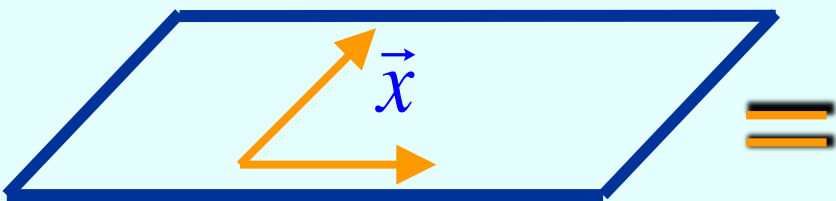


**QFT genérica: vacío**  $|0\rangle \longleftrightarrow$  no-AdS c/ c.b. tipo AdS

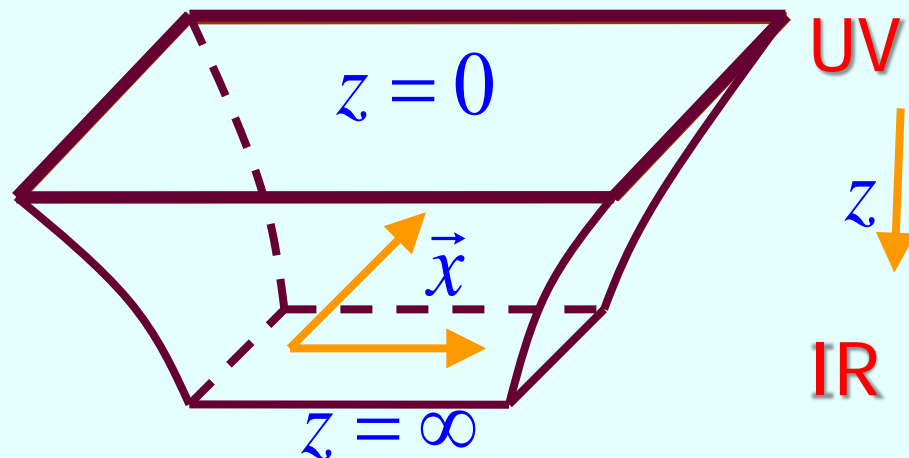
Direcciones  $x^\mu$  son comunes a ambas descripciones, así que propiedades de  $O(x)$  bajo Lorentz (escalar, vector, etc.)  $\longleftrightarrow$  propiedades de  $\phi(x, z)$  bajo Lorentz (escalar, vector, etc.)

Teoría cuántica en no-AdS 4+1

QFT en 3+1 dim



=



Operador  $O(x^\mu) \longleftrightarrow$  Campo  $\phi(x^\mu, z)$

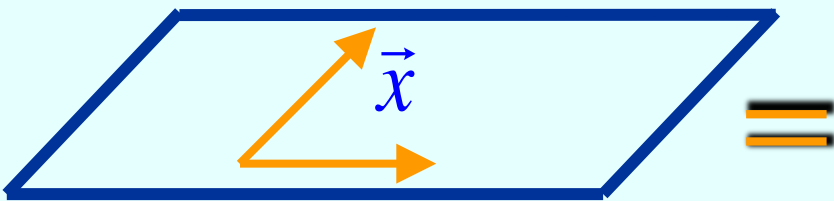
## QFT genérica:

siempre hay tensor  $T_{\mu\nu}(x)$   $\longleftrightarrow$  Campo de espín 2  $h_{\mu\nu}(x, z)$   
de energía-momento **¡Fluctuación de la MÉTRICA!**

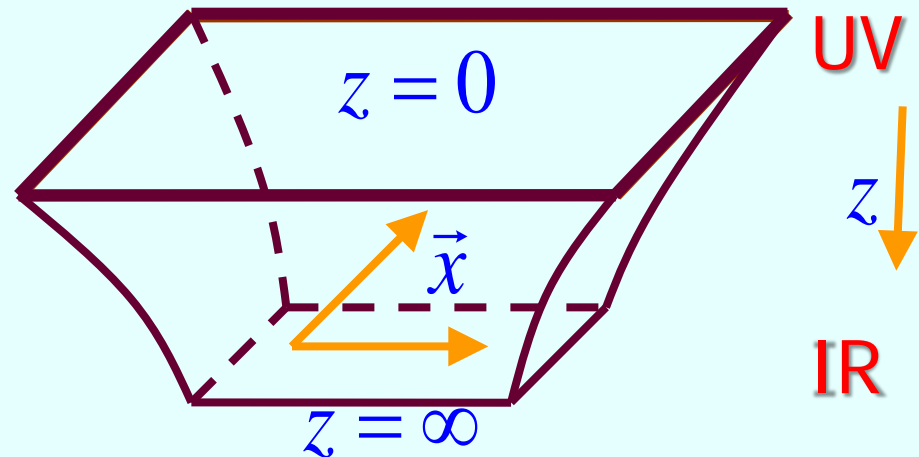
Interacciones de  $h_{\mu\nu}$  están determinadas por interacciones de  $T_{\mu\nu}$ , y resultan ser las esperadas para campo del **gravitón** (en relatividad general o en otra teoría de gravedad)

## Teoría cuántica en no-AdS 4+1

QFT en 3+1 dim



=



Interacciones de  $O_s$   $\longleftrightarrow$  Interacciones de  $\phi_s$

[Gubser, Klebanov, Polyakov; Witten]

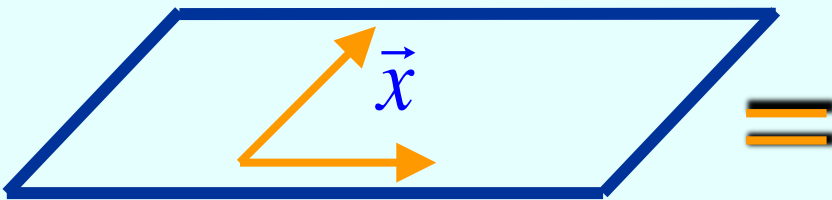
QFT genérica:

siempre hay tensor  $T_{\mu\nu}(x)$   $\longleftrightarrow$  Campo de espín 2  $h_{\mu\nu}(x, z)$   
de energía-momento **¡Fluctuación de la MÉTRICA!**

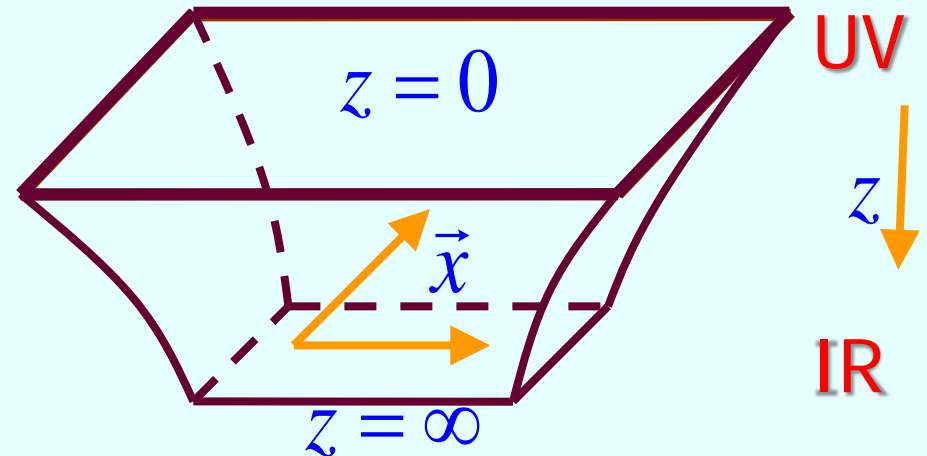
**El espaciotiempo es dinámico:** tenemos una  
**¡¡¡Teoría de Gravedad Cuántica!!!**

Teoría cuántica en no-AdS 4+1

QFT en 3+1 dim



=



Interacciones de  $O_s$   $\longleftrightarrow$  Interacciones de  $\phi_s$

[Gubser, Klebanov, Polyakov; Witten]

**QFT genérica:**

siempre hay tensor  $T_{\mu\nu}(x)$   $\longleftrightarrow$  Campo de espín 2  $h_{\mu\nu}(x, z)$   
de energía-momento **¡Fluctuación de la MÉTRICA!**

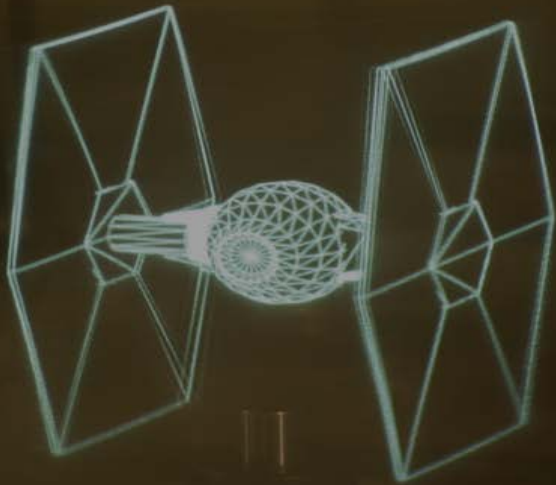
**El espaciotiempo es dinámico:** tenemos una  
**¡¡Teoría de Gravedad Cuántica!!!**

Este es el enunciado más general de la **correspondencia holográfica o AdS/CFT o norma-gravedad:**

Teoría Cuántica de Campos en  $d$  dimensiones (p.ej.  $d=3+1$ ) **=** Teoría Gravitacional en espaciotiempo con  $D > d$  dim y ciertas condiciones de borde (p.ej.  $D=4+1$ )

caso particular es  $d=0+1$  :  $\varphi(t)$   
cuántica usual, SIN campos

# Holografía = Correspondencia Holográfica



Justo como un **holograma** es capaz de reproducir una imagen 3D a partir de una película 2D, la QFT captura la información de teoría gravitacional en **más dimensiones**



Teoría Cuántica  
de Campos en  
 $d$  dimensiones  
(p.ej.  $d=3+1$ )

=

Teoría Gravitacional en  
espaciotiempo con  $D > d$   
dim y ciertas condiciones  
de borde (p.ej.  $D=4+1$ )

Las teorías gravitacionales NO se entienden bien  
en el régimen **cuántico** y/o de **alta curvatura**

A la fecha, la holografía se ha explorado mayormente en la  
región donde gravedad está **bajo control cuantitativo**:

1. Para que gravedad sea clásica, QFT debe tener **muchos grados de libertad** en cada punto  $x^\mu$ ,  $\#\text{gdl} \gg 1$
2. Para que gravedad sea simple (gravitón + otros pocos campos ligeros), QFT debe tener espectro con pocos estados ligeros. Esto requiere **acoplamiento fuerte**,  $\lambda \gg 1$   
¡Esta es justo la región de la QFT que NO entendemos!

Teoría Cuántica  
de Campos en  
 $d$  dimensiones  
(p.ej.  $d=3+1$ )

=

Teoría Gravitacional en  
espaciotiempo con  $D > d$   
dim y ciertas condiciones  
de borde (p.ej.  $D=4+1$ )

Una familia particular de ejemplos:

**Teoría de Norma  
No Abeliana**  
en  $d$  dim  
(p.ej.  $d=3+1$ )

=

**Teoría de Cuerdas** en  
espaciotiempo con  $D > d$   
dim y ciertas condiciones  
de borde (p.ej.  $D=4+1$ )

La conexión entre la **Teoría de Cuerdas y QCD** (u otras teorías no abelianas) se anticipó desde los 1970s, por más de una razón...

# Cromodinámica Cuántica (QCD)

● Quarks  $\psi_{aC}^{(S)}(x)$   $C = 1, 2, 3$  ( $S = 1, \dots, 6$ )

+ Campos de **Dirac**

● Gluones  $A_{C\bar{C}}^\mu(x) \equiv A_I^\mu(x) T_{C\bar{C}}^I$   $C, \bar{C} = 1, 2, 3$   $I = 1, \dots, 8$

Campo de **Yang-Mills**



# Cromodinámica Cuántica (QCD)

- Quarks  $\psi_{aC}^{(S)}(x)$   $C = 1, 2, 3$  ( $S = 1, \dots, 6$ ) Simetría **local**  
+ 3 **colores** (*tipos* de carga fuerte)  $SU(3)$
- Gluones  $A_{C\bar{C}}^\mu(x) \equiv A_I^\mu(x) T_{C\bar{C}}^I$   $C, \bar{C} = 1, 2, 3$   $I = 1, \dots, 8$   
↳ "Generadores" de  $SU(3)$   
(matrices complejas 3x3  
hermíticas y sin traza)

# Cromodinámica Cuántica (QCD)

- Quarks  $\psi_{aC}^{(S)}(x)$   $C=1,2,3$  ( $S=1,\dots,6$ ) Simetría **local**
- + **3 colores** (*tipos* de carga fuerte)  $SU(3)$
- Gluones  $A_{C\bar{C}}^\mu(x) \equiv A_I^\mu(x) T_{C\bar{C}}^I$   $C, \bar{C}=1,2,3$   $I=1,\dots,8$



$$I_{\text{QCD}} = \int d^4x \left[ -\frac{1}{2} \text{Tr}(F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}) + \bar{\psi}^{(S)} (i\gamma^\mu D_\mu - m^{(S)}) \psi^{(S)} \right]$$

$$D_\mu \equiv \partial_\mu + ig_{\text{YM}} A_\mu \quad F_{\mu\nu} \equiv \frac{i}{g_{\text{YM}}} [D_\mu, D_\nu]$$

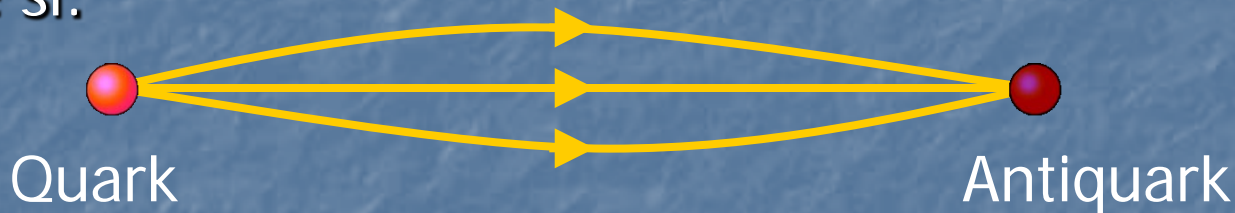
Cuando  $g_{YM} \geq 1$ , entendemos algunos aspectos (p.ej., masa del protón) gracias a cálculos numéricos en supercomputadoras, empresa conocida como **"QCD en la retícula"** (lattice QCD); pero incluso estos cálculos tienen sus limitaciones



# QCD: Confinamiento

A bajas energías, el acoplamiento se vuelve tan fuerte que NO observamos quarks y gluones aislados, sino **combinaciones SIN color** (hadrones): mesones, bariones, glubolas, etc.

Intuitivamente, líneas de campo gluónico se sienten entre sí:



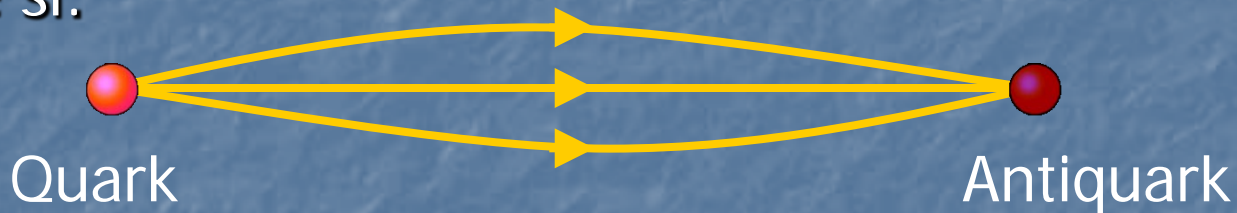
Este '**tubo de flujo**' gluónico da lugar a potencial *lineal* en la separación quark-antiquark:

$$V_{q\bar{q}}(l) \simeq \sigma l$$

# QCD: Confinamiento

A bajas energías, el acoplamiento se vuelve tan fuerte que NO observamos quarks y gluones aislados, sino **combinaciones SIN color** (hadrones): mesones, bariones, glubolas, etc.

Intuitivamente, líneas de campo gluónico se sienten entre sí:

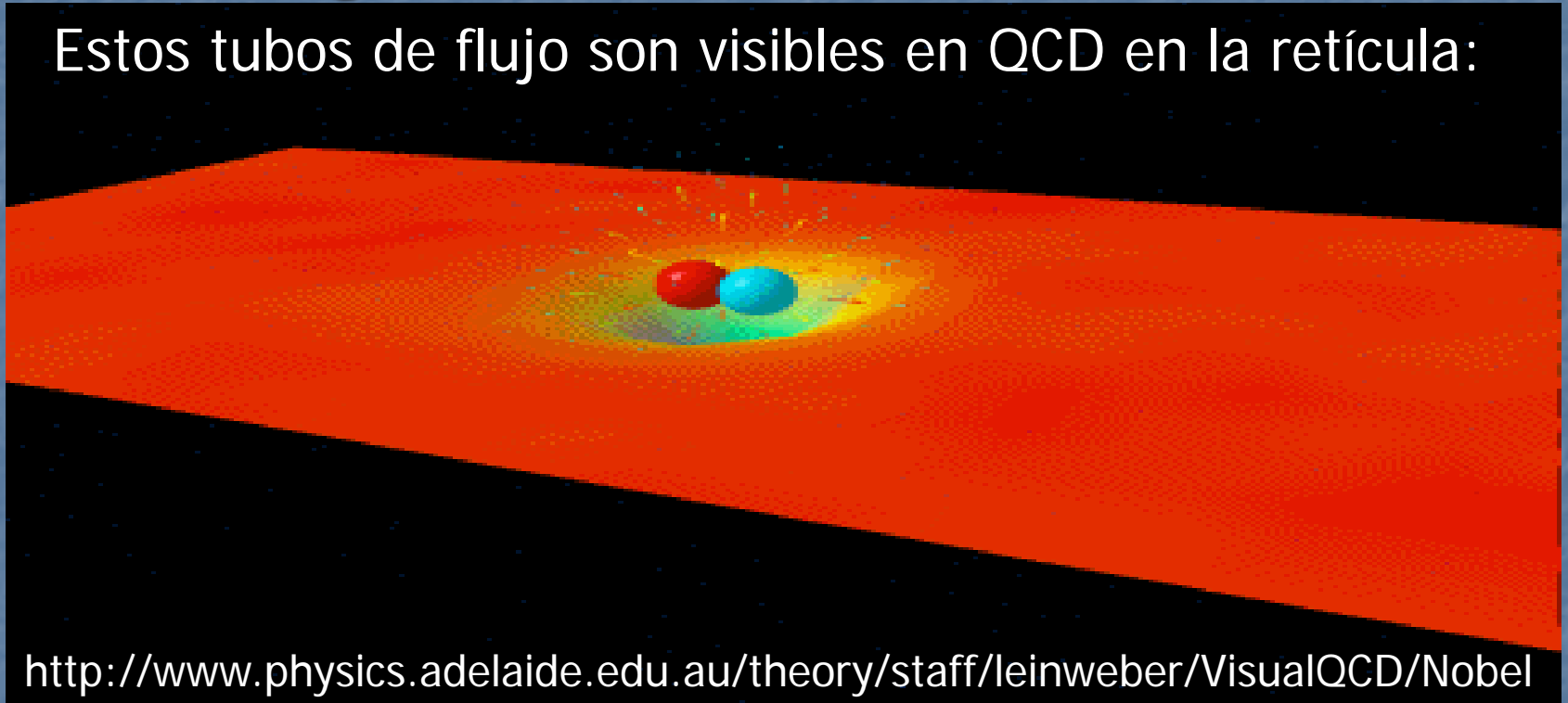


Este '**tubo de flujo**' gluónico da lugar a potencial *lineal* en la separación quark-antiquark

Haría falta entonces una energía **infinita** para separar al quark del antiquark

# QCD: Confinamiento

Estos tubos de flujo son visibles en QCD en la retícula:



<http://www.physics.adelaide.edu.au/theory/staff/leinweber/VisualQCD/Nobel>

Sugiere conexión entre QCD y cuerdas 'gordas'... Esta "**cuernada de QCD**" tiene consecuencias experimentales, y marcó el origen histórico de la Teoría de Cuerdas (~ 1970)

# QCD: Desconfinamiento

Notar que **acoplamiento fuerte** es necesario (¡aunque NO suficiente!) para tener confinamiento

Conforme calentamos un gas de hadrones, el **acoplamiento decrece**:  $g_{YM}^2(E)$

Esperamos por tanto transición de fase a

**Plasma de Quarks y Gluones (QGP)**

a cierta **temperatura de desconfinamiento**

$$T_c \approx \Lambda_{\text{QCD}} \approx 200 \text{ MeV} \approx 2 \times 10^{12} \text{ K}$$

# QCD a Bajas Energías

(confinada o no) es una **teoría de norma fuertemente acoplada**

Expansión perturbativa **inútil**

Cálculos en la **retícula** (euclideana) útiles para determinar propiedades estáticas (p.ej., espectro de hadrones, entropía de QGP), pero NO dinámicas (p.ej., amplitudes de dispersión, viscosidad de QGP)

Podemos intentar formular **modelos fenomenológicos** (=tratar de adivinar, y cruzar los dedos)...

O tratar de hacer cálculos de primeros principios en una **teoría distinta (pero, esperamos, similar): un modelo de juguete** de QCD (=universo imaginario)



# Primas de QCD

- 'QCD' sin quarks ( $N_s = 0$ ) = Yang-Mills  $SU(3)_c$   
Preserva libertad asintótica/confinamiento... y dificultad
- Yang-Mills (con/sin quarks)  $SU(N_c)$  con  $N_c > 3$   
Preserva libertad asintótica/confinamiento  
Tomar  $N_c \rightarrow \infty$  con  $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c$  fija [ 't Hooft]

Intentar  $SU(3)_c \simeq SU(\infty)_c + O(1/N_c^2)$

YM en la retícula: para ciertas propiedades,  $N_c \rightarrow \infty$   
¡da aproximación razonable al caso  $N_c = 3$ !

[Teper; Lucini, Panero;

Bali, Bursa, Castagnini, Collins, DelDebbio, Lucini, Panero]

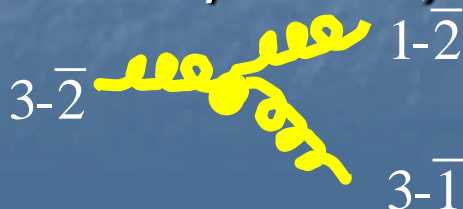
# Primas de QCD

- 'QCD' sin quarks ( $N_s = 0$ )  $\equiv$  Yang-Mills  $SU(3)_c$   
Preserva libertad asintótica/confinamiento... y dificultad
- Yang-Mills (con/sin quarks)  $SU(N_c)$  con  $N_c > 3$   
Preserva libertad asintótica/confinamiento

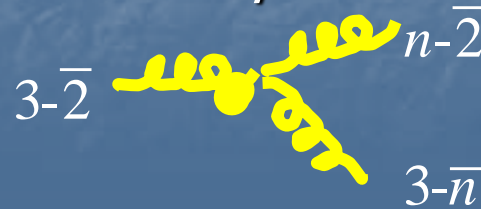
Tomar  $N_c \rightarrow \infty$  con  $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c$  fija ['t Hooft]

Notar :  $g_{YM}^2$  vs.  $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c$

acoplamiento de  
Yang-Mills (a gluones  
de color *específico*)



acoplamiento de  
**'t Hooft** (a gluones  
de *cualquier* color)



't Hooft mostró que las amplitudes de YM ó QCD se reorganizan como una **suma sobre superficies**:

$$\sum_{m,b=0}^{\infty} N_c^{2-2m-b} \sum_{L=1}^{\infty} \lambda^{L-1} N_s^b c_{m,b,L} = N_c^2 \left( c_{0,0,1} + c_{0,0,2} \lambda + \dots \right) \leftarrow \text{esfera}$$

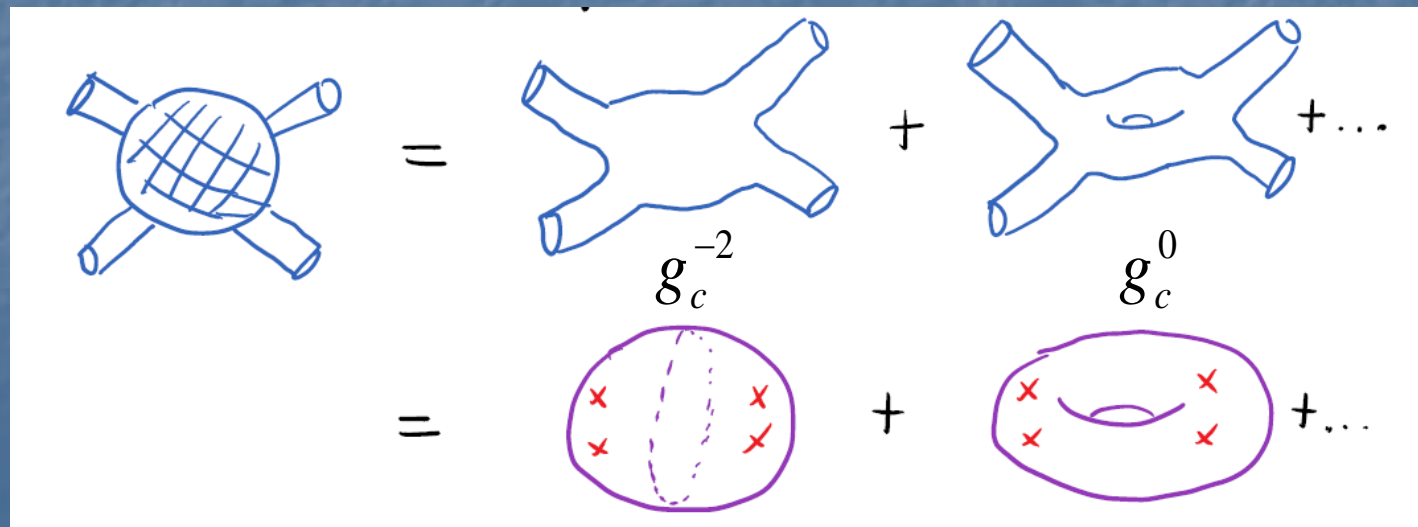
$\uparrow$  número de Euler  $\leftarrow$  toro  
 $\chi \equiv V - A + C$

$$+ N_c^0 \left( c_{1,0,1} + c_{1,0,2} \lambda + \dots \right) + \dots$$

¡¡¡ Esta es la misma forma de la expansión perturbativa en una **Teoría de Cuerdas** con acoplamiento

$$g_c = 1 / N_c$$

(suma sobre superficies pesada con  $g_c^{-\chi}$ ) !!!



't Hooft mostró que las amplitudes de YM ó QCD se reorganizan como una **suma sobre superficies**:

$$\sum_{m,b=0}^{\infty} N_c^{2-2m-b} \sum_{L=1}^{\infty} \lambda^{L-1} N_s^b c_{m,b,L} = N_c^2 \left( c_{0,0,1} + c_{0,0,2} \lambda + \dots \right) \leftarrow \text{esfera}$$

$\uparrow$  número de Euler  $\leftarrow$  toro  
 $\chi \equiv V - A + C$

$$+ N_c^0 \left( c_{1,0,1} + c_{1,0,2} \lambda + \dots \right) + \dots$$

¡¡¡ Esta es la misma forma de la expansión perturbativa en una **Teoría de Cuerdas** con acoplamiento

$$g_c = 1 / N_c$$

(suma sobre superficies pesada con  $g_c^{-\chi}$  ) !!!

Si solo hay gluones (campo  $A_{c\bar{c}}$  es **matriz**), dando lugar a **glubolas**, se trata de una teoría de **cuerdas cerradas**

Si además hay quarks (campos  $\psi_c$  son **columnas**), dando lugar a **mesones**, se trata de una teoría de **cuerdas cerradas y abiertas**

Por supuesto, este argumento apenas *sugiere* una conexión con alguna teoría de cuerdas, y además, no nos dice cuál teoría de cuerdas sería relevante

Como veremos, AdS/CFT hace todo esto muy explícito

't Hooft analizó diagramas de Feynman, así que su análisis solo es directamente válido para acoplamiento débil

Para entender mejor el régimen de **acoplamiento fuerte**, nos conviene cambiar a una **prima más distante de QCD...**

# Una Prima Lejana de QCD

- Yang-Mills (QCD SIN quarks):  $A_{C\bar{C}}^\mu(x)$   $C, \bar{C} = 1, \dots, N_c$  ●
- + 6 campos escalares sin masa:  $\Phi_{C\bar{C}}^I(x)$   $I = 1, \dots, 6$  ●
- + 4 espinores de Weyl sin masa:  $\lambda_{\alpha C\bar{C}}^A(x)$   $A = 1, \dots, 4$  ●
- + interacciones de 3 y 4 pts. sincronizadas con cuidado

= **Super-Yang-Mills  $SU(N_c)$  con  $\mathcal{N} = 4$  supersimetrías**

'**Supersimetría extendida**': en lugar de las 4 rotaciones independientes entre bosones y fermiones generadas por las **supercargas**  $Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$  del caso más familiar (" $\mathcal{N} = 1$ ") aquí tenemos 4 x 4:  $Q_\alpha^A, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}^A$

¡Y **todos** los campos son superparientes del gluón!

# SYM $\mathcal{N} = 4$

$$\mathcal{L} = \text{Tr} \left\{ -\frac{1}{2g_{YM}^2} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{\theta_{YM}}{8\pi^2} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} - i\bar{\lambda}^A \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^A - D_\mu \Phi^I D^\mu \Phi^I \right. \\ \left. + g_{YM} C_I^{AB} \lambda_A [\Phi^I, \lambda_B] + g_{YM} \bar{C}_I^{AB} \bar{\lambda}_A [\Phi^I, \bar{\lambda}_B] + \frac{g_{YM}^2}{2} [\Phi^I, \Phi^J][\Phi^I, \Phi^J] \right\}$$

números (coefs. de Clebsch-Gordan de SU(4))

Esta teoría puede entenderse como "reducción dimensional" de SYM  $\mathcal{N} = 1$  (norma+normino) en 9+1 dim

Las cancelaciones entre bosones y fermiones debidas a supersimetría (máxima) hacen que la teoría resulte ser invariante bajo **reescalamientos** (CFT) aún a nivel cuántico... ¡¡  $g_{YM}$  NO corre con la energía!! [Sohnius, West]

Simetría espaciotemporal:

Lorentz  $M_{\mu\nu}$  + Translaciones  $P_\mu$   
+ Dilataciones  $D$  (reescalamientos)  $x^\mu \rightarrow c x^\mu$   
+ "Transformaciones conformes especiales"  $K_\mu$

$$x^\mu \rightarrow \frac{x^\mu + a^\mu x^2}{1 + 2a \cdot x + a^2 x^2}$$

= **Grupo Conforme**  $SO(4,2) \supset \text{Poincaré}(3,1) \supset SO(3,1)$

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = -i\eta_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} \pm \text{perm}; \quad [M_{\mu\nu}, P_\rho] = -i(\eta_{\mu\rho}P_\nu - \eta_{\nu\rho}P_\mu);$$

$$[P_\mu, P_\rho] = 0; \quad [K_\mu, K_\rho] = 0; \quad [M_{\mu\nu}, K_\rho] = -i(\eta_{\mu\rho}K_\nu - \eta_{\nu\rho}K_\mu);$$

$$[P_\mu, K_\nu] = 2iM_{\mu\nu} - 2i\eta_{\mu\nu}D;$$

$$[M_{\mu\nu}, D] = 0; \quad [D, P_\mu] = -iP_\mu; \quad [D, K_\mu] = iK_\mu$$



SYM  $\mathcal{N} = 4$  tiene aún más simetrías:

Simetría interna global:  $SU(4) \simeq SO(6)$

que rota entre sí los  $\Phi_{CC'}^I(x) \quad I = 1, \dots, 6$

y (por separado) los  $\lambda_{\alpha CC'}^A(x) \quad A = 1, \dots, 4$

rota también las supercargas ('Simetría R')

Supersimetría global:

16 supercargas usuales  $Q_\alpha^A \quad A = 1, \dots, 4$

+ 16 supercargas 'conformes'  $S_\alpha^A \quad A = 1, \dots, 4$

$\{Q, Q\} \simeq P; \quad [K, Q] \simeq S; \quad [P, S] \simeq Q; \quad \{S, S\} \simeq K;$

$[D, Q] = -\frac{i}{2}Q; \quad [D, S] = \frac{i}{2}S; \quad \{Q, S\} \simeq M + D + R$

**Teoría de Campos Superconforme (SCFT)**

# QCD vs. SYM $\mathcal{N} = 4$

- $T = 0$  :
  - Asintót. libre  $dg_{YM}^2 / dE < 0$
  - Confinada en IR
  - Solo partículas masivas  $\neq$
  - Potencial lineal
  - No Supersimétrica
  - (Aunque: mismas amplitudes gluónicas a nivel árbol)
- $T > T_{\text{desconfinamiento}}$  :
  - Aprox. conforme  $\varepsilon \propto T^4$
  - Desconfinada
  - Plasma no abeliano de gluones y quarks  $\approx$
  - Potencial apantallado
  - No Supersimétrica
- Conforme  $dg_{YM}^2 / dE = 0$
- Desconfinada siempre
- No hay escala de masa
- Potencial de Coulomb
- Supersimétrica
- $\varepsilon \propto T^4$
- Desconfinada
- Plasma no abeliano de gluones y materia exótica
- Potencial apantallado
- Supersimetría rota

Así que SYM  $\mathcal{N} = 4$

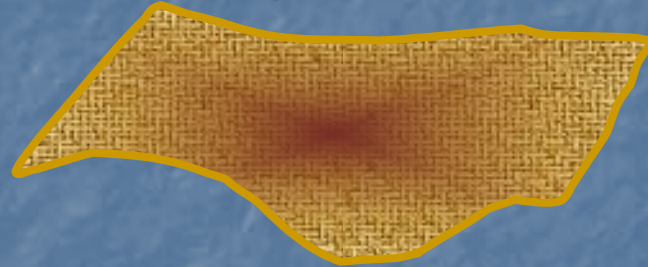
a temperatura cero nos sirve solo como laboratorio teórico,

y a temperatura finita podría servirnos además como modelo de juguete para el QGP del mundo real

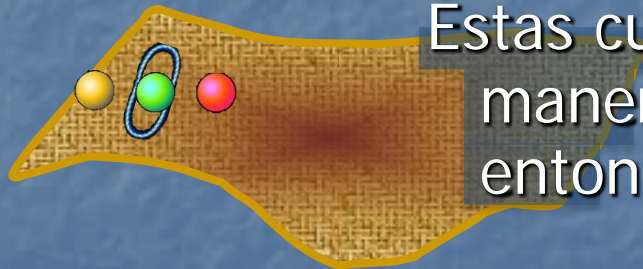
La correspondencia holográfica afirma que podemos entender a esta (y otras) prima(s) de QCD en términos de **una cierta teoría de cuerdas que vive en un cierto espaciotiempo curvo...**

# ¿Qué es una Teoría de Cuerdas?

Dentro de una **Teoría de Cuerdas**, el espaciotiempo resulta ser apenas parte de una estructura mucho más compleja (~ un "campo de cuerdas"—string field)



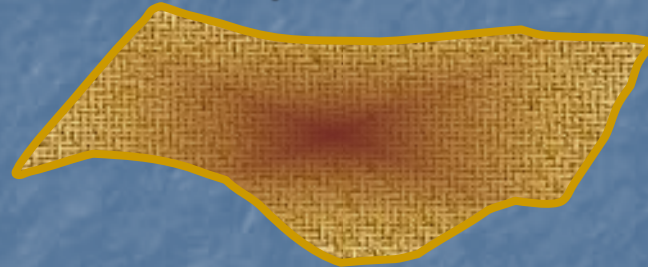
cuyas excitaciones pequeñas son descritas por **cuerdas**:



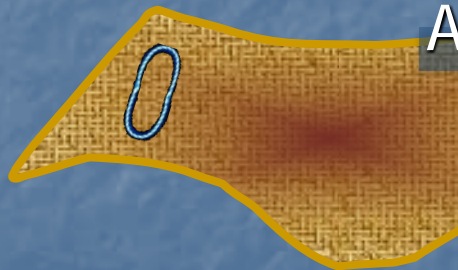
Estas cuerdas pueden vibrar de diferentes maneras , y vistas desde lejos parecen entonces **partículas de distintos tipos**

# ¿Qué es una Teoría de Cuerdas?

Dentro de una **Teoría de Cuerdas**, el espaciotiempo resulta ser apenas parte de una estructura mucho más compleja (~ un "campo de cuerdas"—string field)



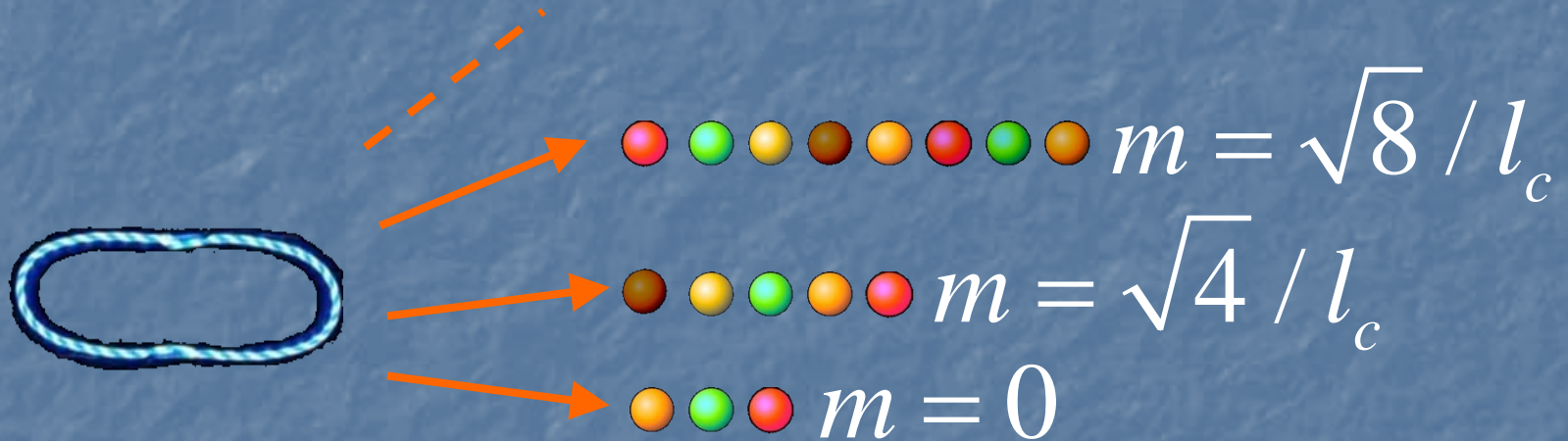
cuyas excitaciones pequeñas son descritas por **cuerdas**:



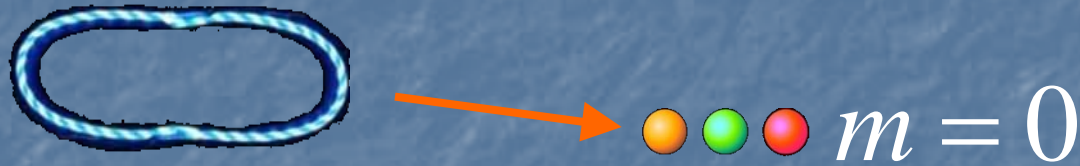
Así que en una teoría de cuerdas, el universo, en vez de estar hecho de varios campos distintos, ¡está hecho de **un solo 'mega-campo'!**

# Teoría de Cuerdas

Excitaciones **perturbativas** sobre algún fondo  
(no necesariamente plano)



Descripción efectiva a bajas energías:



$\varphi$  ,  $h_{MN}$  ,  $B_{MN}$  ,  $A_M$  ,  $C_{M_1 \dots M_{p+1}}$  + Fermiones

Dilatón

Gravitón

Bosones de Norma

Contenido de la **teoría de campos** conocida como **Supergravedad** (SUGRA)  $\mathcal{N} = 1$  ó  $2$  en  $D = 9 + 1$

# Teoría de Cuerdas IIB

A **bajas energías**, interacciones se pueden resumir en una "acción efectiva"

$$I_{\text{IIB}} = \frac{1}{16\pi G_N} \int d^{10}x \sqrt{-g} \left[ e^{-2\phi} \left( R + 4(\partial_M \phi)^2 - \frac{1}{12} (\partial_{[M} B_{NL]})^2 \right) - \sum_{p=-1,1,3} \frac{1}{(p+2)!} (\partial_{[M_1} C_{M_2 \dots M_{p+2}]})^2 + \dots + \text{fermiones} \right]$$

+ términos con más derivadas suprimidos por  $l_c^n$

$$16\pi G_N \equiv 2\kappa^2 \equiv (2\pi)^7 g_c l_c^8$$



# Teoría de Cuerdas IIB

A **bajas energías**, interacciones se pueden resumir en una "acción efectiva"

$$I_{\text{IIB}} = \frac{1}{16\pi G_N} \int d^{10}x \sqrt{-g} \left[ e^{-2\phi} \left( R + 4(\partial_M \phi)^2 - \frac{1}{12} (\partial_{[M} B_{NL]})^2 \right) - \sum_{p=-1,1,3} \frac{1}{(p+2)!} (\partial_{[M_1} C_{M_2 \dots M_{p+2}]})^2 + \dots + \text{fermiones} \right]$$

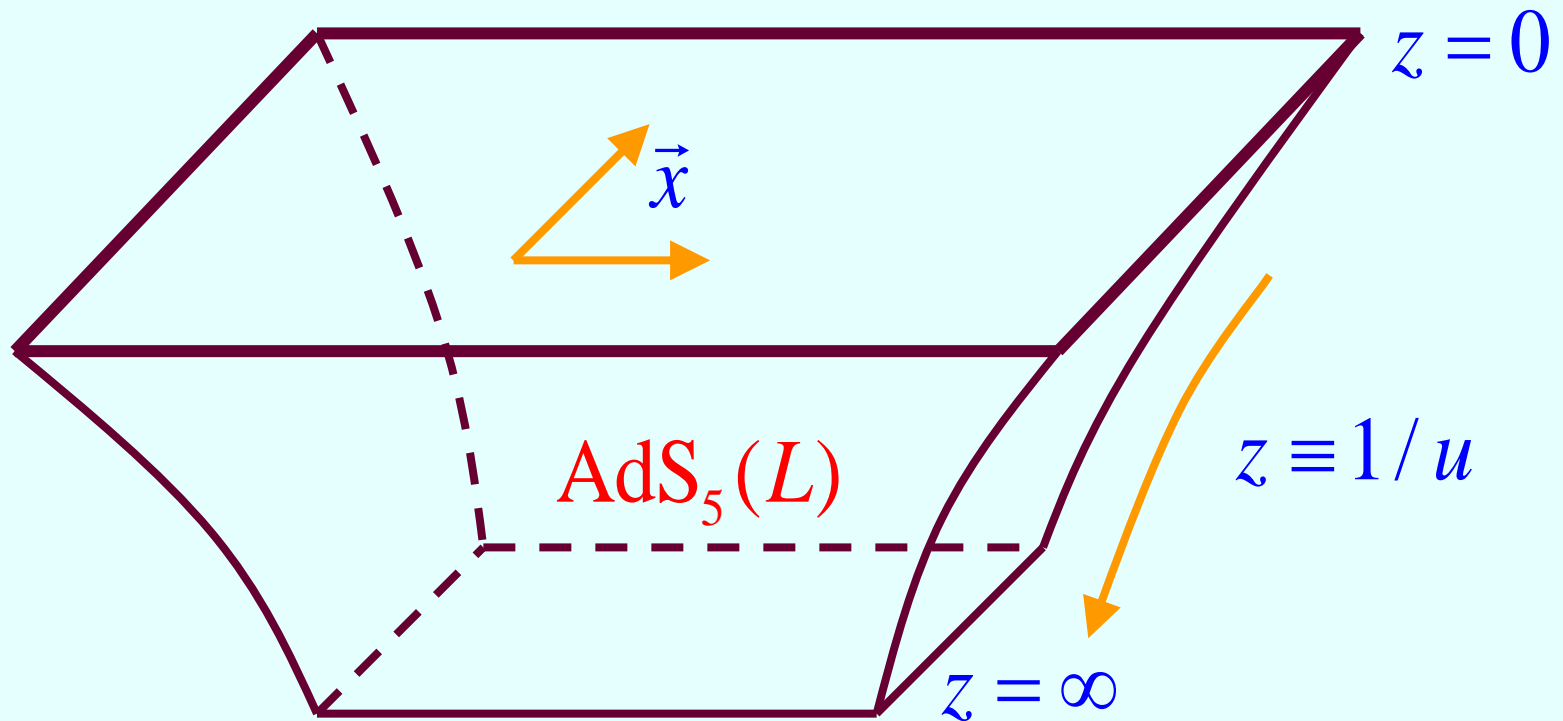
+ términos con más derivadas suprimidos por  $l_c^n$

**Supergravedad** (SUGRA) IIB: teoría con gravedad y un número **finito** de campos

# Una Teoría de Cuerdas Específica

Cuerdas IIB sobre  $AdS_5 \times S^5$  (**anti-de Sitter**)

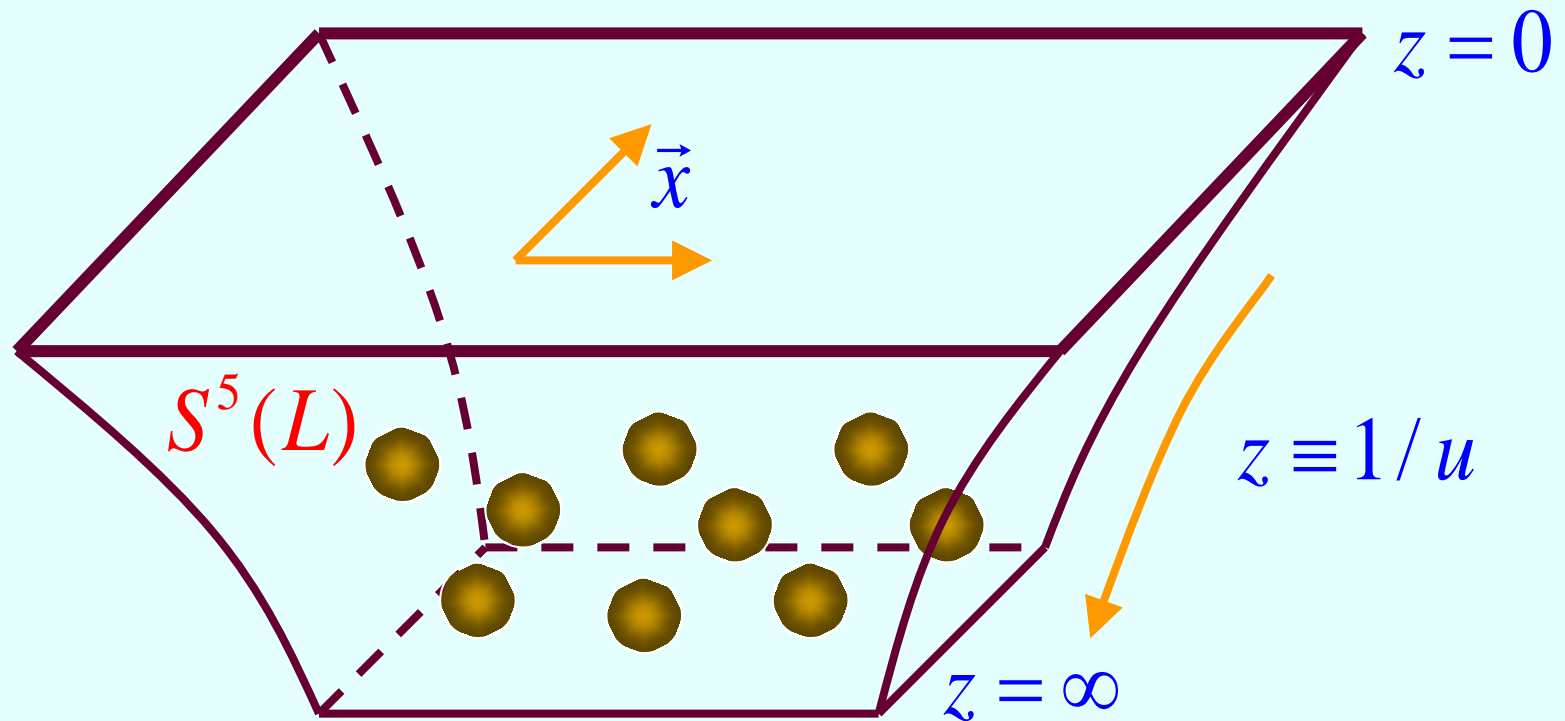
$$ds^2 = (L/z)^2 (-dt^2 + d\vec{x}^2 + dz^2)$$



# Una Teoría de Cuerdas Específica

Cuerdas IIB sobre  $AdS_5 \times S^5$  (**anti-de Sitter**)

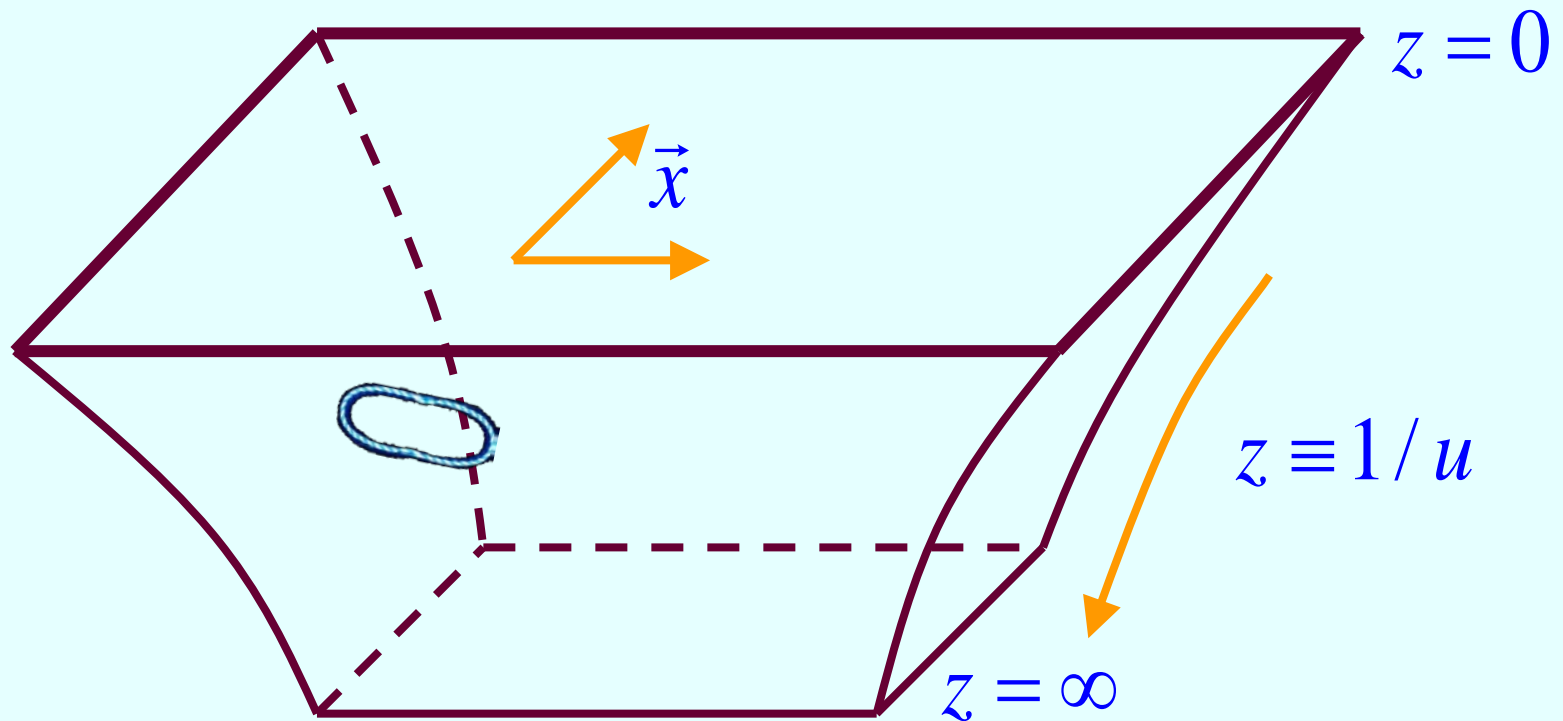
$$ds^2 = (L/z)^2 (-dt^2 + d\vec{x}^2 + dz^2) + L^2 d\Omega_5^2$$



# Una Teoría de Cuerdas Específica

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

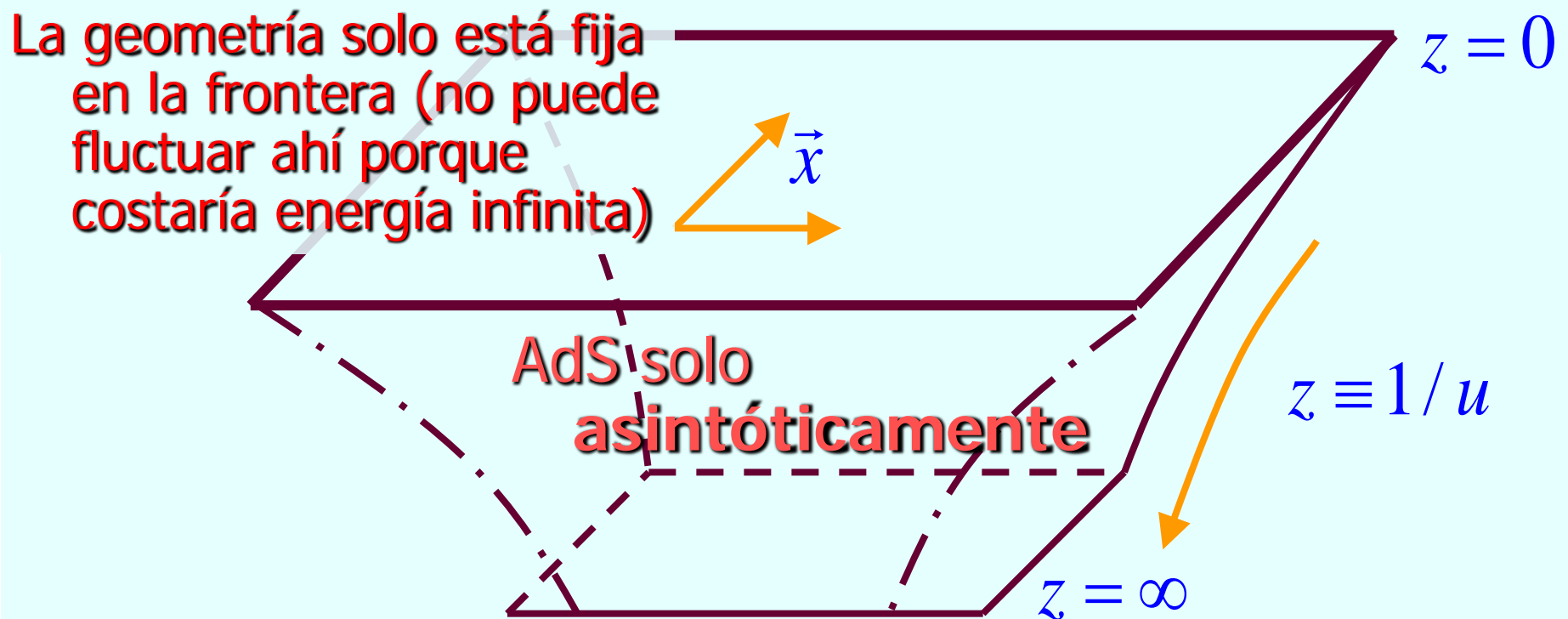
$$ds^2 = (L/z)^2 (\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dz^2) + L^2 d\Omega_5^2$$



# Una Teoría de Cuerdas Específica

Las excitaciones 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 (y 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 20 años y 13700 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**  $\text{AdS}_5 \times S^5$

¡¡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!!

