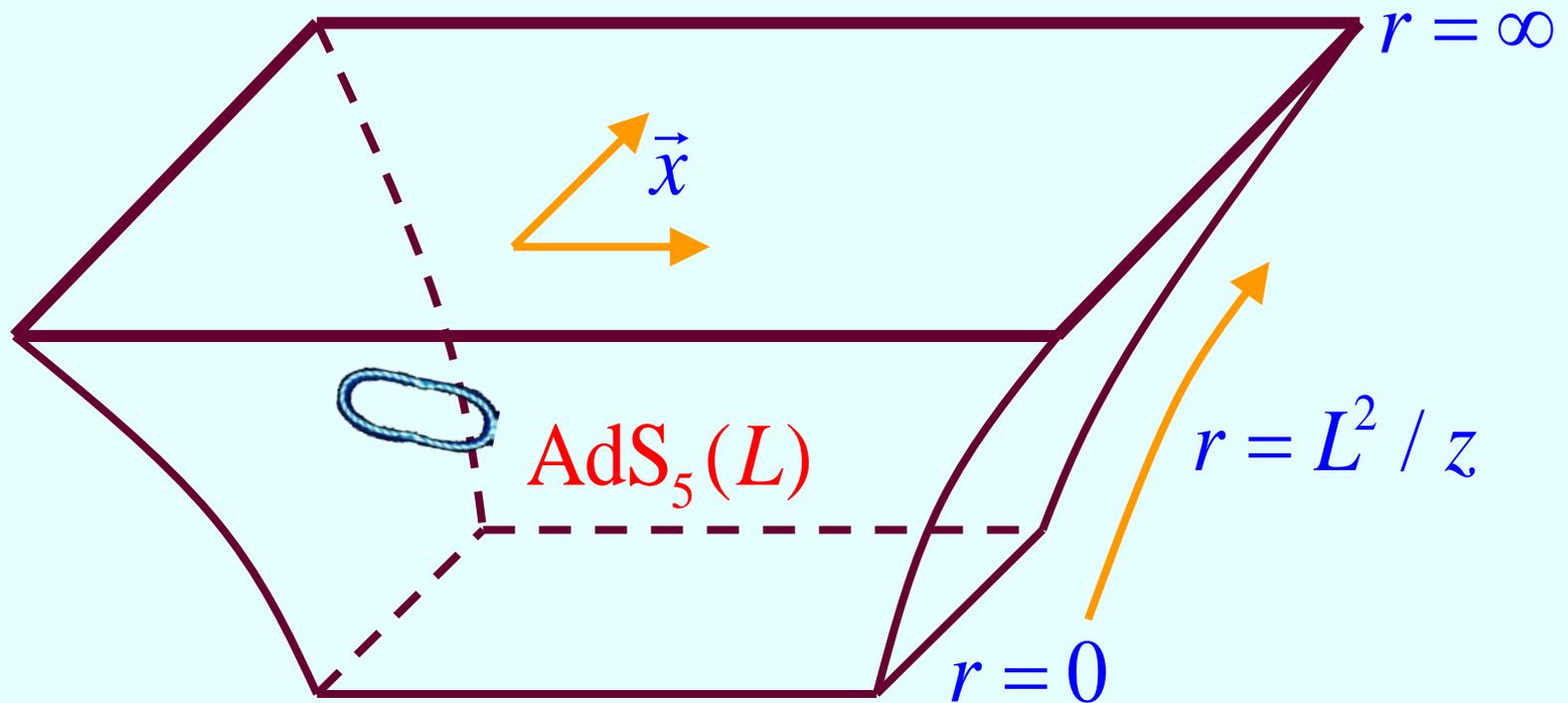
Las simetrías entonces empatan perfectamente, pero
¿qué pasa con el desacuerdo de dimensiones?

Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

$D = 3 + 1: (t, \vec{x})$

$D = 9 + 1: (t, \vec{x}, r; \theta_1, \dots, \theta_5)$

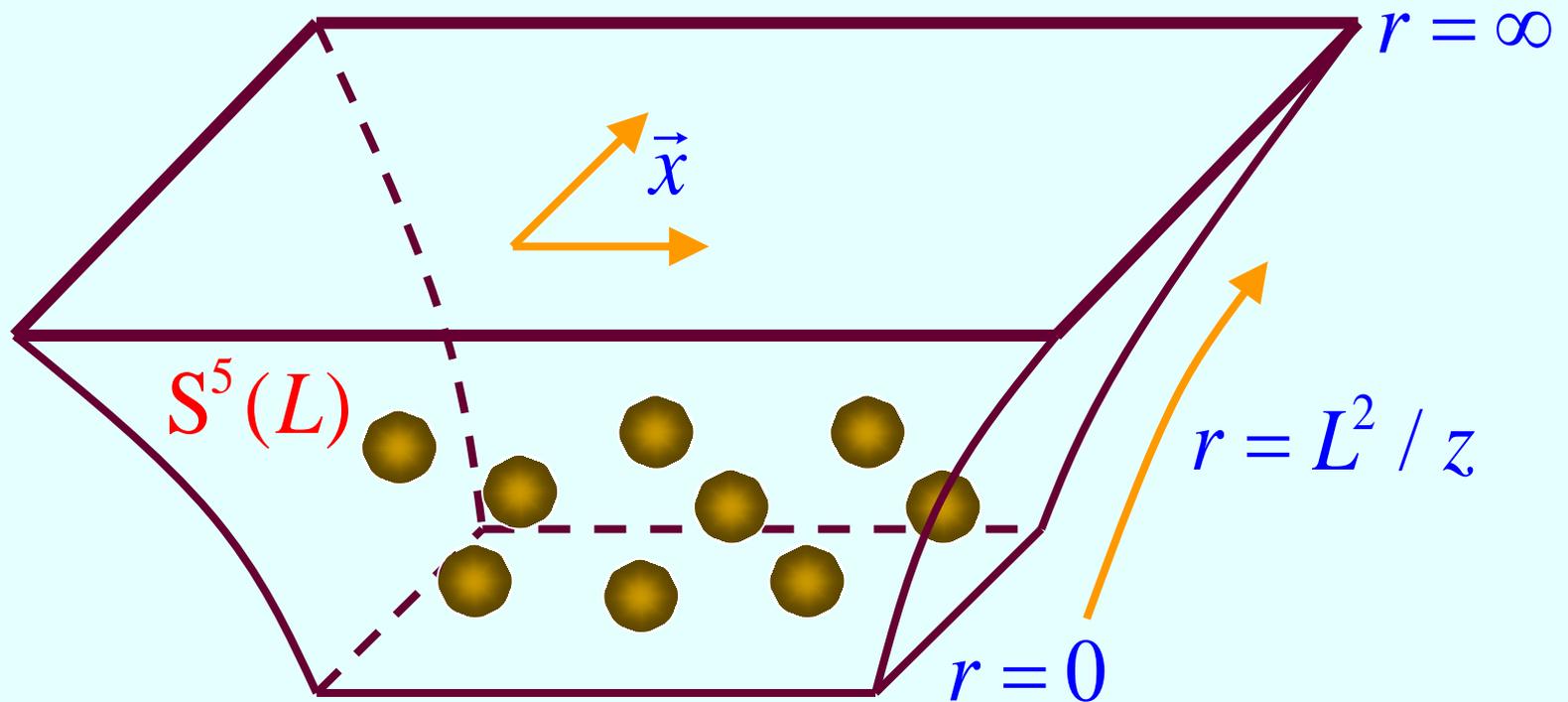


Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Espacio de simetría

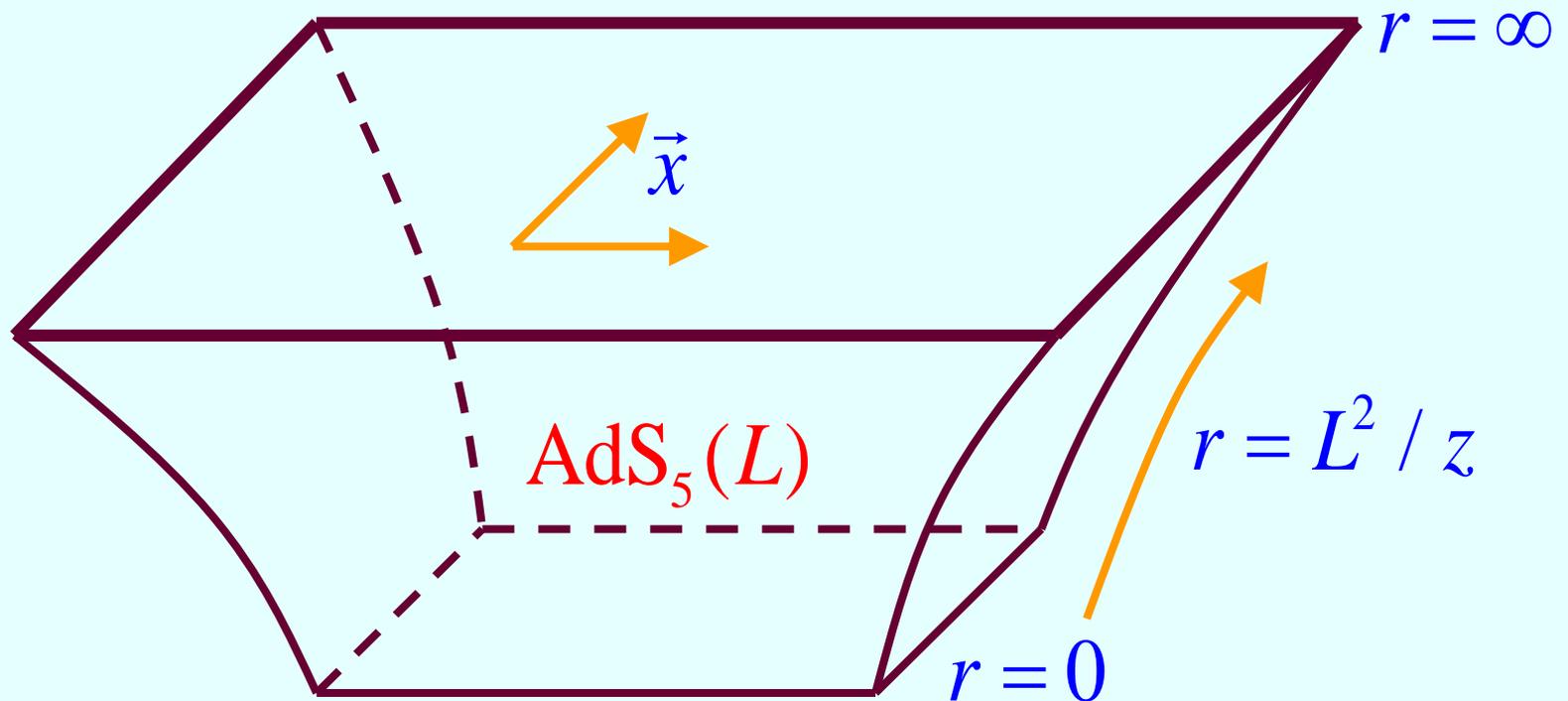
interna $SU(4) \simeq SO(6) = \theta_1, \dots, \theta_5$



Diccionario AdS/CFT

$SYM \mathcal{N} = 4 SU(N_c) \equiv$ T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

??? = r

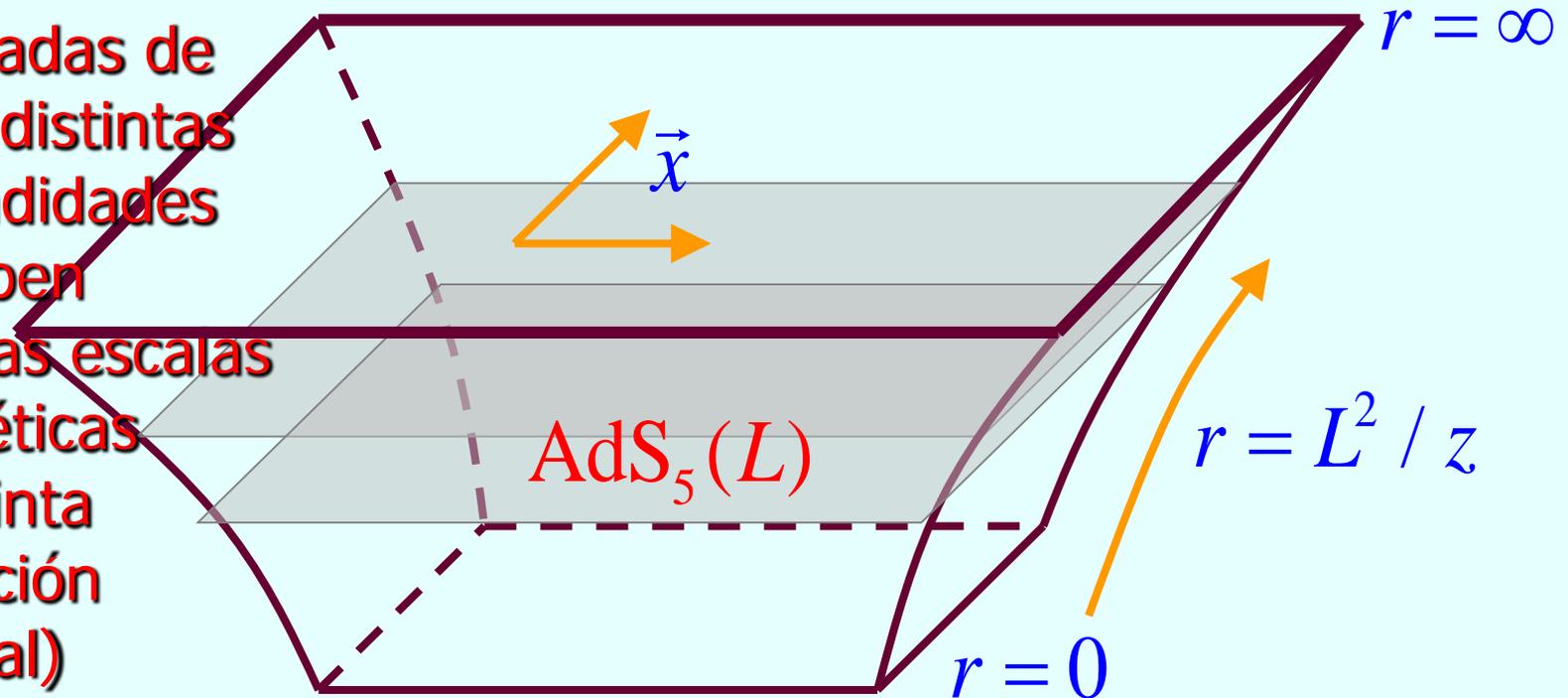


Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Energía $E = r / L^2$ [Susskind, Witten; Polchinski, Peet]

Rebanadas de AdS a distintas profundidades describen distintas escalas energéticas (=distinta resolución espacial)

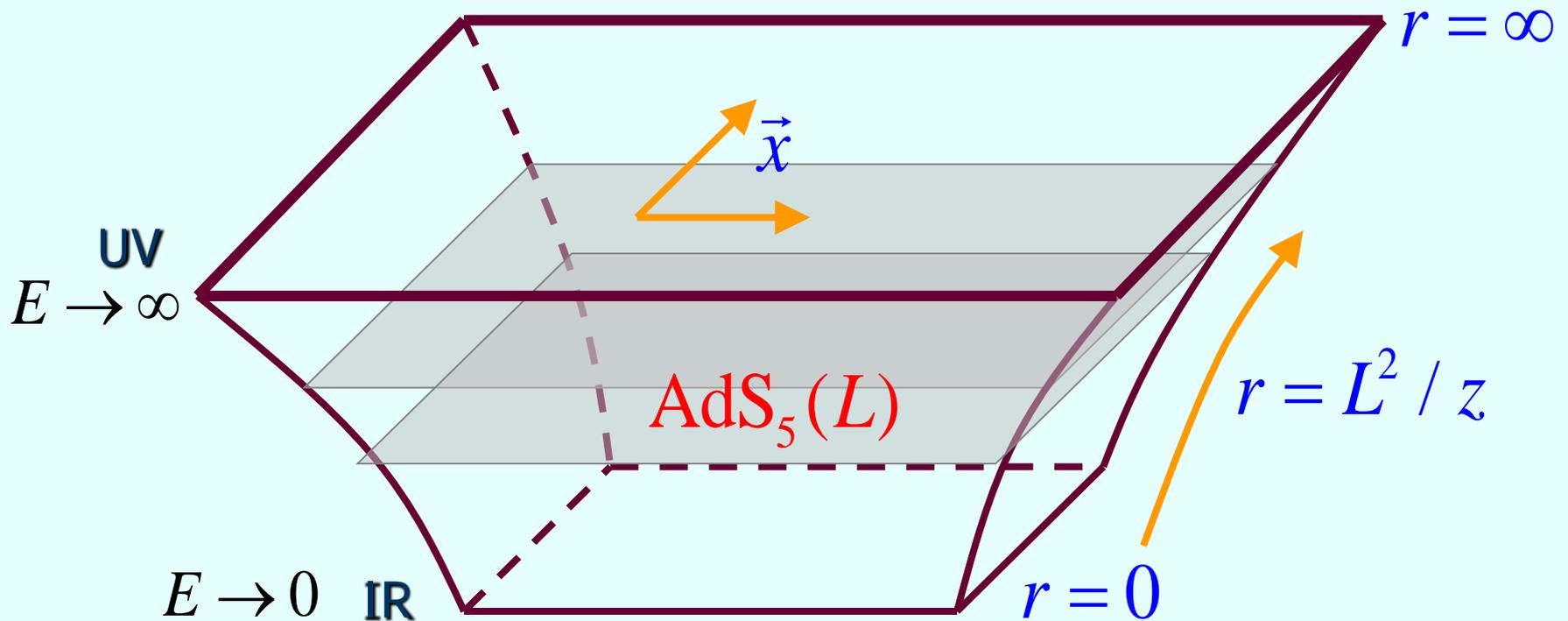


Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Energía $E = r / L^2$ [Susskind, Witten; Polchinski, Peet]

Conexión UV/IR



Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Ahora que ya sabemos traducir las coordenadas, ¿cómo identificamos a los **objetos** de las 2 teorías?

Como SYM es una teoría de norma, la información **física** NO está en los campos básicos

$$A_{C\bar{C}}^\mu(x), \Phi_{C\bar{C}}^I(x), \lambda_{\alpha C\bar{C}}^A(x) \quad C, \bar{C} = 1, \dots, N_c$$

$$I = 1, \dots, 6 \quad A = 1, \dots, 4$$

sino en **operadores invariantes de norma**, como p.ej.

$$O(x) \sim \text{Tr}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}(x)), \quad T_{\mu\nu}(x), \quad \text{Tr}(F_{\mu\nu} D_\lambda \cdots \Phi^I \lambda_\alpha^A(x)),$$

$$\text{Tr}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) \text{Tr}(F_{\mu\nu} D_\lambda \cdots \Phi^I \lambda_\alpha^A(x)), \quad \text{etc.}$$

Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Operador invariante $O(x)$ \leftrightarrow $\phi(x, z)$ Campo en AdS
de norma con una sola traza (armónico en S^5)

[Gubser, Klebanov, Polyakov, Witten]


$$\phi(x, z, \theta_1, \dots, \theta_5) = \sum_{l_1, \dots, l_5} \phi_{l_1 \dots l_5}(x, z) Y_{l_1 \dots l_5}(\theta_1, \dots, \theta_5)$$

Expansión de Kaluza-Klein {curso Saúl}

Diccionario AdS/CFT

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Operador invariante de norma $O(x) \leftrightarrow \phi(x, r)$ Campo en AdS
(armónico en S^5)

p.ej., $\text{Tr}[F^2(x) + \dots] \leftrightarrow \varphi(x, r)$ dilatón (onda s)

$T_{\mu\nu}(x) = \text{Tr}[F_{\mu\lambda} F_{\nu}^{\lambda}(x) + \dots] \leftrightarrow h_{\mu\nu}(x, r)$ gravitón (onda s)

Más Evidencia

SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$

Operador invariante de norma $O(x) \leftrightarrow \phi(x, r)$ Campo en AdS (armónico en S^5)

p.ej., $\text{Tr}[F^2(x) + \dots] \leftrightarrow \varphi(x, r)$ dilatón (onda s)

$T_{\mu\nu}(x) = \text{Tr}[F_{\mu\lambda} F_{\nu}^{\lambda}(x) + \dots] \leftrightarrow h_{\mu\nu}(x, r)$ gravitón (onda s)

Al ver los detalles, ¡se encuentra acuerdo **perfecto**, tanto para los modos de SUGRA, [Witten] como para modos excitados de la cuerda IIB! ✓

[Berenstein, Maldacena, Nastase; Gubser, Klebanov, Polyakov; Minahan, Zarembo; Beisert, Kristjansen, Staudacher; Gromov, Kazakov, Vieira; Kruczenski...]

| SYM Operator | desc | SUGRA | dim | spin | Y | $SU(4)_R$ | lowest reps |
|--|----------------|---|--------------------|------------------------------|---------------|-------------|--|
| $\mathcal{O}_k \sim \text{tr} \Phi^k, k \geq 2$ | — | $h_\alpha^\alpha C_{\alpha\beta\gamma\delta}$ | k | $(0, 0)$ | 0 | $(0, k, 0)$ | 20', 50, 105 |
| $\mathcal{O}_k^{(1)} \sim \text{tr} \lambda \Phi^k, k \geq 1$ | Q | $\psi_{(\alpha)}$ | $k + \frac{3}{2}$ | $(\frac{1}{2}, 0)$ | $\frac{1}{2}$ | $(1, k, 0)$ | 20, 60, 140' |
| $\mathcal{O}_k^{(2)} \sim \text{tr} \lambda \lambda \Phi^k$ | Q^2 | $C_{\alpha\beta}$ | $k + 3$ | $(0, 0)$ | 1 | $(2, k, 0)$ | 10 _c , 45 _c , 126 _c |
| $\mathcal{O}_k^{(3)} \sim \text{tr} \lambda \bar{\lambda} \Phi^k$ | $Q\bar{Q}$ | $h_{\mu\alpha} C_{\mu\alpha\beta\gamma}$ | $k + 3$ | $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ | 0 | $(1, k, 1)$ | 15, 64, 175 |
| $\mathcal{O}_k^{(4)} \sim \text{tr} F_+ \Phi^k, k \geq 1$ | Q^2 | $C_{\mu\nu}$ | $k + 2$ | $(1, 0)$ | 1 | $(0, k, 0)$ | 6 _c , 20 _c , 50 _c |
| $\mathcal{O}_k^{(5)} \sim \text{tr} F_+ \bar{\lambda} \Phi^k$ | $Q^2\bar{Q}$ | ψ_μ | $k + \frac{7}{2}$ | $(1, \frac{1}{2})$ | $\frac{1}{2}$ | $(0, k, 1)$ | 4*, 20*, 60* |
| $\mathcal{O}_k^{(6)} \sim \text{tr} F_+ \lambda \Phi^k$ | Q^3 | " λ " | $k + \frac{7}{2}$ | $(\frac{1}{2}, 0)$ | $\frac{3}{2}$ | $(1, k, 0)$ | 4, 20, 60 |
| $\mathcal{O}_k^{(7)} \sim \text{tr} \lambda \lambda \bar{\lambda} \Phi^k$ | $Q^2\bar{Q}$ | $\psi_{(\alpha)}$ | $k + \frac{9}{2}$ | $(0, \frac{1}{2})$ | $\frac{1}{2}$ | $(2, k, 1)$ | 36, 140, 360 |
| $\mathcal{O}_k^{(8)} \sim \text{tr} F_+^2 \Phi^k$ | Q^4 | φ | $k + 4$ | $(0, 0)$ | 2 | $(0, k, 0)$ | 1 _c , 6 _c , 20' _c |
| $\mathcal{O}_k^{(9)} \sim \text{tr} F_+ F_- \Phi^k$ | $Q^2\bar{Q}^2$ | $h'_{\mu\nu}$ | $k + 4$ | $(1, 1)$ | 0 | $(0, k, 0)$ | 1, 6, 20' |
| $\mathcal{O}_k^{(10)} \sim \text{tr} F_+ \lambda \bar{\lambda} \Phi^k$ | $Q^3\bar{Q}$ | $C_{\mu\alpha}$ | $k + 5$ | $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ | 1 | $(1, k, 1)$ | 15, 64, 175 |
| $\mathcal{O}_k^{(11)} \sim \text{tr} F_+ \bar{\lambda} \bar{\lambda} \Phi^k$ | $Q^2\bar{Q}^2$ | $C_{\mu\nu\alpha\beta}$ | $k + 5$ | $(1, 0)$ | 0 | $(0, k, 2)$ | 10 _c , 45 _c , 126 _c |
| $\mathcal{O}_k^{(12)} \sim \text{tr} \lambda \lambda \bar{\lambda} \bar{\lambda} \Phi^k$ | $Q^2\bar{Q}^2$ | $h_{(\alpha\beta)}$ | $k + 6$ | $(0, 0)$ | 0 | $(2, k, 2)$ | 84, 300, 2187 |
| $\mathcal{O}_k^{(13)} \sim \text{tr} F_+^2 \bar{\lambda} \lambda \Phi^k$ | $Q^4\bar{Q}$ | " λ " | $k + \frac{11}{2}$ | $(0, \frac{1}{2})$ | $\frac{3}{2}$ | $(0, k, 1)$ | 4*, 20*, 60* |
| $\mathcal{O}_k^{(14)} \sim \text{tr} F_+ \lambda \bar{\lambda} \bar{\lambda} \Phi^k$ | $Q^3\bar{Q}^2$ | $\psi_{(\alpha)}$ | $k + \frac{13}{2}$ | $(\frac{1}{2}, 0)$ | $\frac{1}{2}$ | $(1, k, 2)$ | 36*, 140*, 360* |
| $\mathcal{O}_k^{(15)} \sim \text{tr} F_+ F_- \lambda \Phi^k$ | $Q^3\bar{Q}^2$ | ψ_μ | $k + \frac{11}{2}$ | $(\frac{1}{2}, 1)$ | $\frac{1}{2}$ | $(1, k, 0)$ | 4, 20, 60 |
| $\mathcal{O}_k^{(16)} \sim \text{tr} F_+ F_-^2 \Phi^k$ | $Q^4\bar{Q}^2$ | $C_{\mu\nu}$ | $k + 6$ | $(1, 0)$ | 1 | $(0, k, 0)$ | 1 _c , 6 _c , 20' _c |
| $\mathcal{O}_k^{(17)} \sim \text{tr} F_+ F_- \lambda \bar{\lambda} \Phi^k$ | $Q^3\bar{Q}^3$ | $h_{\mu\alpha} C_{\mu\alpha\beta\gamma}$ | $k + 7$ | $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ | 0 | $(1, k, 1)$ | 15, 64, 175 |
| $\mathcal{O}_k^{(18)} \sim \text{tr} F_+^2 \bar{\lambda} \bar{\lambda} \Phi^k$ | $Q^4\bar{Q}^2$ | $C_{\alpha\beta}$ | $k + 7$ | $(0, 0)$ | 1 | $(0, k, 2)$ | 10 _c , 45 _c , 126 _c |
| $\mathcal{O}_k^{(19)} \sim \text{tr} F_+^2 F_- \bar{\lambda} \Phi^k$ | $Q^4\bar{Q}^3$ | $\psi_{(\alpha)}$ | $k + \frac{15}{2}$ | $(0, \frac{1}{2})$ | $\frac{1}{2}$ | $(0, k, 1)$ | 4*, 20*, 60* |
| $\mathcal{O}_k^{(20)} \sim \text{tr} F_+^2 F_-^2 \Phi^k$ | $Q^4\bar{Q}^4$ | $h_\alpha^\alpha C_{\alpha\beta\gamma\delta}$ | $k + 8$ | $(0, 0)$ | 0 | $(0, k, 0)$ | 1, 6, 20' |

Diccionario AdS/CFT

En cualquier teoría de campos, las **interacciones** están codificadas en los **correladores** (aquí, de operadores invariantes de norma): $\langle 0|T\{O_1(x_1)\cdots O_n(x_n)\}|0\rangle$

Todos los correladores se pueden resumir en la **función de partición o funcional generatriz**

$$\langle 0|T\{O_1(x_1)\cdots O_n(x_n)\}|0\rangle = \frac{1}{Z[0]} \frac{\delta}{i\delta J_{i_1}(x_1)} \cdots \frac{\delta}{i\delta J_{i_n}(x_n)} Z[J_j] \Big|_{J_j=0}$$

$$Z[J_j] \equiv \langle 0|T\left\{\exp\left[i\sum_j \int d^4x O_j(x) J_j(x)\right]\right\}|0\rangle \quad \text{"Fuentes externas"}$$

Diccionario AdS/CFT

Del lado de AdS, hemos dicho ya que hace falta definir condiciones de frontera para definir a la teoría

Cuando $z \rightarrow 0$ ($r \rightarrow \infty$), la ec. de mov. para el campo determina

$$\phi(x, z) = z^{4-\Delta} (\phi_d(x) + \dots) + z^{\Delta} (\phi_s(x) + \dots)$$

Modo dominante es 
NO normalizable, así que
NO puede fluctuar: es
condición de frontera
y determina la TEORÍA


Modos subdominantes
son normalizables, y por
tanto, fluctuantes: **se**
cuantizan y determinan
el ESTADO

Diccionario AdS/CFT

Del lado de AdS, hemos dicho ya que hace falta definir condiciones de frontera para definir a la teoría

Cuando $z \rightarrow 0$ ($r \rightarrow \infty$), la ec. de mov. para el campo determina

$$\phi(x, z) = z^{4-\Delta} (\phi_d(x) + \dots) + z^{\Delta} (\phi_s(x) + \dots)$$

Una vez que hemos especificado esas condiciones de frontera, es posible definir lo que se conoce como la **función de partición de la teoría de cuerdas**,

$$Z_{\text{TC}}[\phi_d] = \int D(\text{TC}) \exp[iS_{\text{TC}}]$$
$$\phi(x, z=0) = z^{4-\Delta} \phi_d(x)$$

Diccionario AdS/CFT

Entrada clave del diccionario: $Z_{\text{SYM}}[J] \equiv Z_{\text{TC}}[\phi_d = J]$

$$\langle 0 | T \left\{ \exp \left[i \int d^4 x O(x) J(x) \right] \right\} | 0 \rangle_{\text{SYM}} = \int D(\text{TC}) \exp [i S_{\text{TC}}]$$

[Gubser, Klebanov, Polyakov; Witten] $\phi(x, z=0) = z^{4-\Delta} J(x)$

En el límite $N_c \rightarrow \infty$, $g_{\text{YM}}^2 N_c \rightarrow \infty$, el lado derecho se simplifica a $\int D(\text{TC}) \exp [i S_{\text{TC}}] = \exp [i S_{\text{SUGRA}}^{\text{capa de masa}}]$

Correcciones en $1 / \sqrt{g_{\text{YM}}^2 N_c}$: términos con más derivadas, suprimidos por $\alpha' \equiv l_c^2$

Correcciones en $1 / N_c^2$: lazos en g_c

Más Evidencia

Con esta receta, se obtienen funciones de 2 puntos con la forma (ajustando la normalización de los operadores)

$$\langle O_{i_1}(x_1) O_{i_2}(x_2) \rangle = \frac{\delta_{\Delta_1, \Delta_2}}{(x_1 - x_2)^{2\Delta_1}} \quad [\text{Gubser, Klebanov, Polyakov; Witten}]$$

justo como tiene que ocurrir en una CFT,

y funciones de 3 puntos

$$\langle O_{i_1}(x_1) O_{i_2}(x_2) O_{i_3}(x_3) \rangle = \frac{C_{i_1 i_2 i_3}}{(x_{12})^{\Delta_1 + \Delta_2 - \Delta_3} (x_{23})^{\Delta_2 + \Delta_3 - \Delta_1} (x_{31})^{\Delta_3 + \Delta_1 - \Delta_2}}$$

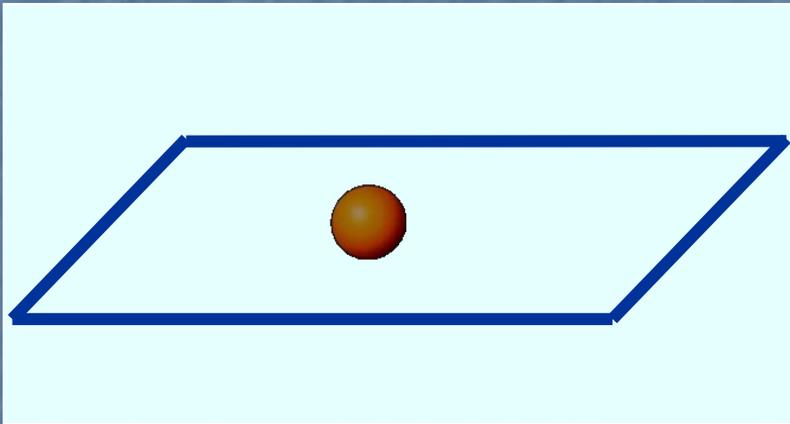
cuya **forma** nuevamente es la obligada para una CFT, y cuya **normalización constituye una predicción**

Para campos de SUGRA, ¡esta normalización coincide con SYM!

[Lee, Minwalla, Rangamani, Seiberg; D'Hoker, Freedman, Skiba]

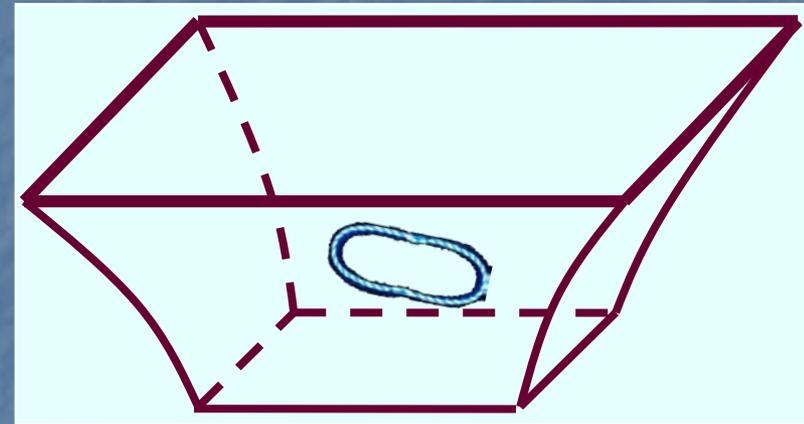
Agregando Quarks

De la historia de 't Hooft para muchos colores, aprendimos:
Si solo hay gluones (campos que son matrices $N_c \times N_c$,
dando lugar a **glubolas**), tendremos una teoría donde
las excitaciones son solo **cuerdas cerradas**



Glubola

=



=

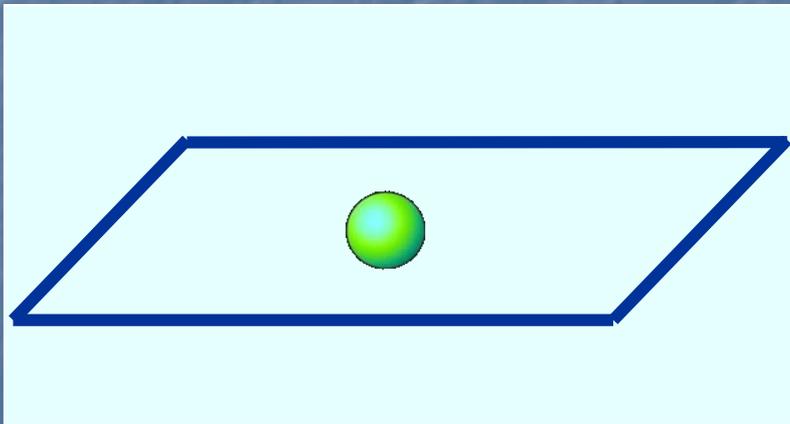
Cuerda cerrada

Agregando Quarks

De la historia de 't Hooft para muchos colores, aprendimos:

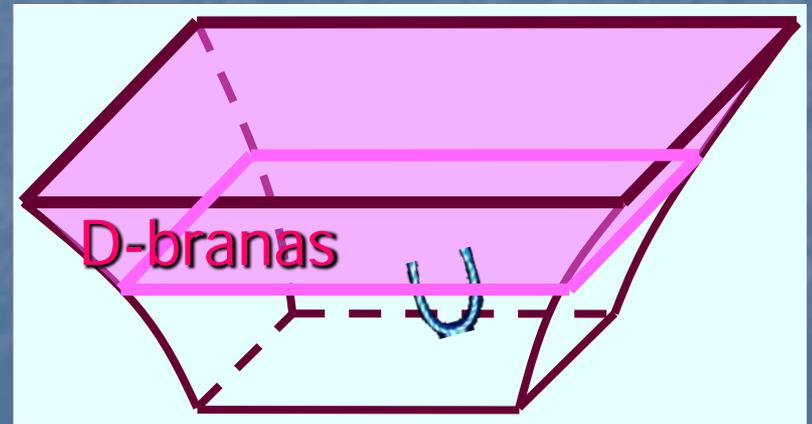
Si solo hay gluones (campos que son matrices $N_c \times N_c$, dando lugar a **glubolas**), tendremos una teoría donde las excitaciones son solo **cuerdas cerradas**

Si además hay quarks (campos que son columnas N_c , dando lugar a **mesones**), tendremos una teoría donde además de cuerdas cerradas hay **cuerdas abiertas**, y por tanto **D-branas** {curso Oscar}



Mesón

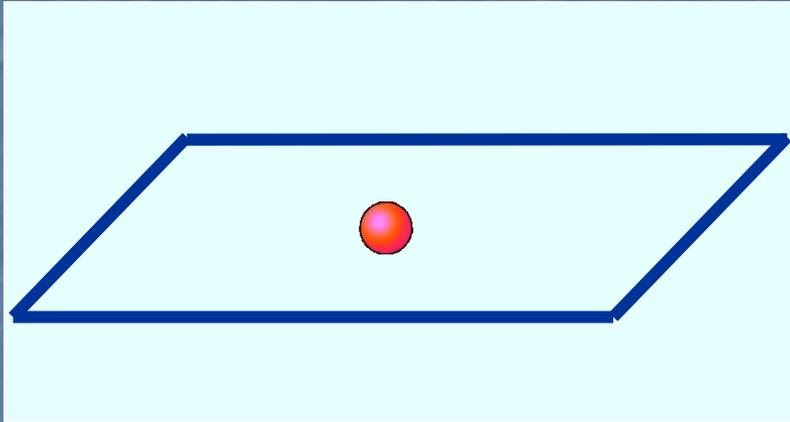
=



=

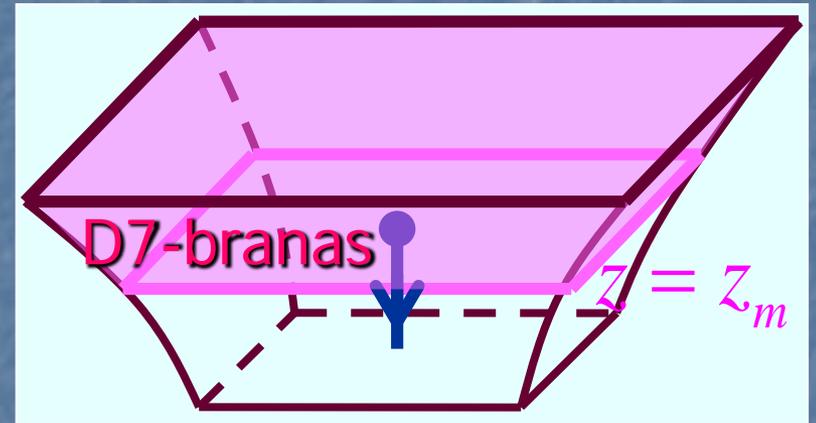
Cuerda abierta

Quark



Quark con masa $m \leq \infty$
(teoría NO confina)

=



= Cuerda c/extremo en $z_m \geq 0$
(ignorar S^5)

$$\frac{m}{\sqrt{\lambda}} \equiv \frac{m}{\sqrt{g_{YM}^2 N_c}} = \frac{1}{2\pi z_m}$$