

The background of the slide is a complex, abstract pattern of thin, overlapping lines in various colors (red, green, blue, purple, orange, yellow, black) and larger, semi-transparent colored circles and shapes. The overall effect is a dense, interconnected network of colors and lines.

La Correspondencia Holográfica: Color a Partir de Geometría

Alberto Güijosa

Depto. de Física de Altas Energías
Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM
alberto@nucleares.unam.mx

Tema: la **correspondencia holográfica**,
también llamada

dualidad o correspondencia

AdS/CFT,

norma/gravedad,

norma/cuerdas,

bulto/frontera

o de Maldacena

Dualidad {curso Oscar} = **equivalencia**
entre 2 teorías aparentemente distintas

Conocemos ejemplos donde

Teoría de **campos** A = Teoría de **campos** B

Teoría de **cuerdas** C = Teoría de **cuerdas** D

En la correspondencia holográfica,

Teoría de **campos** X = Teoría de **cuerdas** Y

(sin gravedad)

(con gravedad)

¿Por qué nos importa?

- Nuevo paradigma teórico: ¡**equivalencia** entre sistemas CON y SIN gravedad!
¡borra la frontera entre **campos y cuerdas**!
- Permite desarrollar intuición sobre algunas **teorías de campo fuertemente acopladas** remotamente similares a QCD, sistemas de materia condensada, o posibles modelos de física más allá del Modelo Estándar
- Ofrece una perspectiva novedosa sobre algunos problemas difíciles en **gravedad cuántica**
- Propicia acercamiento entre distintas comunidades de físicos

Aclaraciones

- ¡¡ NO afirmamos haber resuelto QCD, ni solucionado por completo el problema de la gravedad cuántica, ni cosa similar!! Las teorías bajo control actualmente son interesantes, pero representan apenas **modelos de juguete** del mundo real
- Esta **aplicación** de la teoría de cuerdas es ortogonal a la búsqueda de una teoría unificada {curso Saúl}: NO buscamos al Modelo Estándar aquí

Pero, lo que veremos sí ES **la teoría de cuerdas, mostrando ser útil**

Esta es un área muuuuuuuuuuuuuuuuuuuuy extensa
(el artículo original de Maldacena, hep-th/9711200,
¡¡ha recibido cerca de 11,000 citas!!)

En estas 4 clases, intentaré dar una breve
introducción, resaltando algunas de las ideas
principales

Pueden encontrar mucho más detalle en los
apuntes del curso de posgrado que está cerca del
final de la página:

www.nucleares.unam.mx/~alberto

[/apuntes/indice.html](http://www.nucleares.unam.mx/~alberto/apuntes/indice.html)

Algunos Artículos de Revisión

Aspectos Generales de la Correspondencia

- Aharony, Gubser, Maldacena, Ooguri, Oz, hep-th/9905111
- Polchinski, arXiv:1010.6134
- Horowitz, Polchinski, gr-qc/0602037
- D'Hoker, Freedman, hep-th/0201253
- McGreevy, arXiv:0909.0518
- Nastase, arXiv:0712.0689
- Edelstein, Portugues, hep-th/0602021
- Klebanov, hep-ph/0509087
- Aharony, hep-th/0212193
- Skenderis, hep-th/0209067
- Sonnenschein, hep-th/0003032

Algunos Artículos de Revisión

Aplicaciones a Física Tipo QCD

- Casalderrey, Mateos, Liu, Rajagopal, Wiedemann, arXiv:1101.0618
- Gubser, Karch, arXiv:0901.0935
- Mateos, arXiv:0709.1523
- Myers, Vázquez, arXiv:0804.2423
- Hubeny, Rangamani, arXiv:1006.3675
- Son, Starinets, arXiv:0704.0240
- Erdmenger, Evans, Kirsch, Threlfall, arXiv:0711.4467
- Peeters, Zamaklar, arXiv:0708.1502
- Gubser, Pufu, Rocha, Yarom, arXiv:0902.4041
- Edelstein, Shock, Zoakos, arXiv:0901.2534
- Heller, Janik, Peschanski, arXiv:0811.3113

Aplicaciones a Materia Condensada (y Atómica)

- Horowitz, arXiv:1002.1722
- Herzog, arXiv:0904.1975
- Hartnoll, arXiv:0903.3246
- Sachdev, arXiv:1002.2947
- Schäfer, Teaney, arXiv:0904.3107

Entropía de Entrelazamiento

- Nishioka, Ryu, Takayanagi, arXiv:0905.0932
- Headrick, arxiv:1312.6717

Varios

- Alday, Roiban arXiv:0807.1889 (amplitudes de dispersión)
- Plefka, hep-th/0507136 (BMN y cadenas de espín)
- Beisert et al., arXiv:1012.3982 (integrabilidad)
- Kraus, hep-th/0609074 (agujeros negros)
- Mathur, arXiv:0810.4525 (agujeros negros)

Motivación

La **correspondencia norma/gravedad** establece una relación entre 2 problemas importantes de la física teórica moderna:

- Entender el comportamiento de **teorías de norma en el régimen de acoplamiento fuerte**
- Formular una **teoría de gravedad cuántica**

En este curso enfatizaremos el primer aspecto, que es donde se ha avanzado más

Teorías de Campos

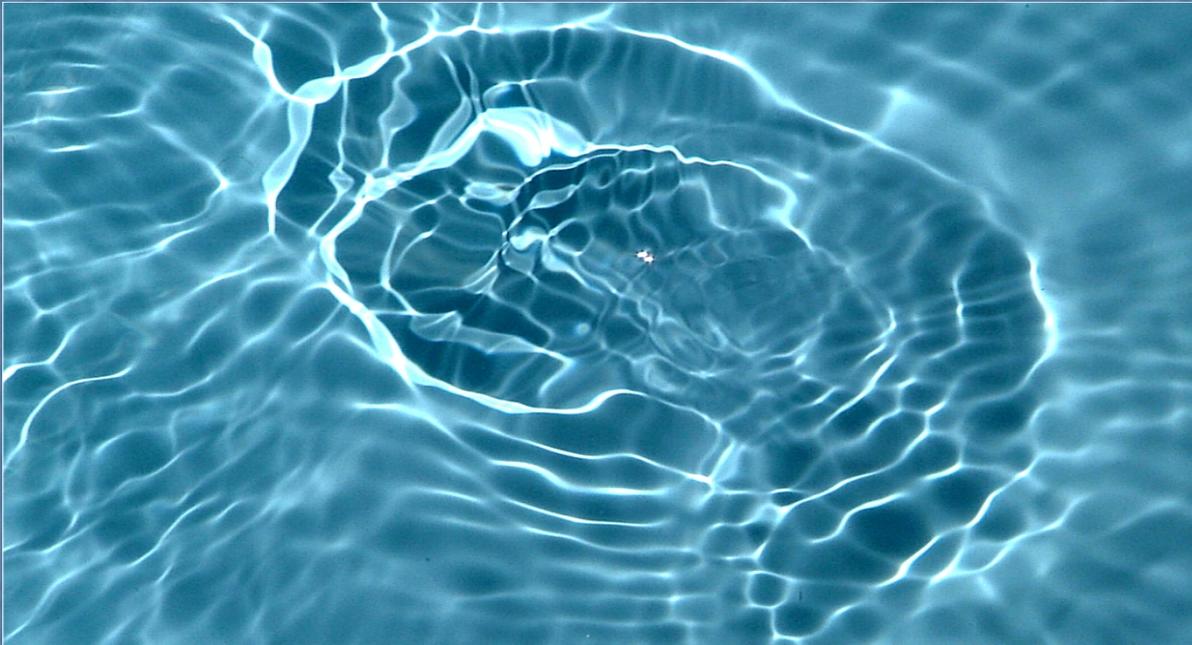
Recordemos que un 'particularero' es en realidad un **campista**:



Partículas= excitaciones pequeñas de un campo cuántico

Teorías de Campos

Recordemos que un 'particulero' es en realidad un **campista**:



Solitón= excitación grande (no perturbativa) de un campo (o varios campos)

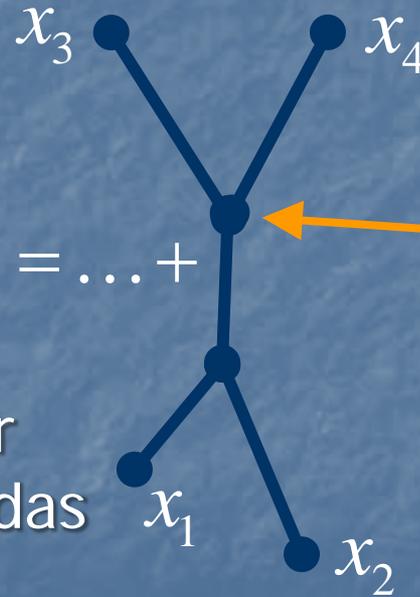
Para una teoría interactuante, pero débilmente acoplada,

$$S = \int d^D x \left(-\frac{1}{2}(\partial\varphi)^2 - \frac{1}{2}m^2\varphi^2 - \frac{1}{3!}g\varphi^3 \right)$$

con $g \ll 1$, la **expansión perturbativa** nos da receta sistemática para calcular **funciones de correlación** (= **correladores**):

$$\langle 0 | T \varphi(x_1) \varphi(x_2) \varphi(x_3) \varphi(x_4) | 0 \rangle = \dots +$$

~amplitud de empezar/terminar con partículas en posiciones dadas



Amplitud de probabilidad g
Constante de acoplamiento controla la intensidad de las interacciones

¿Acoplamiento Fuerte?

Isla de la
expansión
Perturbativa

$g \ll 1$

$g \gg 1$

Para los particulareros, el ejemplo paradigmático de una teoría cuántica de campos fuertemente acoplada es QCD...

hic sunt dracones

Cromodinámica Cuántica (QCD)

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

+ 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 $\psi_{aC}^{(S)}(x)$ $C = 1, 2, 3$ $(S = 1, \dots, 6)$
+ Sabores (simetría global)
- Gluones $A_{C\bar{C}}^{\mu}(x) \equiv A_I^{\mu}(x) T_{C\bar{C}}^I$ $C, \bar{C} = 1, 2, 3$ $I = 1, \dots, 8$

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



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

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

Cromodinámica Cuántica (QCD)

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



constante de acoplamiento (*magnitud* de la carga fuerte) : controla intensidad de las interacciones

Cromodinámica Cuántica (QCD)

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



Entendemos bien cuando $g_{YM} \ll 1$ (**acoplamiento débil**)
por medio de expansión perturbativa (diagramas de Feynman)

Cromodinámica Cuántica (QCD)

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



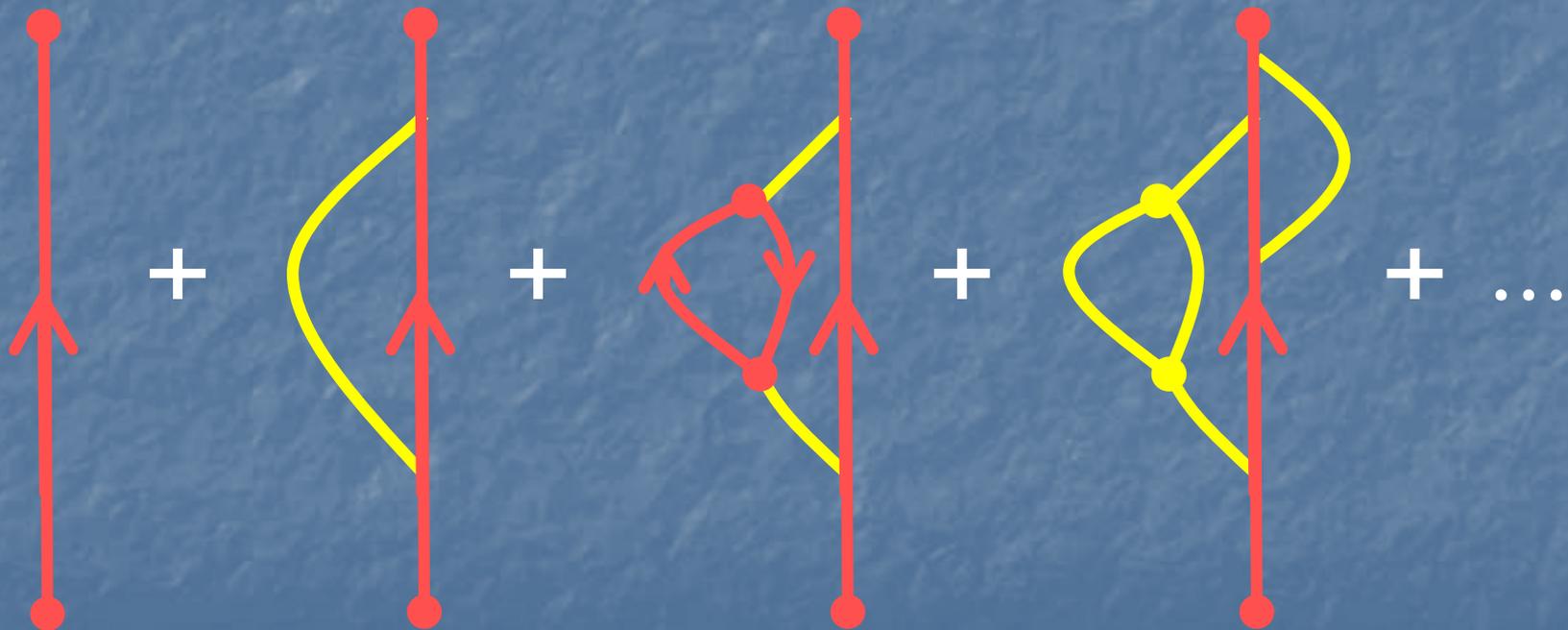
Entendemos bien cuando $g_{YM} \ll 1$ (**acoplamiento débil**)
 pero nada bien cuando $g_{YM} > 1$ (**acoplamiento fuerte**)

Entendemos algunos aspectos (p.ej., masa del protón) gracias a cálculos numéricos en supercomputadoras (empresa conocida como "**QCD en la retícula**" (lattice)); pero incluso estos cálculos tienen sus limitaciones



QCD: Expansión Perturbativa

Cuando $g_{\text{YM}} \ll 1$, interacciones de una partícula con otra(s) o consigo misma se visualizan/calculan con diagramas de Feynman:

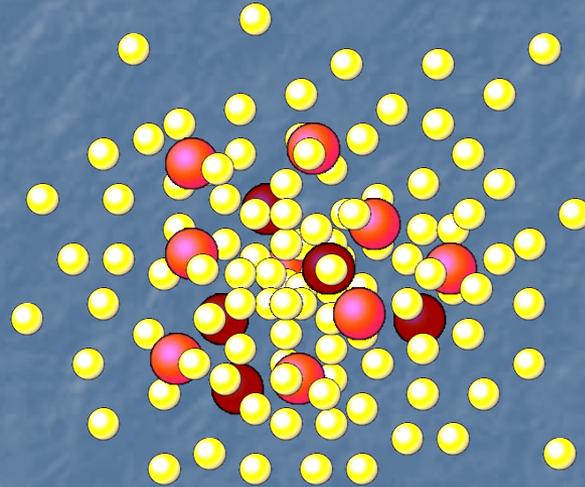


QCD: Partículas Virtuales



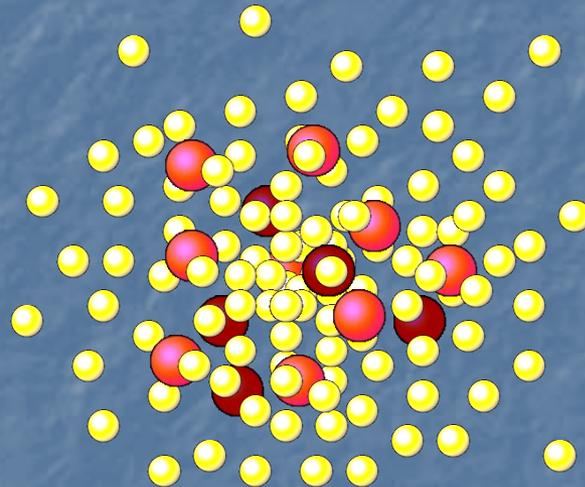
Lo que sería un quark aislado

QCD: Partículas Virtuales



Lo que sería un quark aislado está siempre rodeado de una nube de quarks y gluones 'virtuales' que aparecen y desaparecen, de modo que las propiedades del **quark** '**vestido**' dependen de la escala a la que lo estudiemos. En particular, la magnitud de su carga fuerte **física** g_{YM} NO es una constante

QCD: Libertad Asintótica

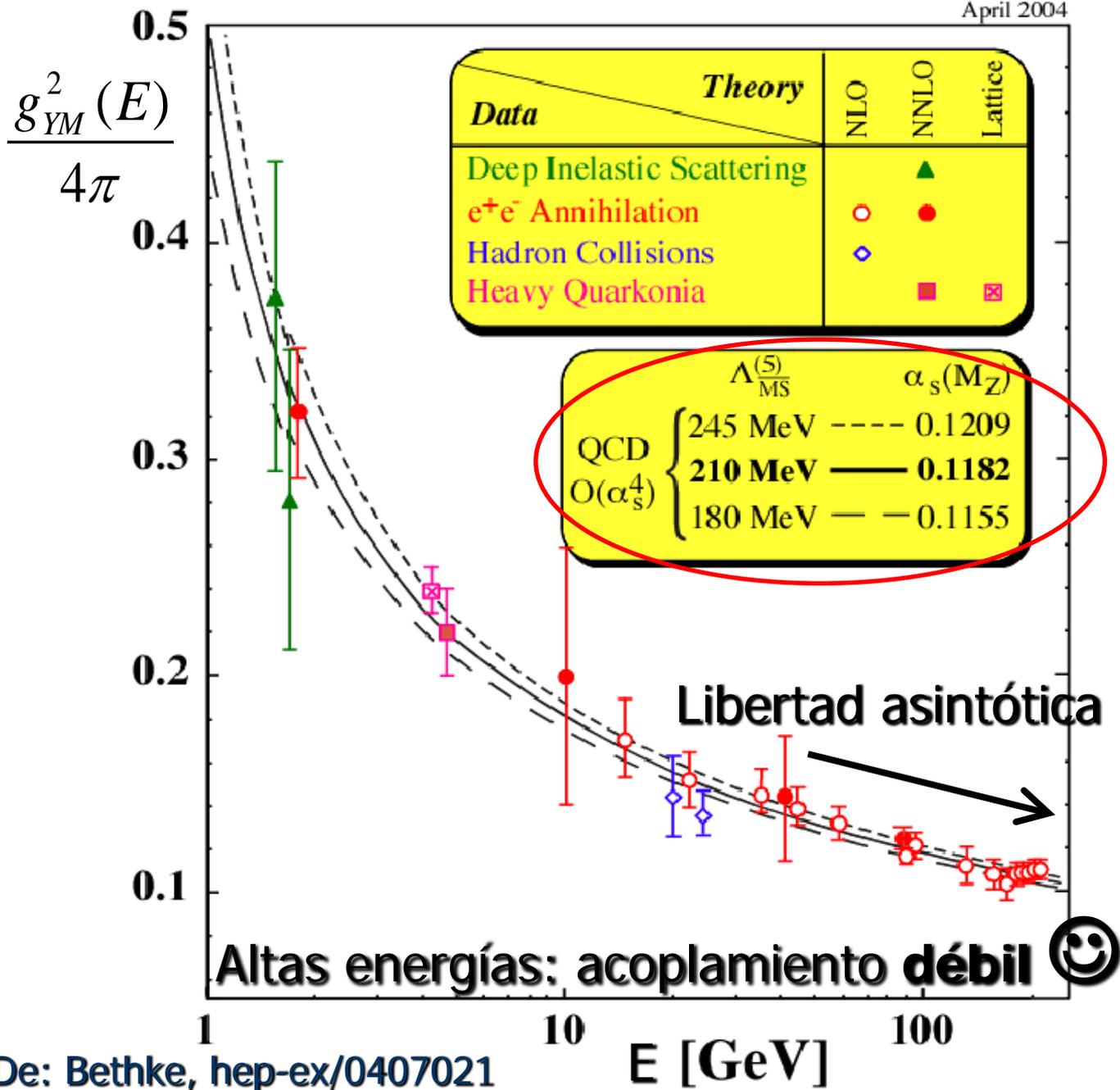


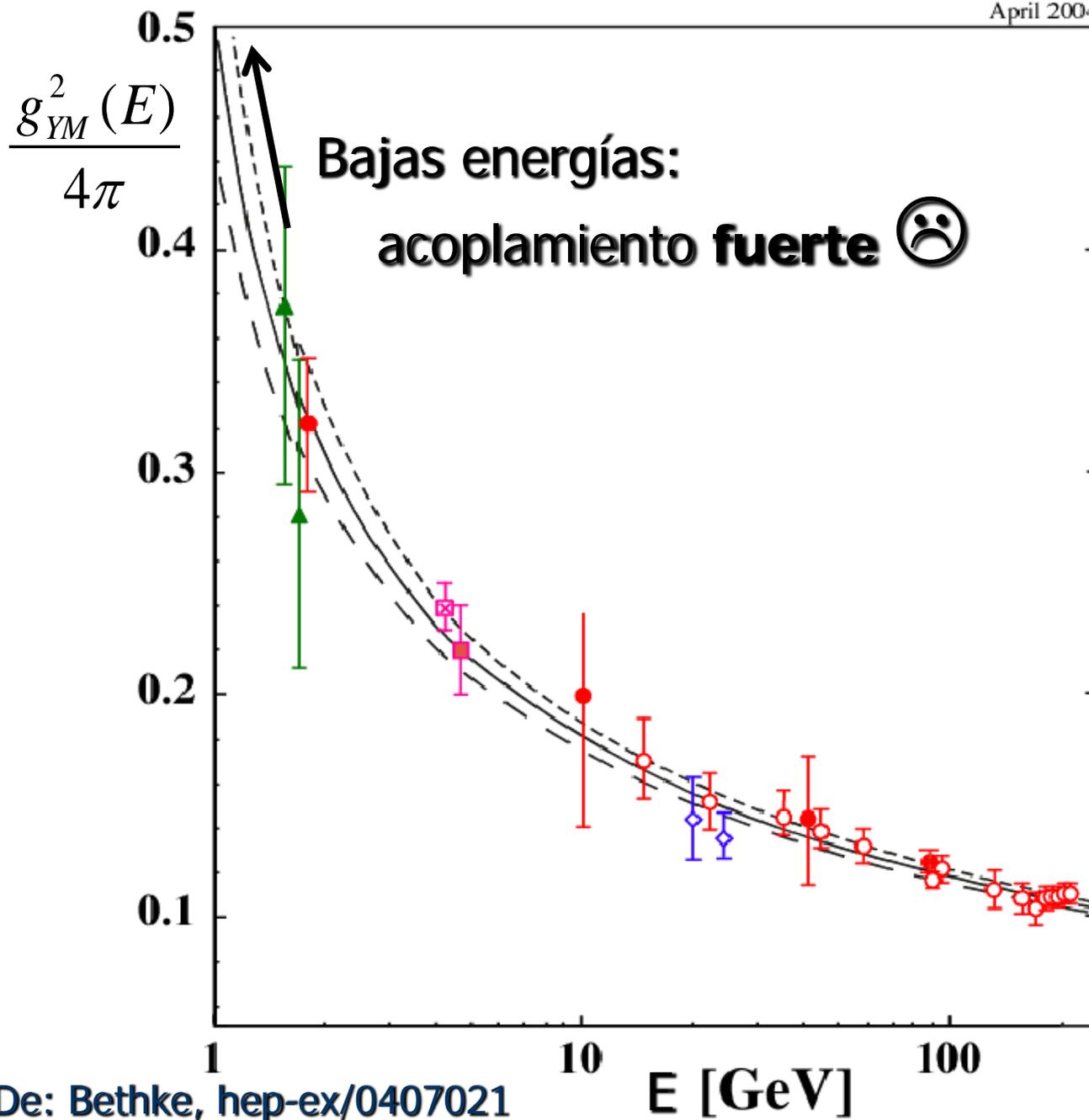
Quarks virtuales "apantallan", gluones virtuales antiapantallan

$$\Rightarrow \frac{g_{YM}^2(E)}{4\pi} \approx \frac{6\pi}{(11N_c - 2N_s) \log(E/\Lambda_{QCD})}$$

[Gross, Wilczek; Politzer]

Escala energética característica de QCD (aún cuando clásicamente NO hay otra escala que la masa del q)



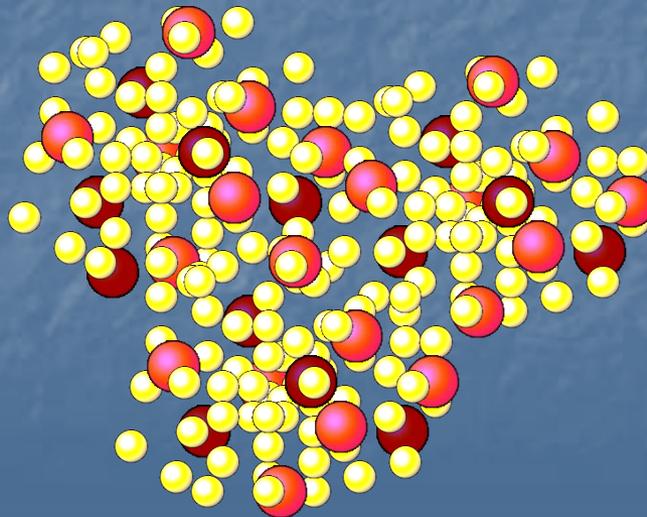


QCD: Confinamiento

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.

Solo objetos NEUTROS bajo la interacción fuerte

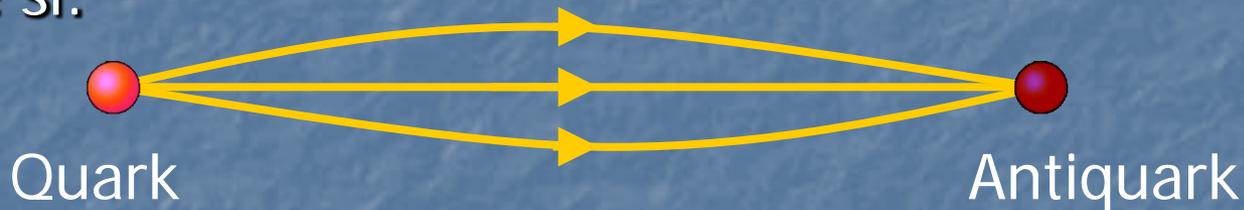
P.ej, protón/neutrón



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:



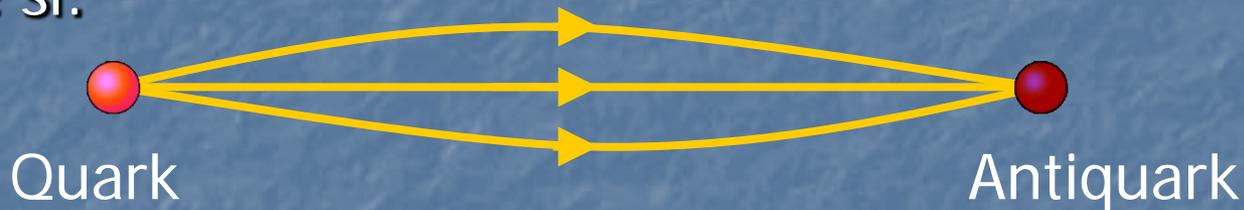
Este '**tubo de flujo** cromoelectromagnético' da lugar a potencial *lineal* en la separación quark-antiquark:

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

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:

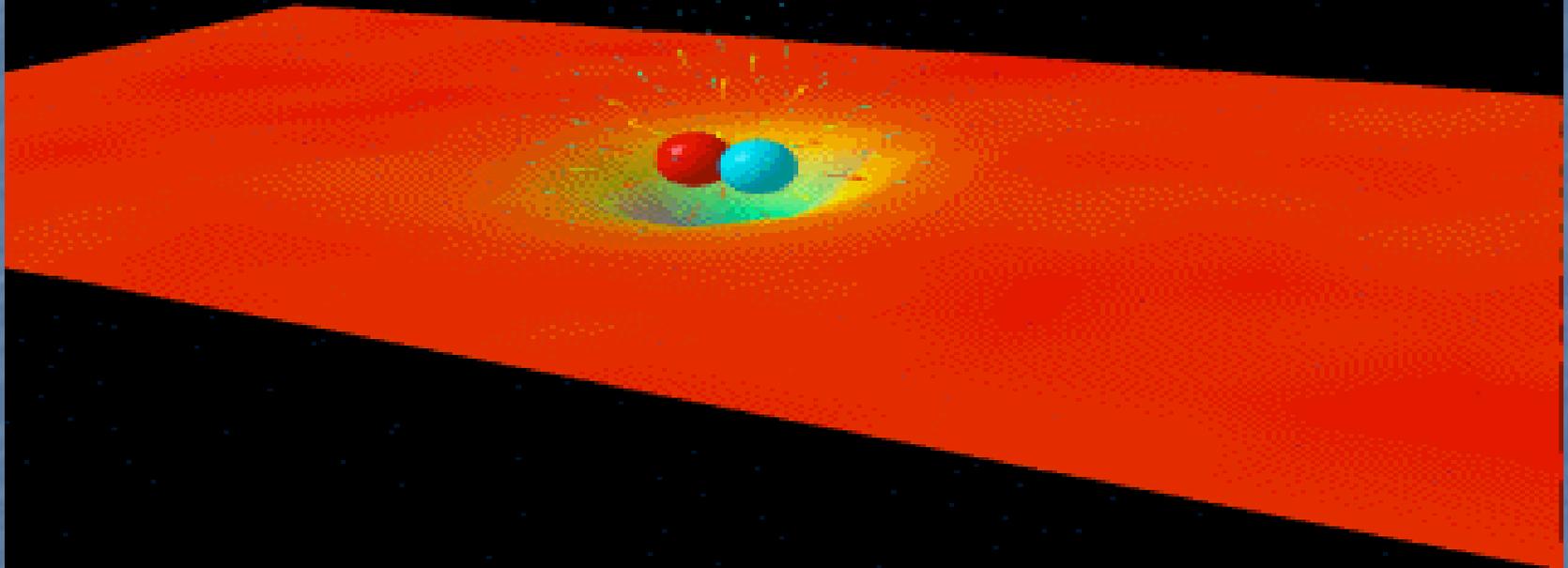


Este '**tubo de flujo** cromoelectromagnético' da lugar a potencial *lineal* en la separación quark-antiquark

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

QCD: Confinamiento

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



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

Sugiere conexión entre QCD y cuerdas 'gordas'...

Esta "**cuerda de QCD**", de hecho 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

Esperamos por tanto transición de fase a

Plasma de Quarks y Gluones (QGP)

a cierta **temperatura de desconfinamiento**

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

(¡100,000 veces más caliente que el centro del Sol!)

QCD a Bajas Energías

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 ($N_s = 0$) \equiv Yang-Mills $SU(3)_c$
Preserva libertad asintótica/confinamiento

- 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
- 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)



Reescalando $(A_\mu)_{\text{aquí}} = g_{YM} (A_\mu)_{\text{usual}}$, tenemos

$$S_{YM} \sim \int d^4x \frac{1}{g_{YM}^2} [\text{Tr}(\partial A \partial A) + \text{Tr}(AA \partial A) + \text{Tr}(AAAA)]$$

donde cada $A \equiv (A_\mu)_{c\bar{c}}$ es una **matriz** $N_c \times N_c$

Propagador libre:

$$\langle 0 | T A_{c\bar{c}}^\mu(x) A_{d\bar{d}}^\nu(0) | 0 \rangle \propto g_{YM}^2 \eta^{\mu\nu} \left(\delta_{CD} \delta_{\bar{C}\bar{D}} - \frac{1}{N_c} \delta_{C\bar{C}} \delta_{D\bar{D}} \right) \frac{1}{x^2}$$

Función de Green (=inverso de) el operador diferencial en la ec. de mov.

Reescalando $(A_\mu)_{\text{aquí}} = g_{YM} (A_\mu)_{\text{usual}}$, tenemos

$$S_{YM} \sim \int d^4x \frac{1}{g_{YM}^2} [\text{Tr}(\partial A \partial A) + \text{Tr}(AA\partial A) + \text{Tr}(AAAA)]$$

donde cada $A \equiv (A_\mu)_{C\bar{C}}$ es una **matriz** $N_c \times N_c$

Propagador libre:

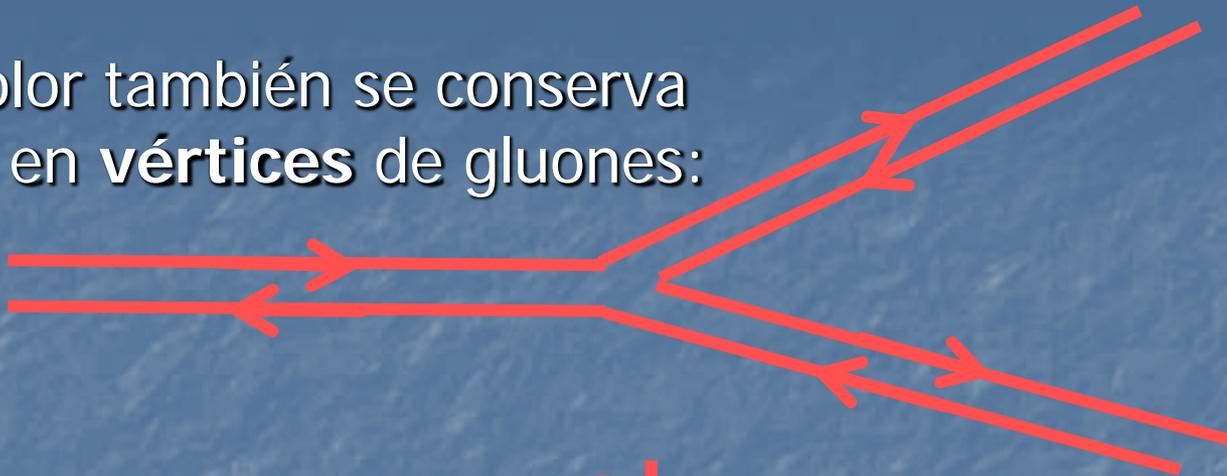
$$\langle 0 | T A_{C\bar{C}}^\mu(x) A_{D\bar{D}}^\nu(0) | 0 \rangle \propto g_{YM}^2 \eta^{\mu\nu} \left(\delta_{CD} \delta_{\bar{C}\bar{D}} - \frac{1}{N_c} \delta_{C\bar{C}} \delta_{D\bar{D}} \right) \frac{1}{x^2}$$



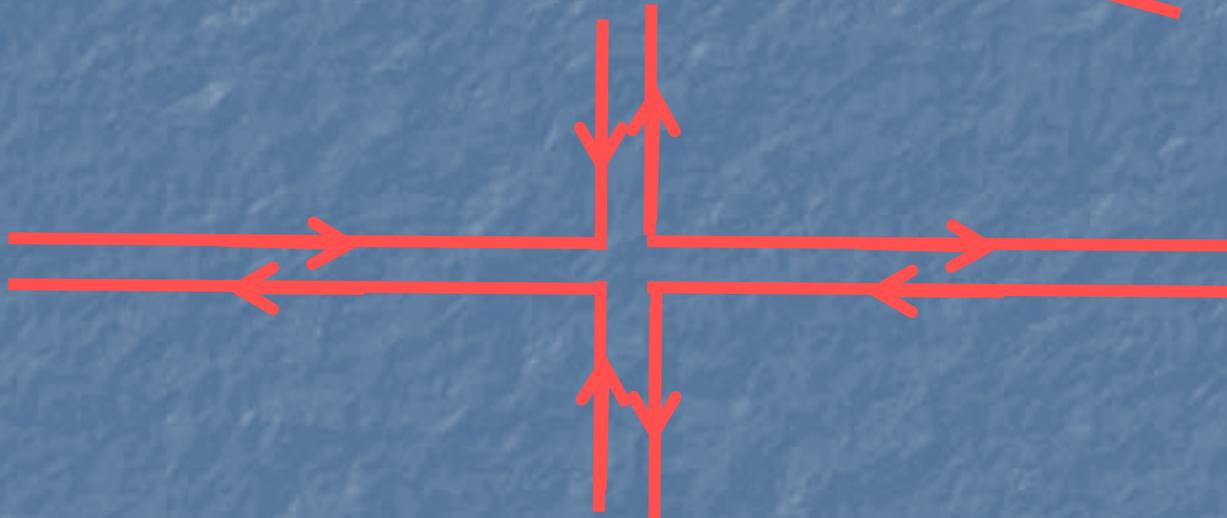
"Notación de
doble línea"



Color también se conserva
en **vértices** de gluones:



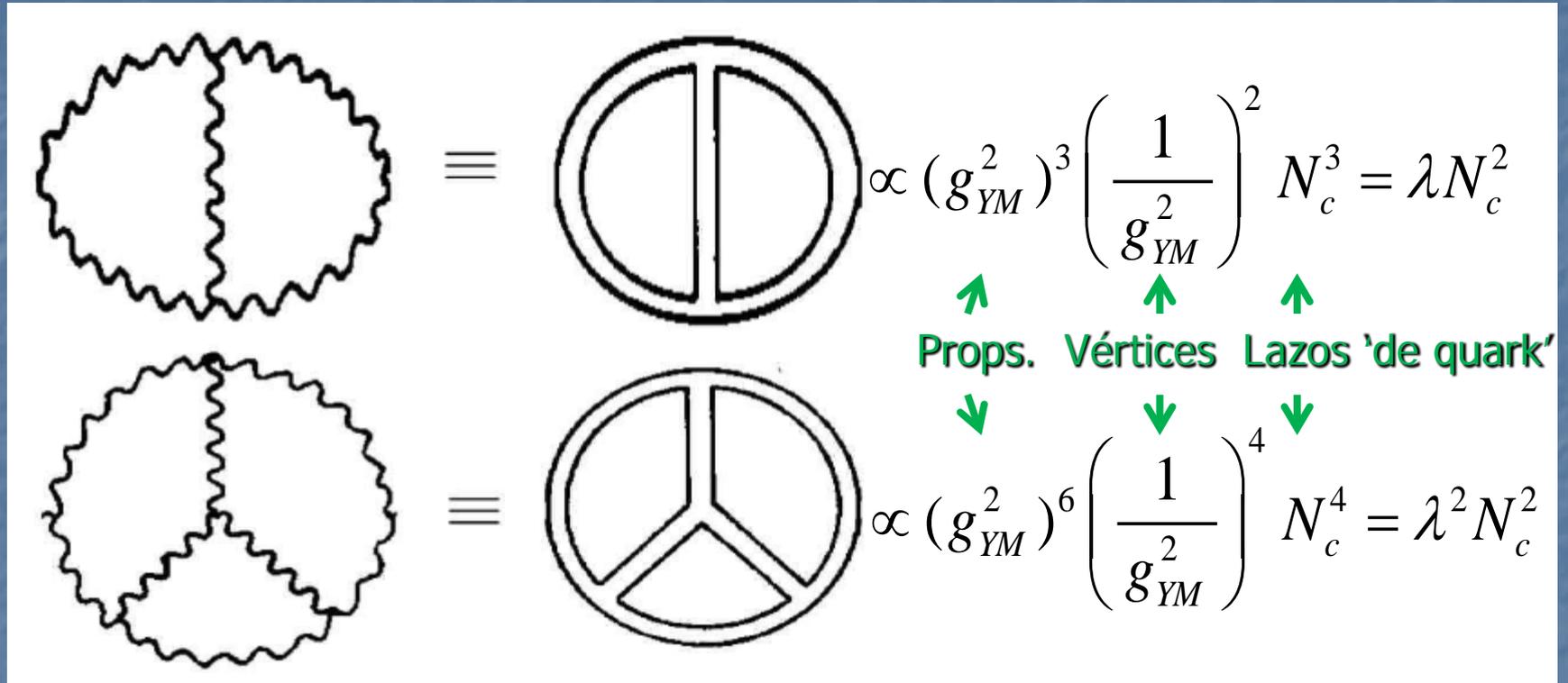
$$\propto \frac{1}{g_{YM}^2}$$



$$\propto \frac{1}{g_{YM}^2}$$

Además, cada lazo 'de quark' que se forme en un diagrama contribuirá factor de N_c por suma sobre los posibles colores.

Podemos entonces fácilmente contar factores:



Estos son ejemplos de **diagramas planares**: pueden dibujarse en una hoja sin cruzar líneas

Para ellos, a L lazos (de gluón), obtenemos $\propto \lambda^{L-1} N_c^2$

Los **diagramas no planares** están suprimidos por potencias de $1/N_c$:

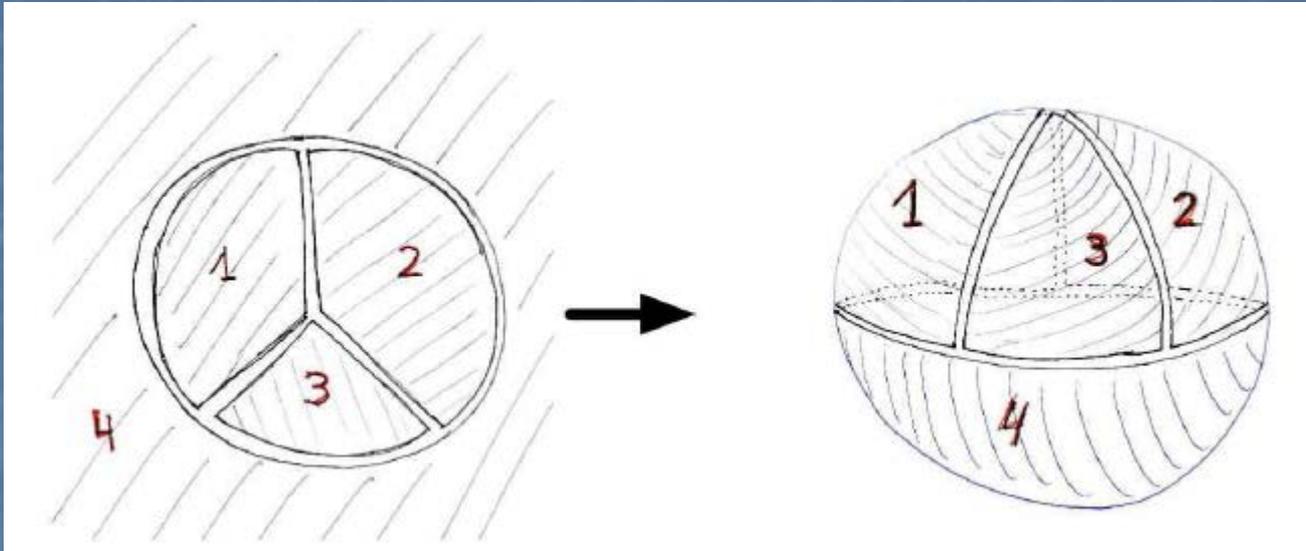


The diagrammatic equation shows a non-planar diagram (left) with a wavy boundary, followed by an equivalence symbol (\equiv), a planar diagram (right) consisting of a double-line circle with two diagonal lines crossing it, and a mathematical expression: $\propto (g_{YM}^2)^6 \left(\frac{1}{g_{YM}^2} \right)^4 N_c^2 = \lambda^2$.

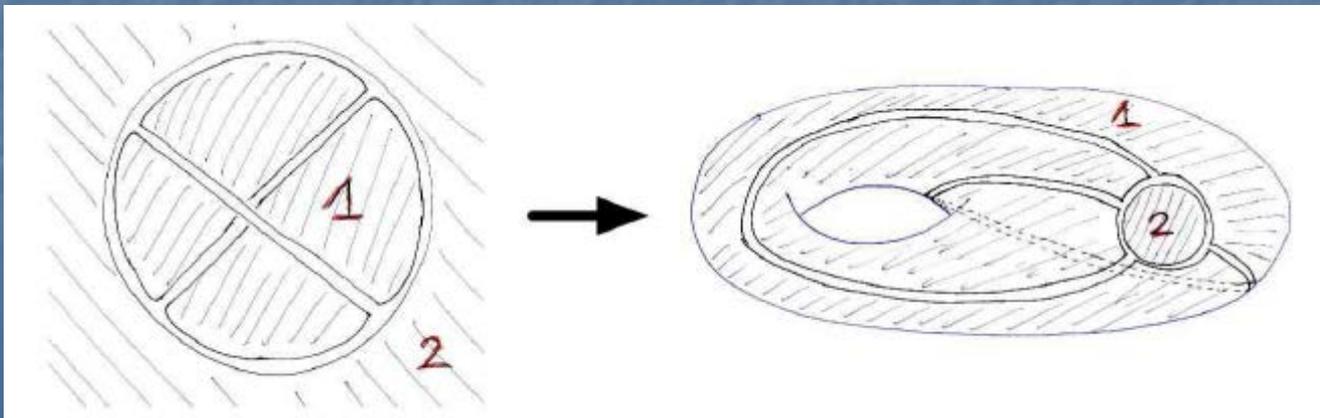
Tomar $N_c \rightarrow \infty$ con $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c$ fija simplifica la teoría porque **retiene solo los diagramas planares**

Sucede algo interesante si 'rellenamos los agujeros' (incluido el exterior, agregando el punto en infinito) para asociar una **superficie** a cada diagrama de doble línea...

Los diagramas planares se convierten en esferas :



Los no planares tienen una manija adicional por cada cruce de líneas:



Un diagrama con V vértices (=vértices del polihedro), A propagadores (=aristas) y C lazos (=caras) es proporcional a

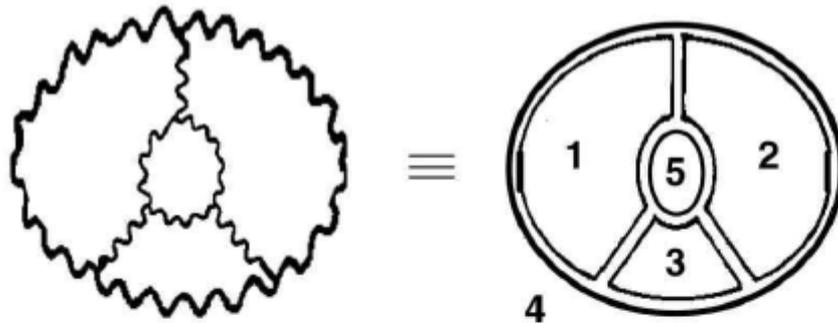
$$\left(g_{YM}^2\right)^{A-V} \left(N_c\right)^C = \left(\frac{\lambda}{N_c}\right)^{A-V} \left(N_c\right)^C = \left(N_c\right)^\chi \lambda^{A-V}$$

donde $\chi \equiv V - A + C$ es el **número (o característica) de Euler** de la superficie, un invariante topológico que puede reescribirse en la forma

$$\chi = 2 - 2m$$

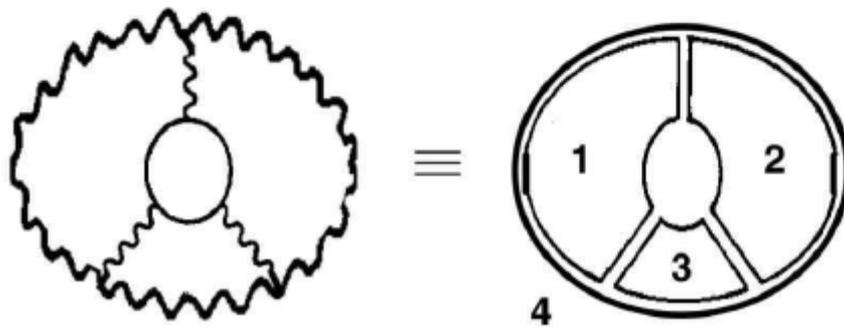
con m el número de manijas (=género de la superficie). Esto da otra manera de explicar por qué los diagramas no planares están suprimidos

Al agregar quarks, tenemos propagadores de 1 sola línea,



$$\equiv \text{Diagram with 5 internal lines} \propto (g_{YM}^2)^9 \left(\frac{1}{g_{YM}^2} \right)^6 N_c^5 = \lambda^3 N_c^2$$

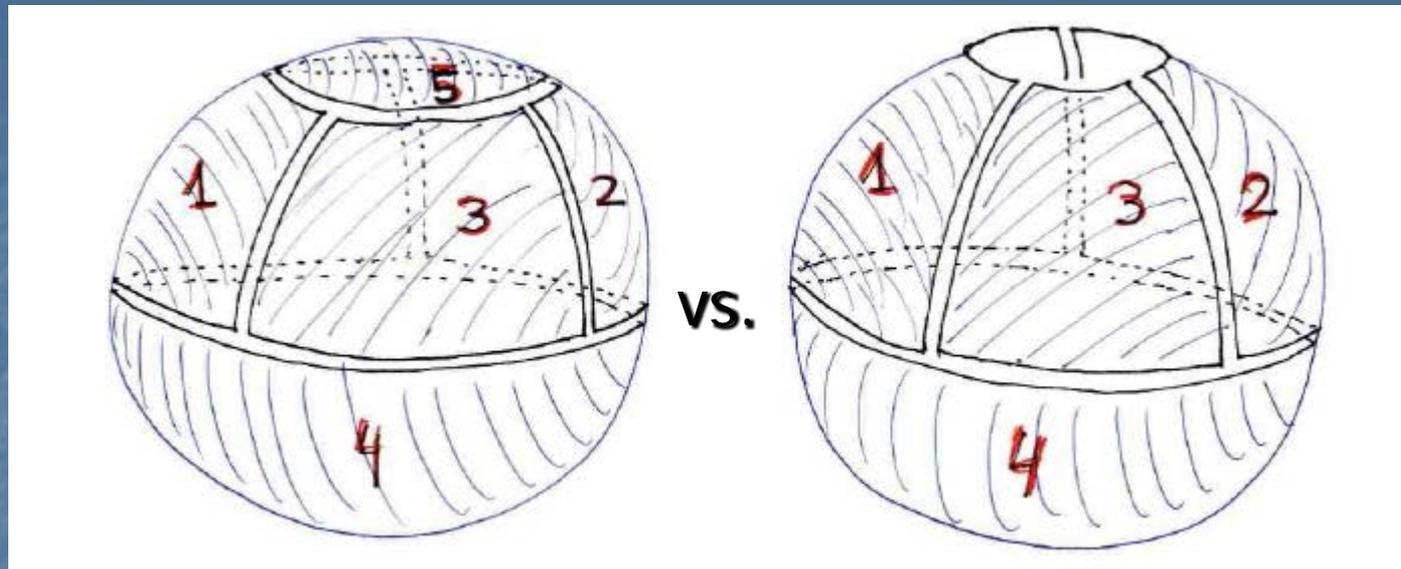
VS.



$$\equiv \text{Diagram with 4 internal lines} \propto (g_{YM}^2)^9 \left(\frac{1}{g_{YM}^2} \right)^6 N_c^4 N_s = \lambda^3 N_c N_s$$

Fijo
↓

lo cual corresponde a quitar caras, es decir, agregar bordes:



reduciendo el número de Euler:

$$\chi = 2 - 2m - b$$

con b el número de bordes. Esto implica que los diagramas con lazos de quarks están suprimidos (a menos que $N_s \propto N_c \rightarrow \infty$).

Concluimos entonces que las amplitudes tienen la forma

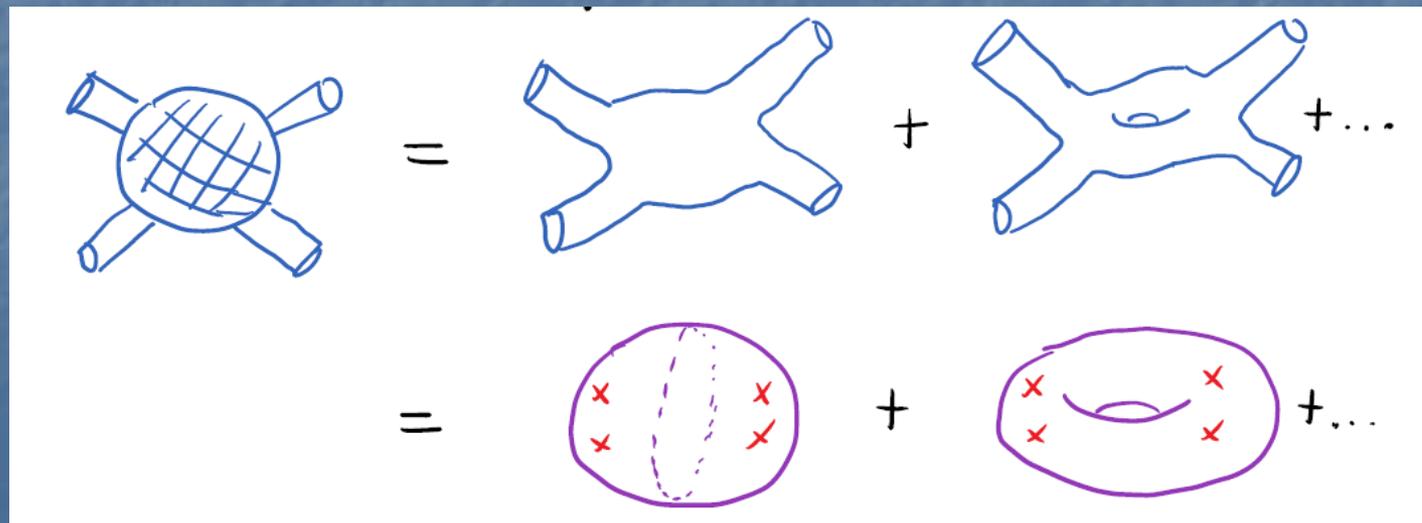
$$\sum_{m,b=0}^{\infty} N_c^\chi \sum_{L=0}^{\infty} \lambda^{L-1} N_s^b C_{m,b,L} = \sum_{m,b=0}^{\infty} (N_c)^\chi f_{m,b}(\lambda, N_s)$$

(divergencias IR pueden provocar la aparición de potencias no enteras de λ)

iii Esta es la misma forma de la expansión perturbativa en una **teoría de cuerdas** con acoplamiento

$$g_c = 1 / N_c \quad \{\text{curso de Mariano}\}$$

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



Concluimos entonces que las amplitudes tienen la forma

$$\sum_{m,b=0}^{\infty} N_c^\chi \sum_{L=0}^{\infty} \lambda^{L-1} N_s^b C_{m,b,L} = \sum_{m,b=0}^{\infty} (N_c)^\chi f_{m,b}(\lambda, N_s)$$

(divergencias IR pueden provocar la aparición de potencias no enteras de λ)

iii Esta es la misma forma de la expansión perturbativa en una **teoría de cuerdas** con acoplamiento

$$g_c = 1 / N_c \quad \{\text{curso de Mariano}\}$$

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

Si solo hay gluones (campos en "rep. adjunta", i.e., matrices, dando lugar a **glubolas**), no hay bordes: se trata de una teoría de **cuerdas cerradas**

Si además hay quarks (campos en "rep. fundamental", i.e., columnas, dando lugar a **mesones**), sí puede haber bordes: se trata de una teoría de **cuerdas cerradas y abiertas**

Por supuesto, este argumento apenas *sugiere* una conexión con alguna teoría de cuerdas, puesto que no tenemos verdaderas superficies...

$\lambda \ll 1$ Expansión perturbativa válida: dominan diagramas con pocos vértices

$\lambda \gg 1$ Intuitivamente, dominan diagramas con muchos vértices, ¿acaso se llenan los hoyos para dar verdaderas superficies?

Y el argumento de 't Hooft tampoco nos dice cuál teoría de cuerdas sería relevante

Como veremos, AdS/CFT hace todo esto muy explícito

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 fermiónicas independientes generadas por las **supercargas** $Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}$ del caso más familiar (" $\mathcal{N} = 1$ ") {curso Elena}, aquí tenemos 4 x 4: $Q_\alpha^A, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}^A$

¡Y **todos** los campos de la teoría 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)

Puede entenderse como reducción dimensional de
SYM $\mathcal{N} = 1$ (norma+normino) en 9+1 dim {curso Saúl}

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

Simetría espaciotemporal:

Lorentz $M_{\mu\nu}$ + Translaciones P_μ
+ Dilataciones D (reescalamientos) $x^\mu \rightarrow s x^\mu$
+ "Transformaciones conformes especiales" K_μ

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

= **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 $\mathcal{N} = 4$ es una

Teoría de Campos Conforme (CFT)

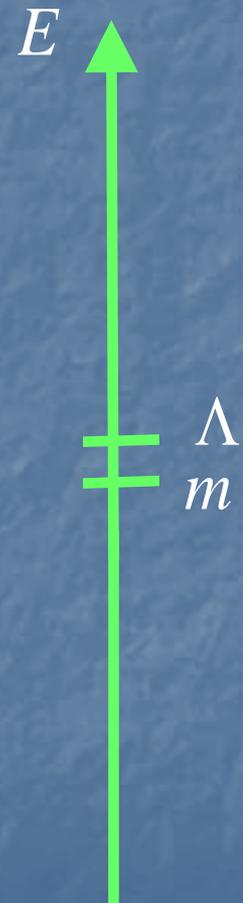
(Luce igual a cualquier escala energética)

Si tomamos *cualquier* teoría de campos y la examinamos a **ultra-altas energías** (más altas que cualquier escala característica de la teoría), ocurre una de 2 cosas:

- La teoría se vuelve **conforme** (como QCD)
- La teoría NO está bien definida (como QED)

Similarmente, a **ultra-bajas energías** hay 2 opciones:

- La teoría se vuelve **conforme** (como QED)
- La teoría NO tiene excitaciones, hay una "brecha de masa" –mass gap (como QCD)



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')

Simetría fermiónica 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

Como veremos, la dualidad norma/gravedad 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?

En última instancia,
¡aún **NO sabemos!**

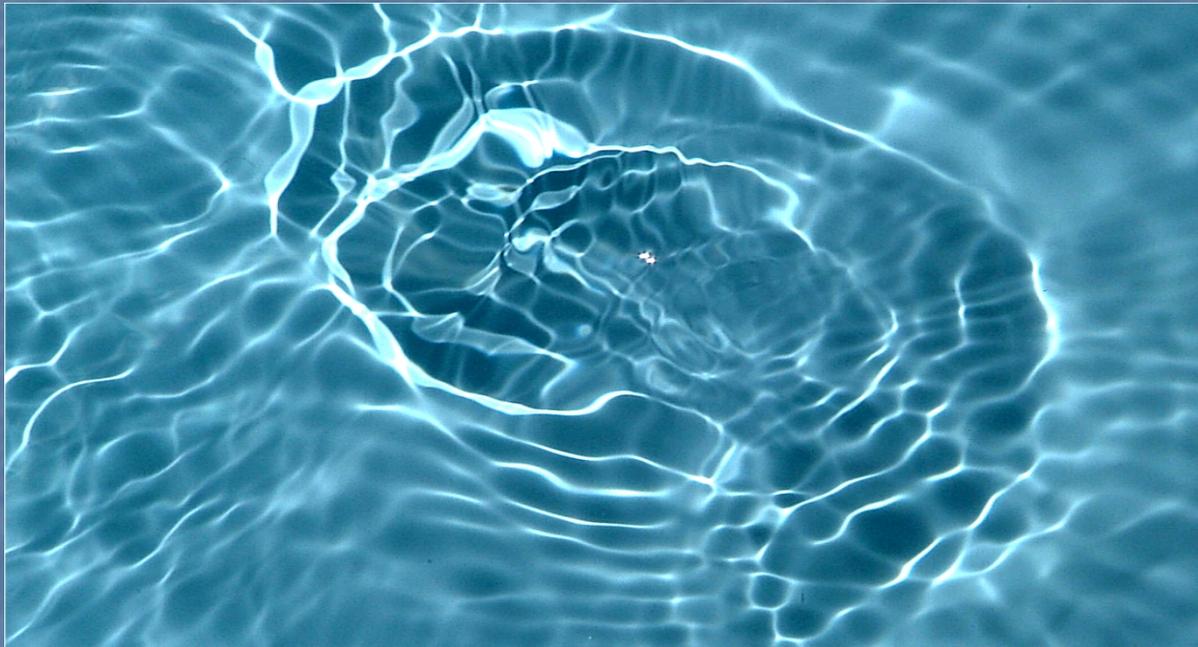
Es un lenguaje todavía
en etapa de construcción

¿Qué es una Teoría de Cuerdas?



Partículas= excitaciones pequeñas de un **campo** cuántico

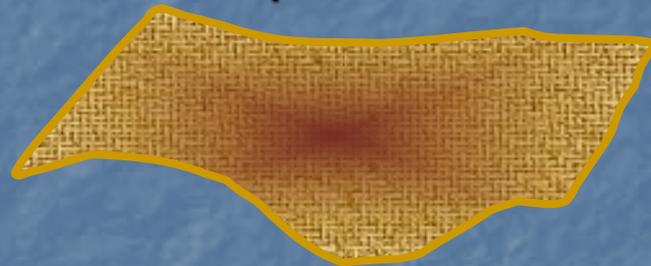
¿Qué es una Teoría de Cuerdas?



Solitón= excitación grande (no perturbativa)
del campo (o varios campos)

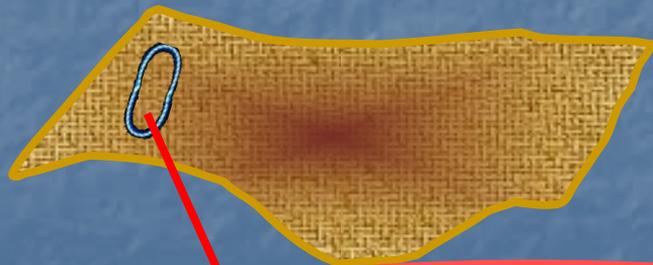
¿Qué es una Teoría de Cuerdas?

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



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

tamaño l_c , acoplamiento g_c

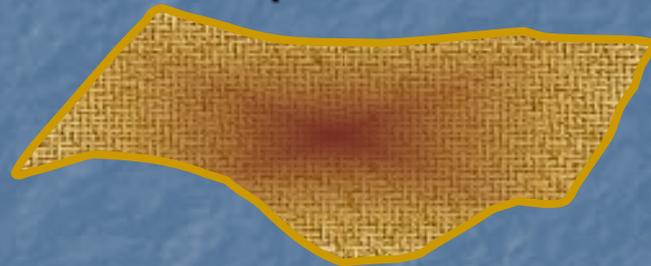


gravitón + fermiones + infinitas partículas/campos

A bajas energías: **Supergravedad** (teoría de campos)

¿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)



y cuyas excitaciones grandes, **solitónicas**, incluyen varios tipos de **branas** {curso Oscar}:

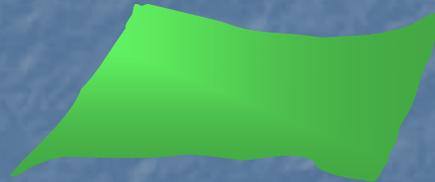


0-brana

con masas



1-brana



2-brana



3-brana

...

$m \propto 1/g_c^2$ ó $m \propto 1/g_c$

Teoría de Cuerdas IIB

A **bajas energías**, interacciones se pueden resumir en una "acción efectiva" {curso Mariano}

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

+ 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" {curso Mariano}

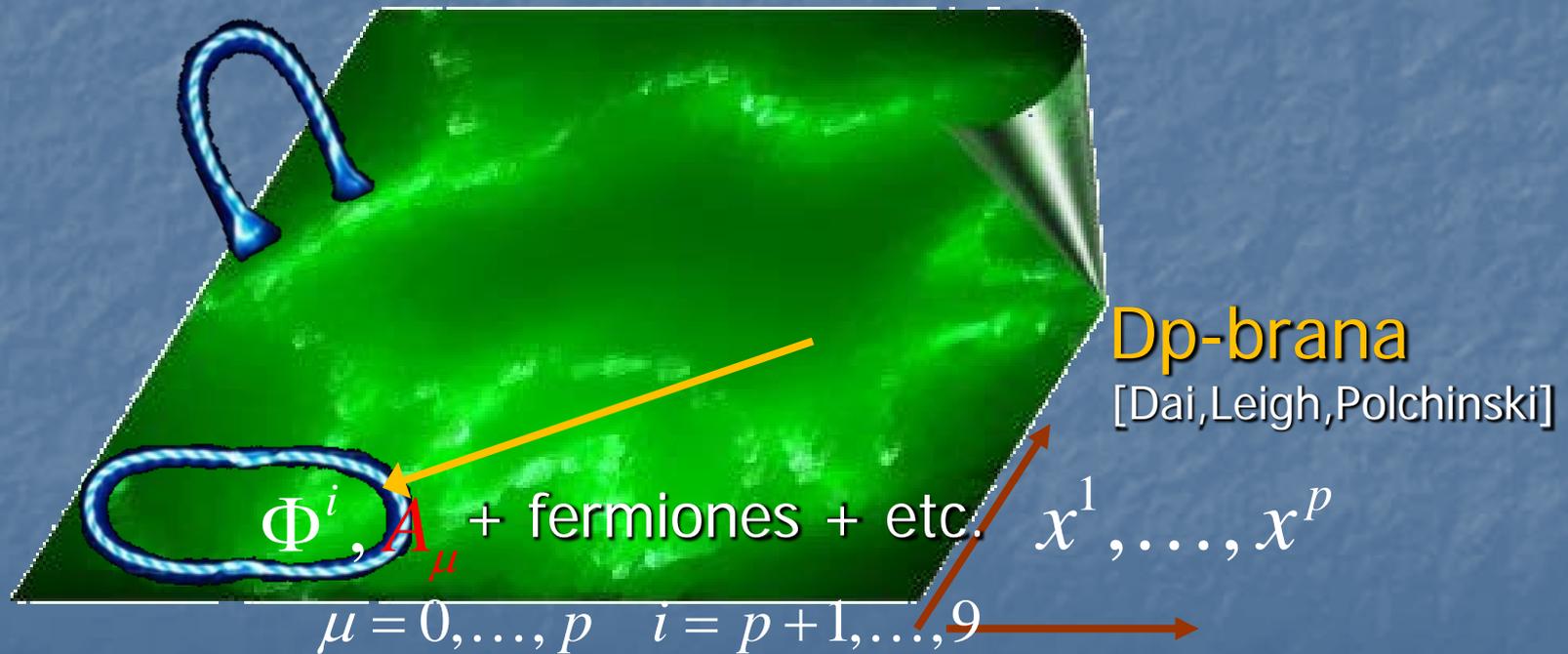
$$S_{\text{IIB}} = \frac{1}{16\pi G_N} \int d^{10}x \sqrt{-g} \left[e^{-2\varphi} \left(R + 4(\partial_M \varphi)^2 - \frac{1}{12} (\partial_{[M} B_{NL]})^2 \right) - \sum_{p=-1,1,3} \frac{1}{(p+2)!} (\partial_{[M_1} C_{M_2 \dots M_{p+2}]})^2 + \dots + \text{fermiones} \right]$$

+ términos con más derivadas suprimidos por l_c^n

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

Teoría de Cuerdas IIB

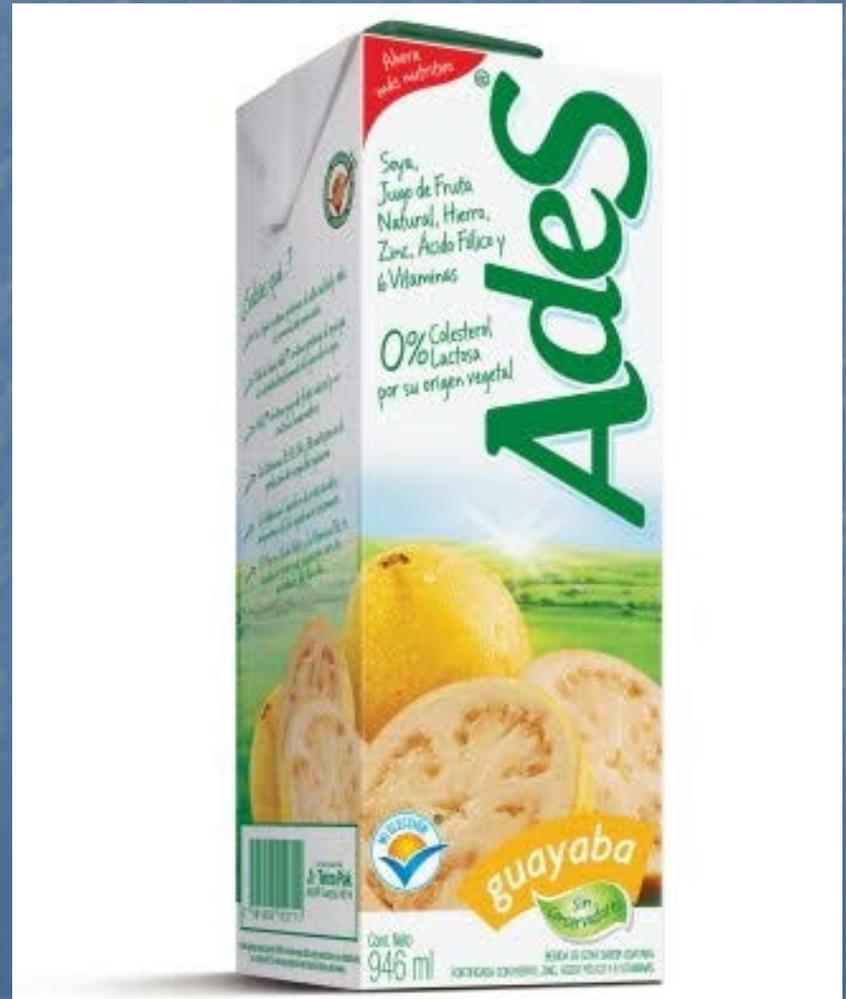
Hay D-branas de dimensión $-1, 1, 3, 5, 7$, {curso Oscar}, objetos dinámicos cuyas **excitaciones** son descritas por cuerdas **abiertas**



Una Teoría de Cuerdas Específica

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

(y un cierto perfil de la intensidad de campo Ramond-Ramond con 5 índices {cursos Mariano, Oscar}, necesario para resolver las ecs. de mov. de SUGRA IIB)

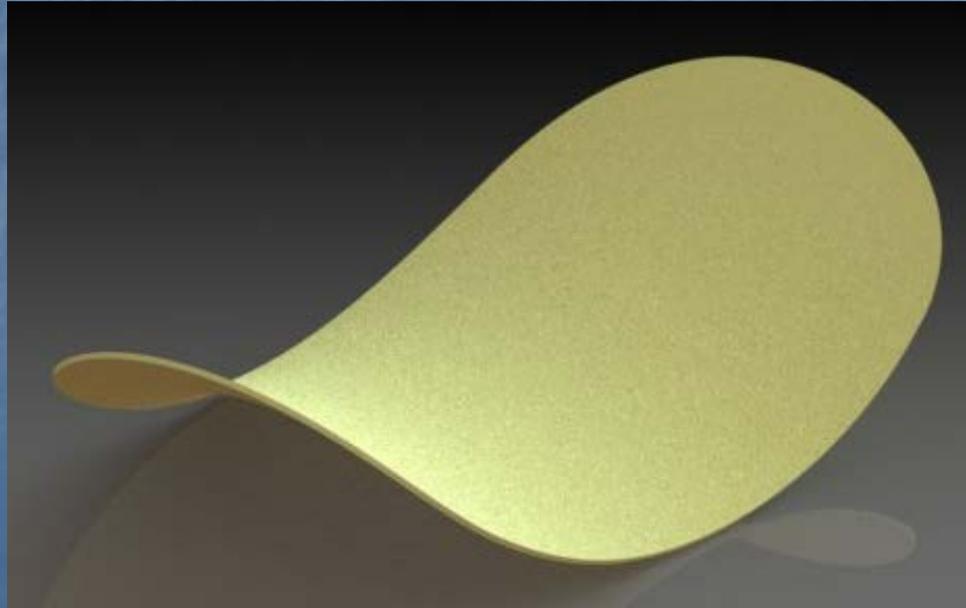


Una Teoría de Cuerdas Específica

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

(y un cierto perfil de la intensidad de campo Ramond-Ramond con 5 índices {cursos Mariano, Oscar}, necesario para resolver las ecs. de mov. de SUGRA IIB)

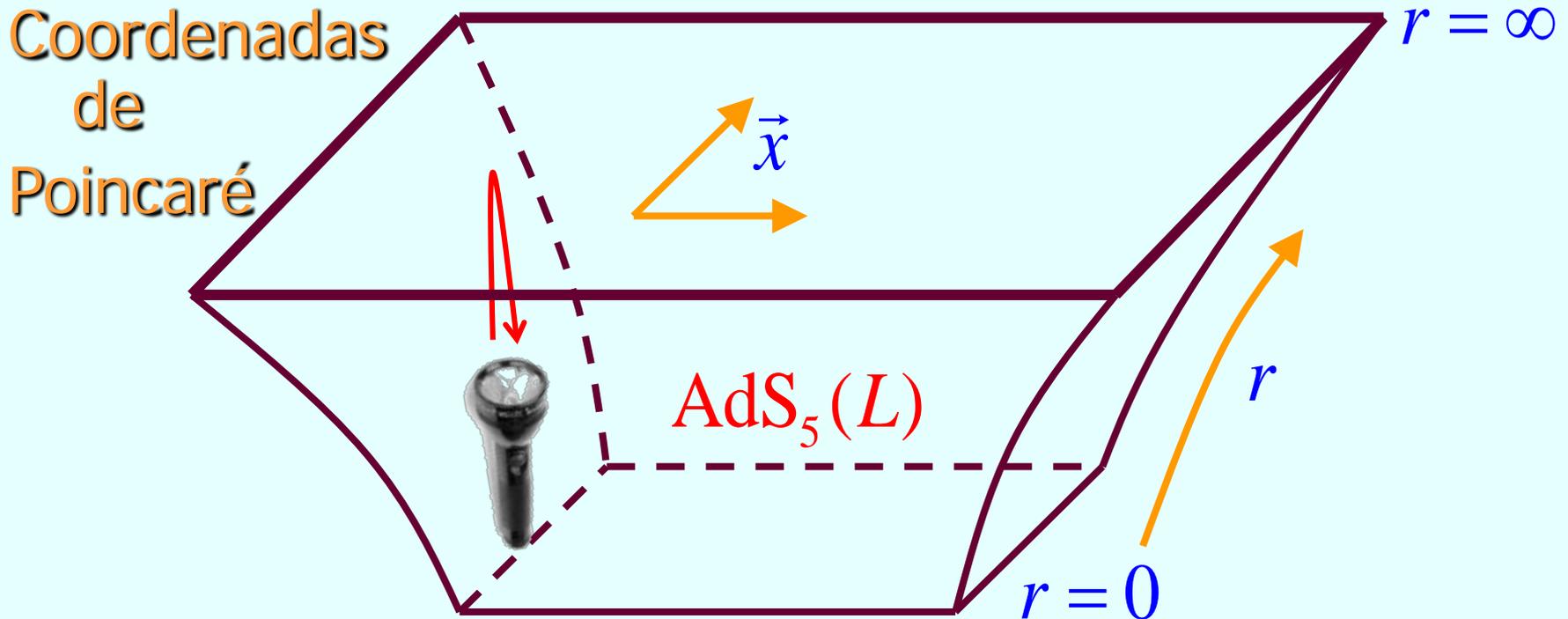
Espaciotiempo con curvatura constante **negativa** (análogo a silla de montar)



Una Teoría de Cuerdas Específica

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

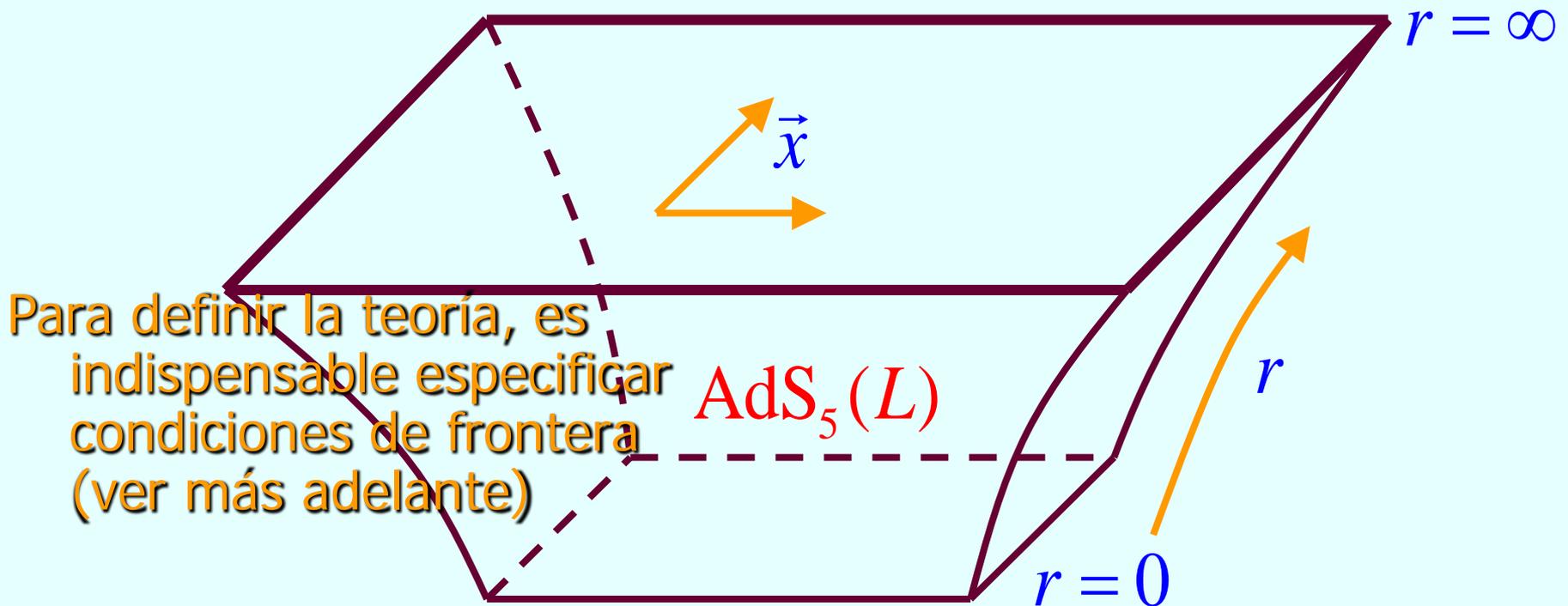
$$ds^2 = (r / L)^2 (-dt^2 + d\vec{x}^2) + (L / r)^2 dr^2$$



Una Teoría de Cuerdas Específica

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

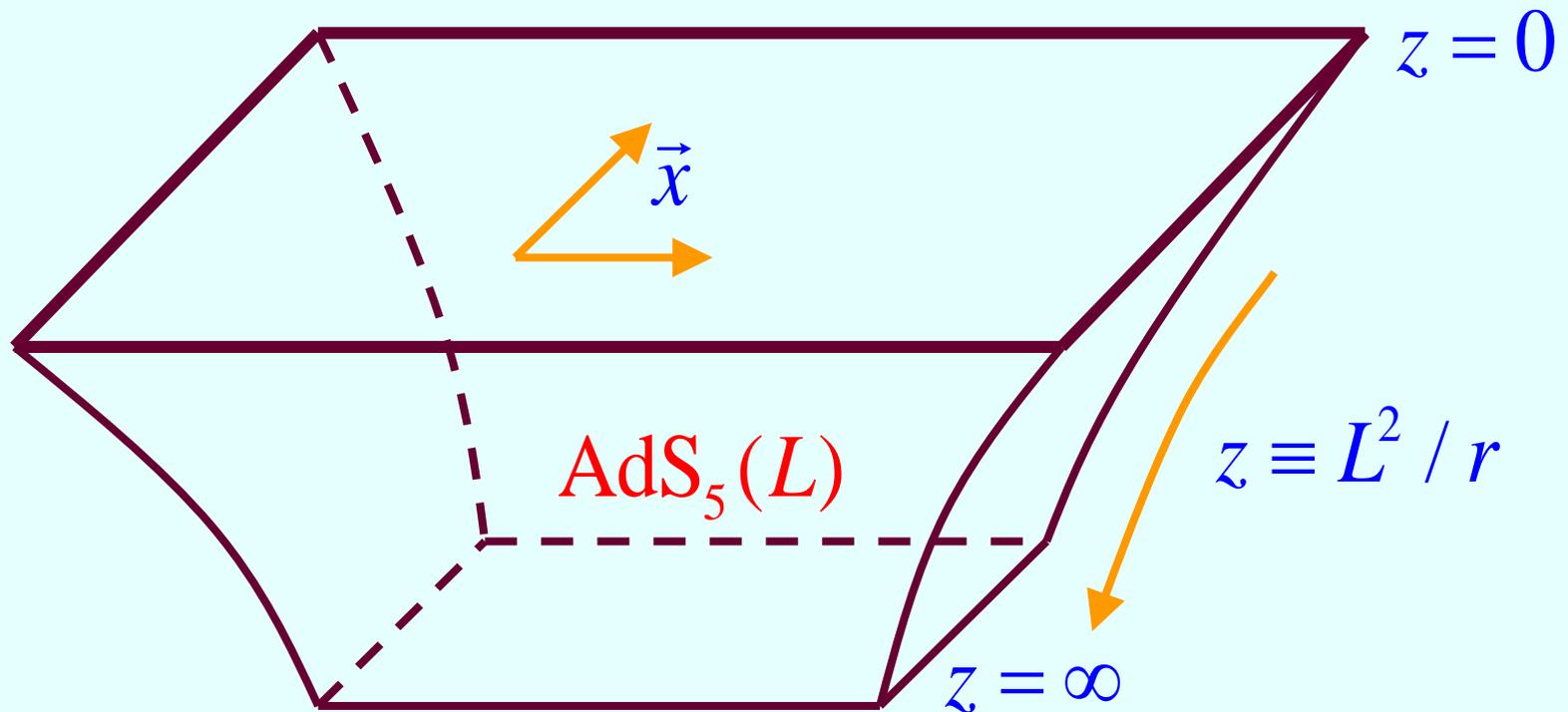
$$ds^2 = (r / L)^2 (-dt^2 + d\vec{x}^2) + (L / r)^2 dr^2$$



Una Teoría de Cuerdas Específica

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

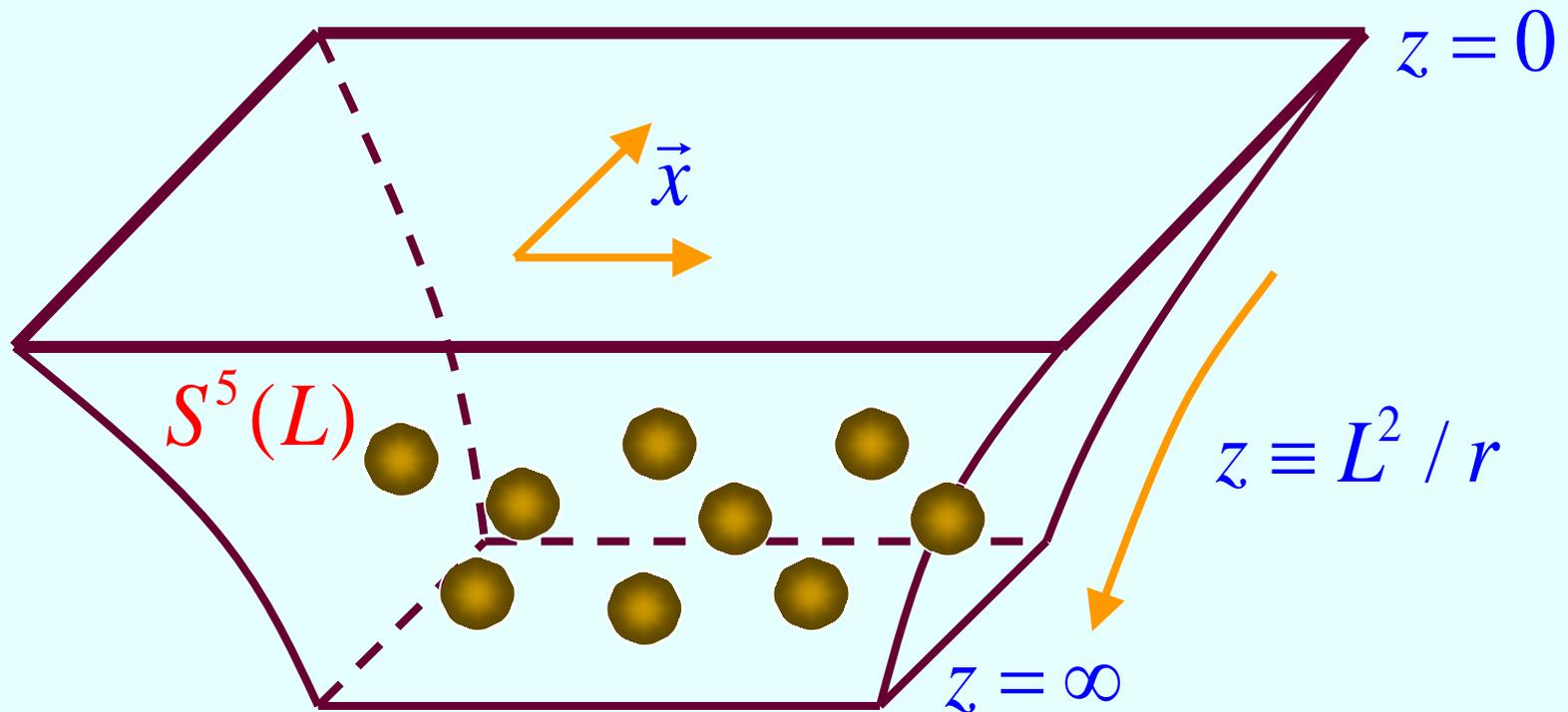
$$ds^2 = (L/z)^2 (-dt^2 + d\vec{x}^2 + dz^2)$$



Una Teoría de Cuerdas Específica

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

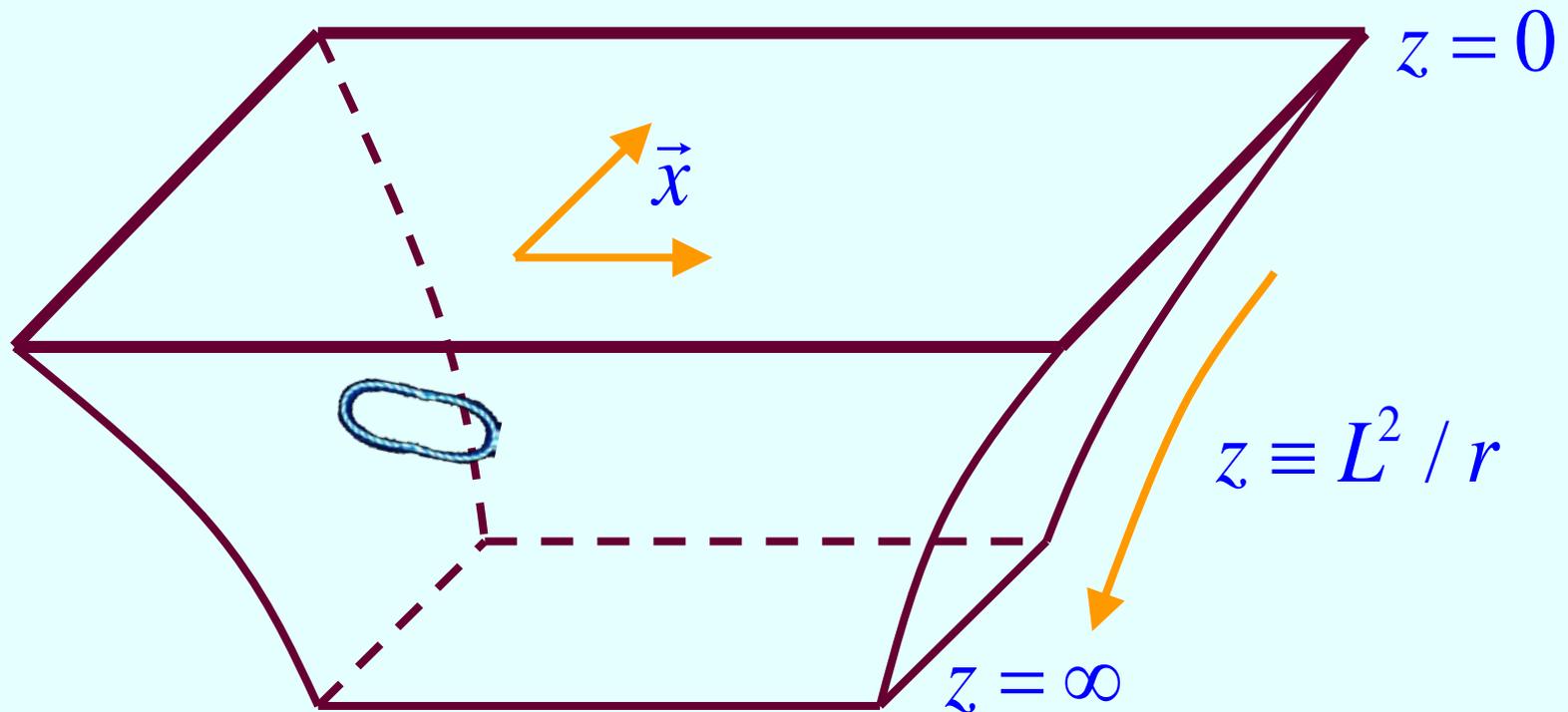
$$ds^2 = (L/z)^2 (-dt^2 + d\vec{x}^2 + dz^2) + L^2 d\Omega_5^2$$



Una Teoría de Cuerdas Específica

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

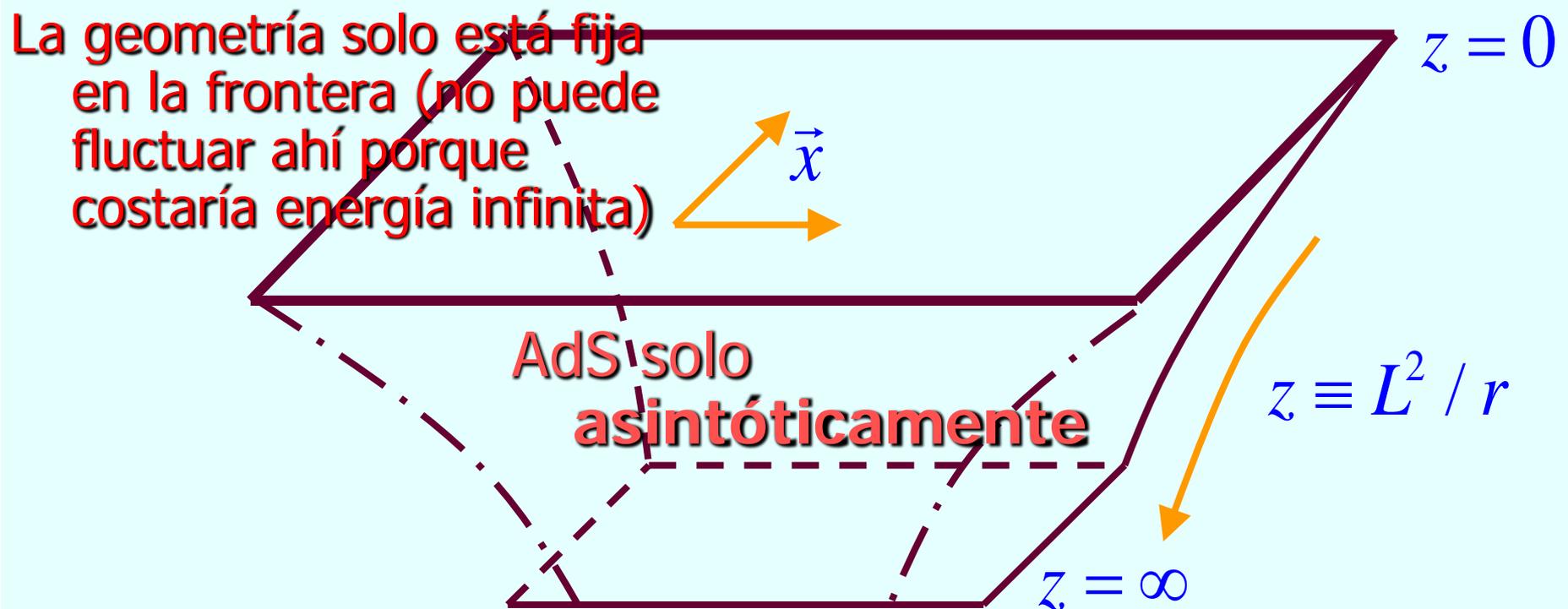
$$ds^2 = (L/z)^2 (\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dz^2) + L^2 d\Omega_5^2$$



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, 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

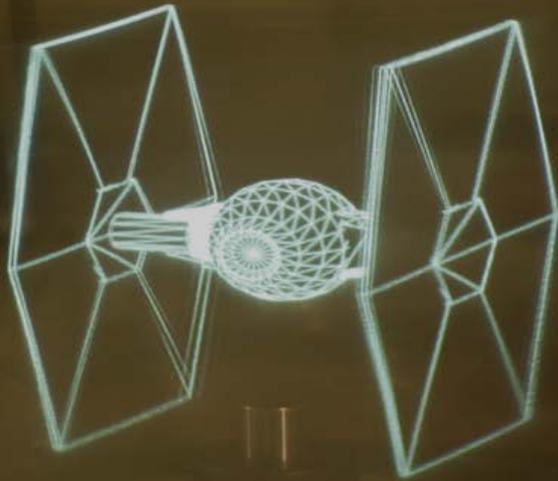
Si la asumimos como cierta, **nos da una definición no perturbativa de cuerdas IIB en AdS** (y éste NO es un enunciado vacío, porque sabemos bastante de IIB)

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** $\text{AdS}_5 \times \text{S}^5$



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 ✓

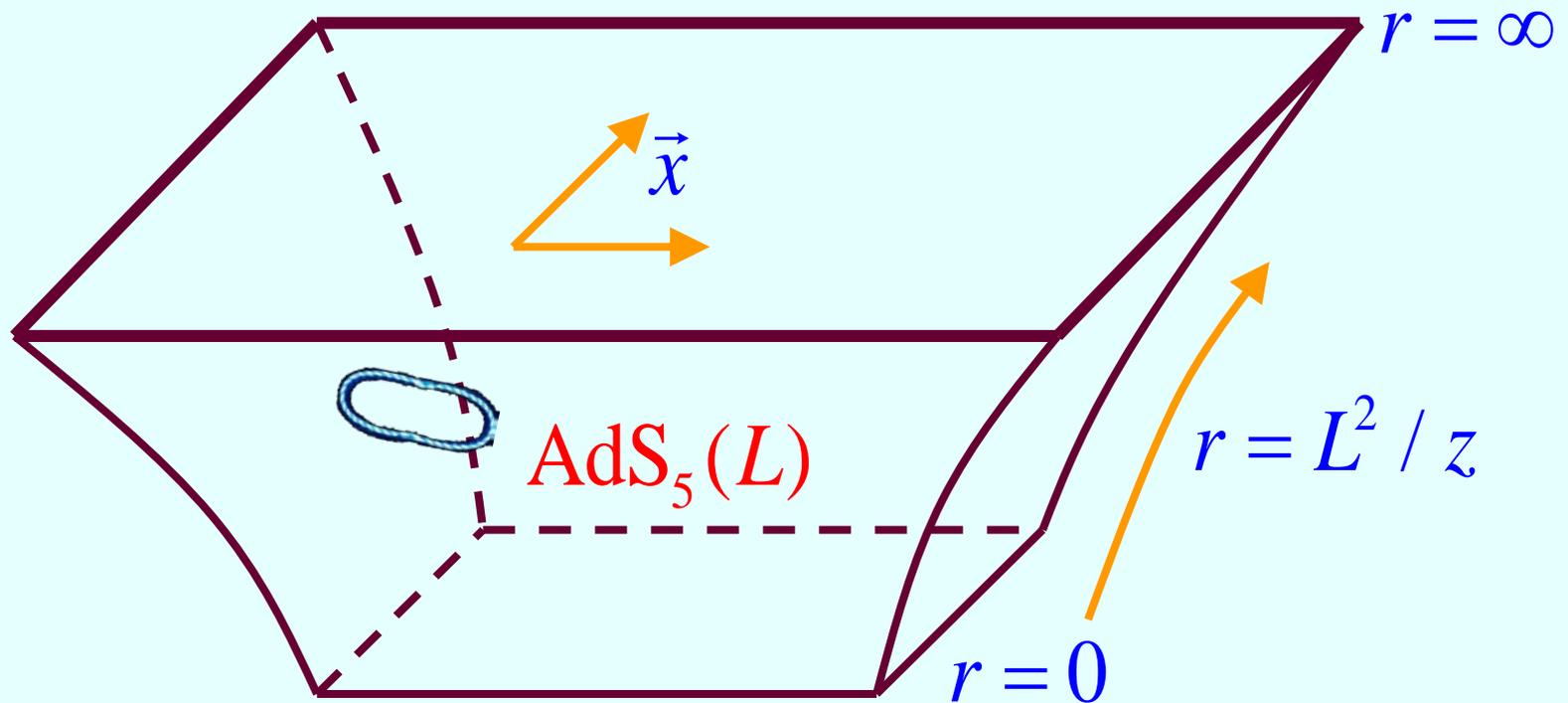
Las simetrías entonces empatan perfectamente, pero
¿qué pasa con el desacuerdo de dimensiones?

Diccionario AdS/CFT

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

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

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

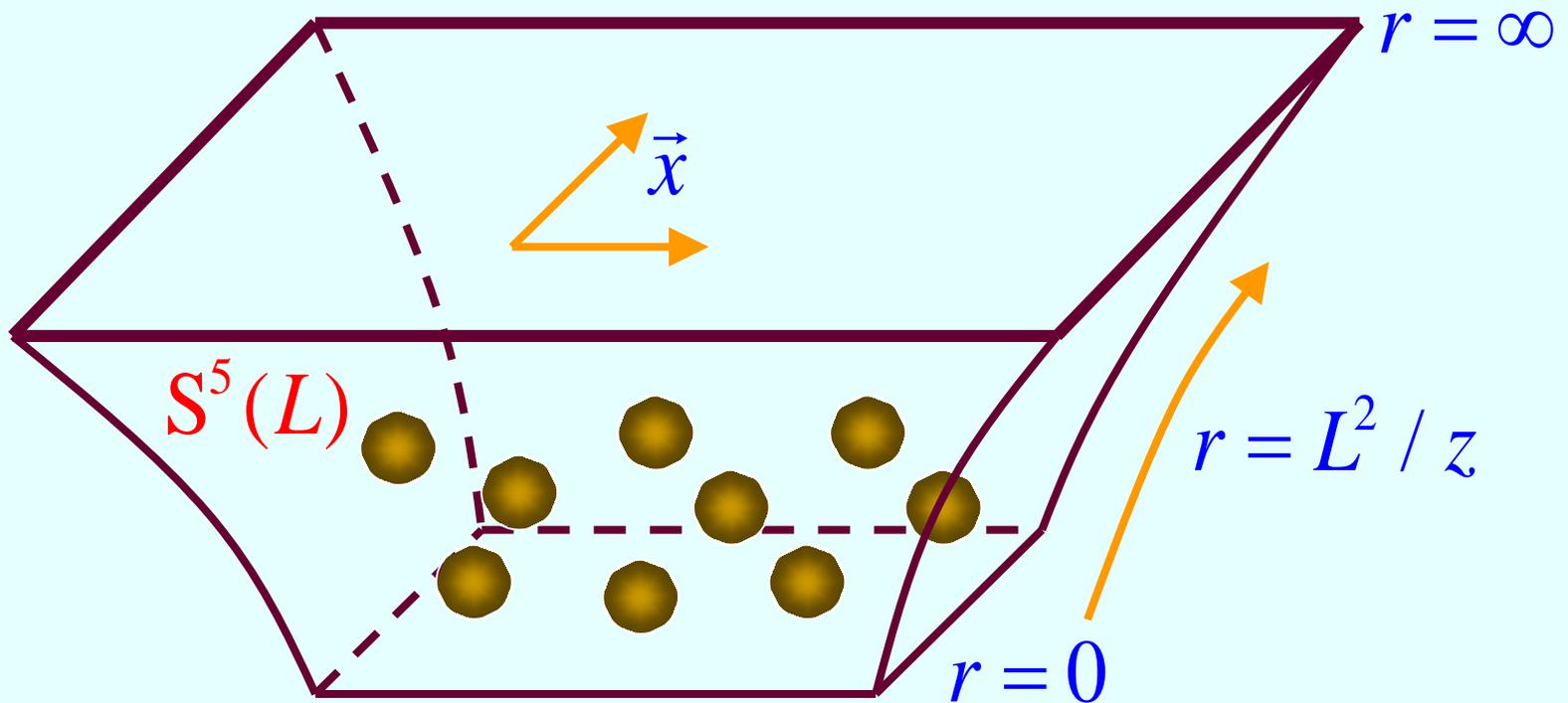


Diccionario AdS/CFT

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

Espacio de simetría

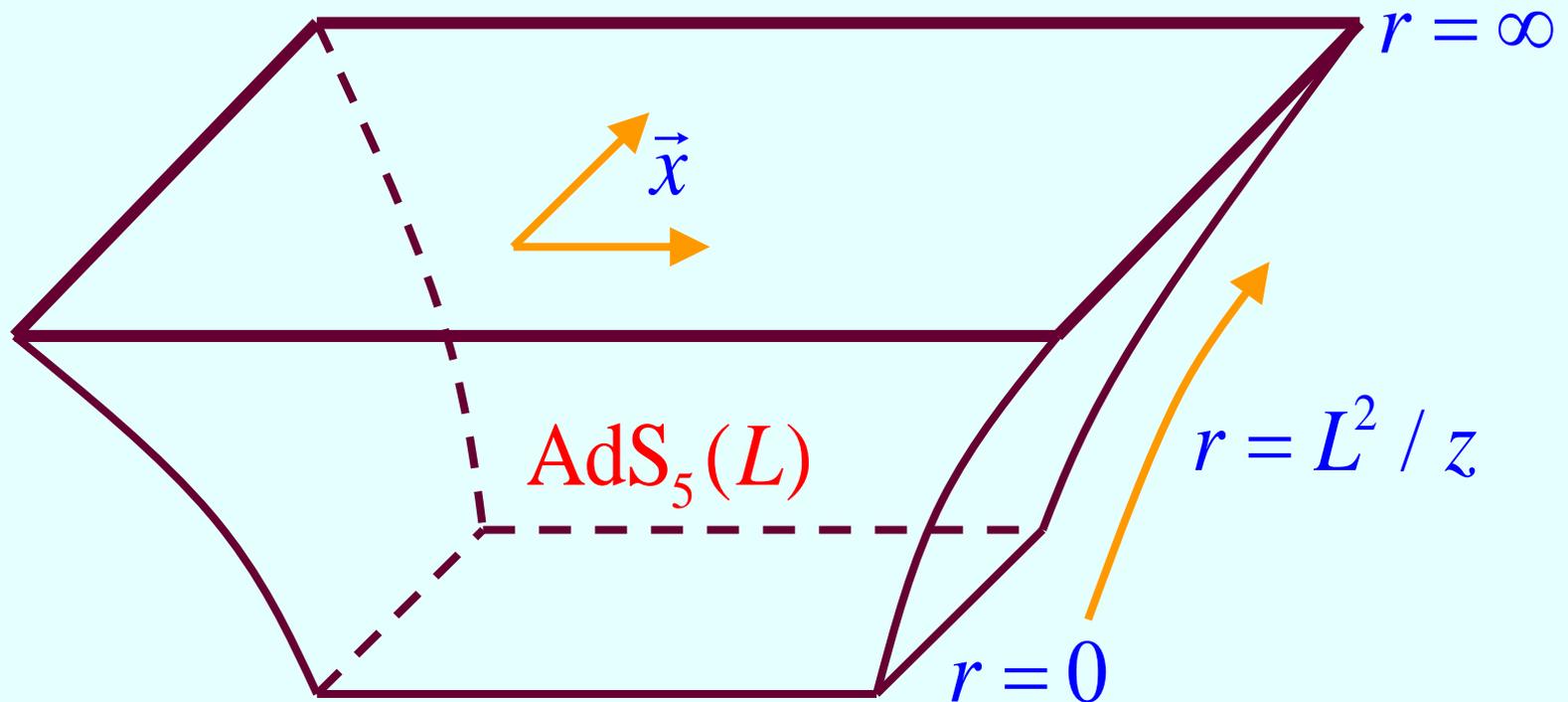
interna $SU(4) \simeq SO(6) = \theta_1, \dots, \theta_5$



Diccionario AdS/CFT

$\text{SYM } \mathcal{N} = 4 \text{ } SU(N_c) \equiv \text{T. de Cuerdas IIB en } \text{AdS}_5 \times S^5$

??? = r

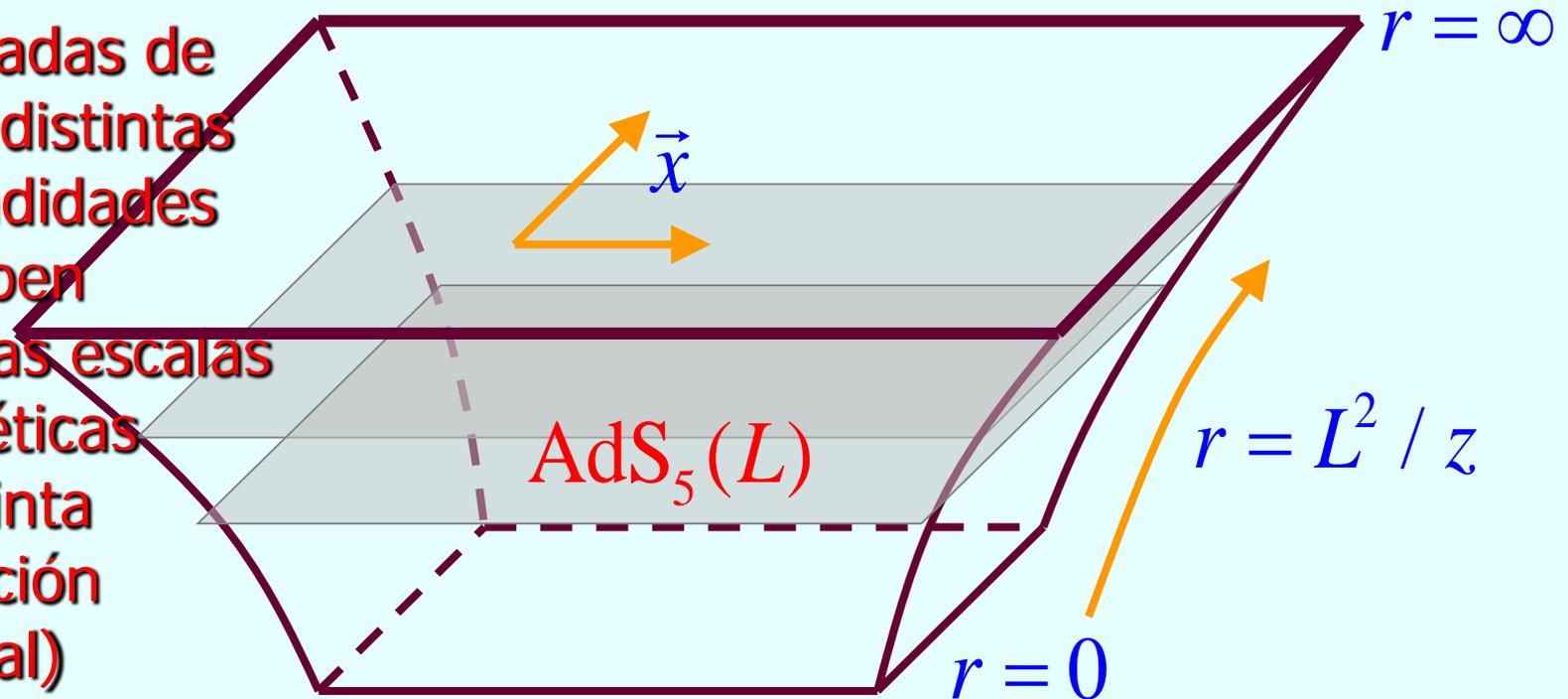


Diccionario AdS/CFT

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)

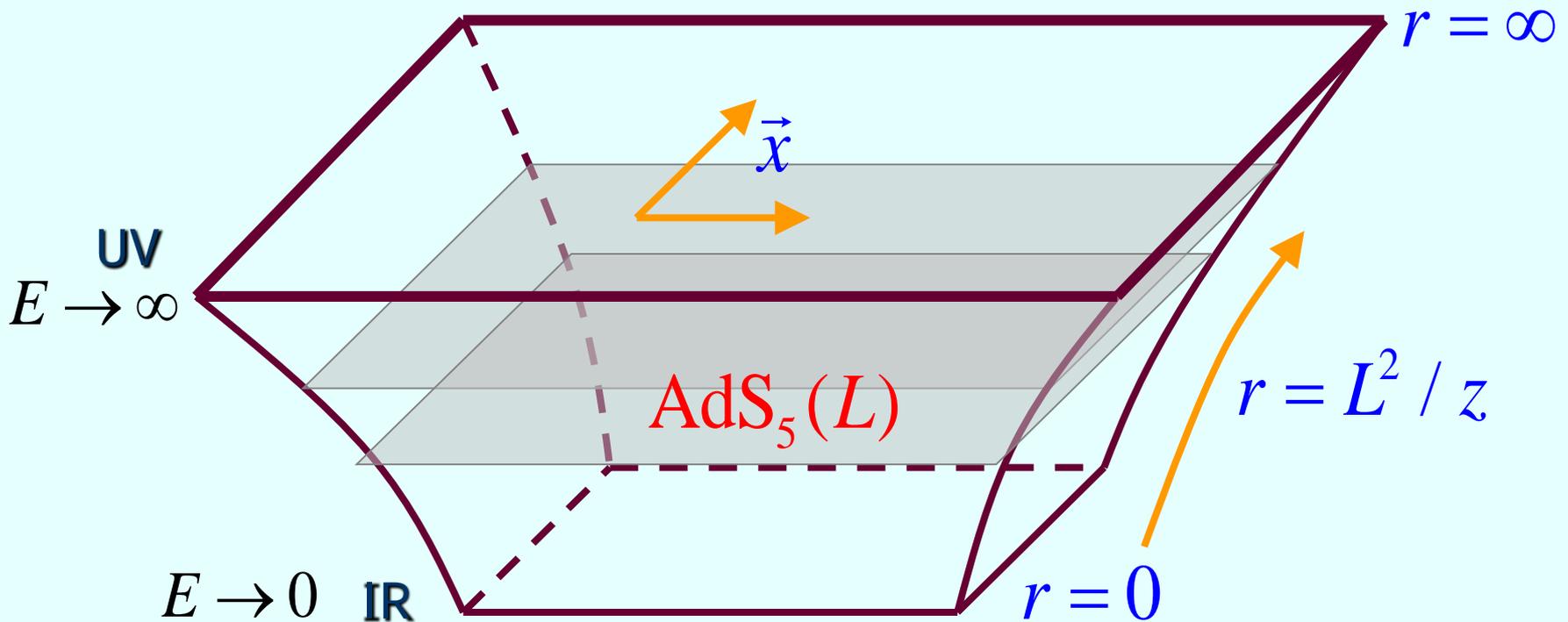


Diccionario AdS/CFT

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 $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv 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 $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ \equiv 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

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

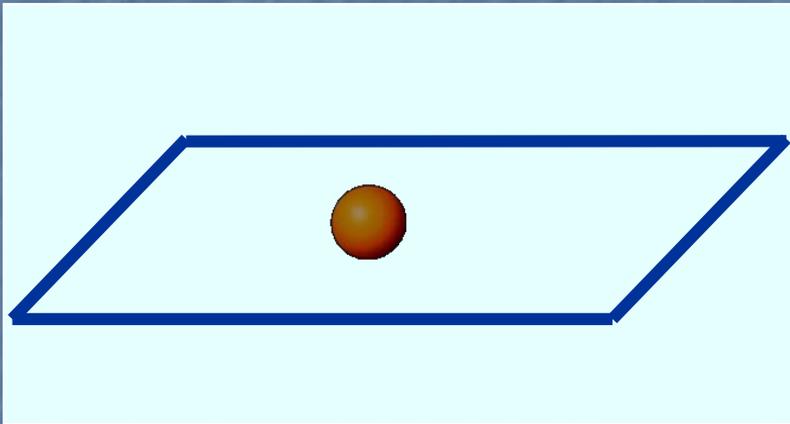
cuya **forma** nuevamente es la obligada para una CFT, y cuya **normalización constituye una predicción**

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

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

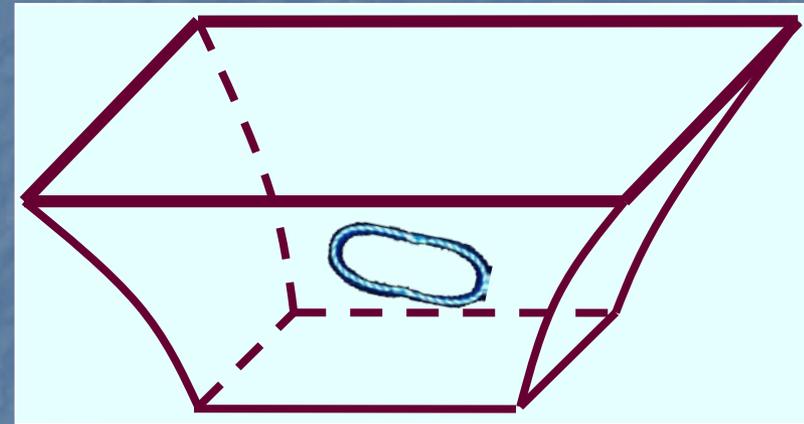
Agregando Quarks

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

=



=

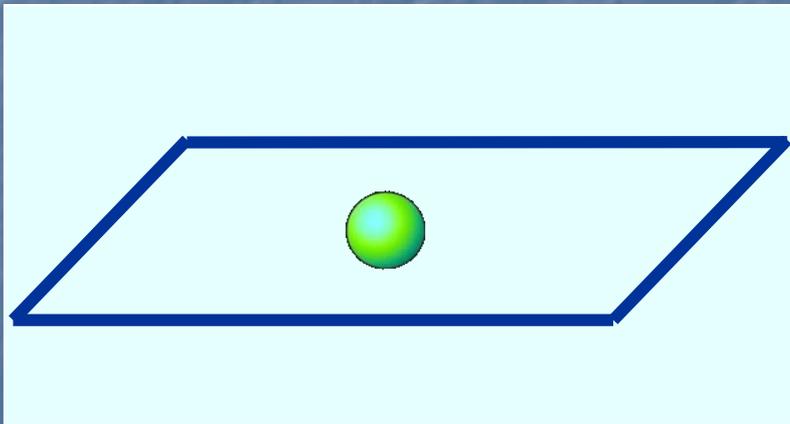
Cuerda cerrada

Agregando Quarks

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

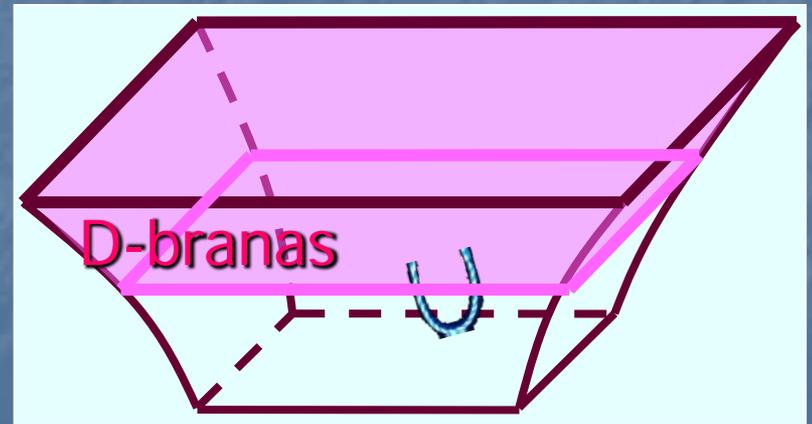
Si solo hay gluones (campos que son matrices $N_c \times N_c$, dando lugar a **glubolas**), tendremos una teoría donde las excitaciones son solo **cuerdas cerradas**

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

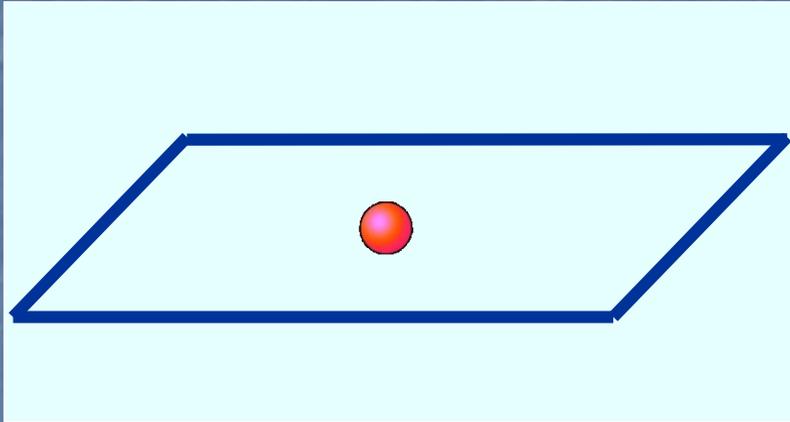
=



=

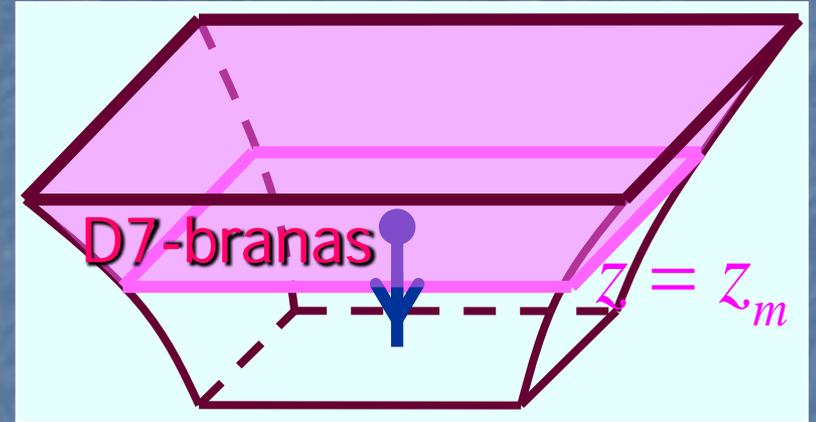
Cuerda abierta

Quark



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

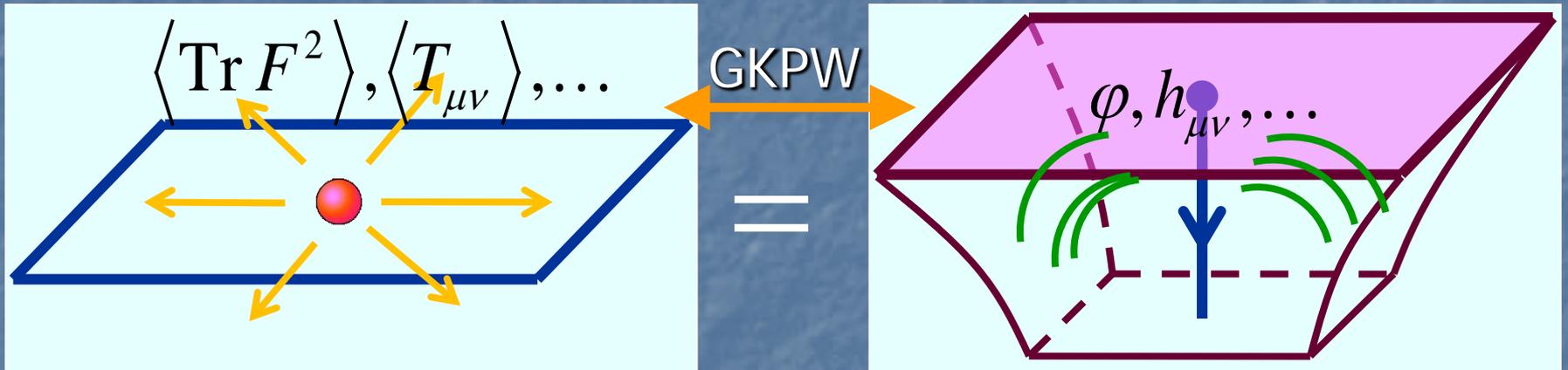
=



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

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

Quark



Quark con masa $m = \infty$ = Cuerda c/extremo en $z = 0$

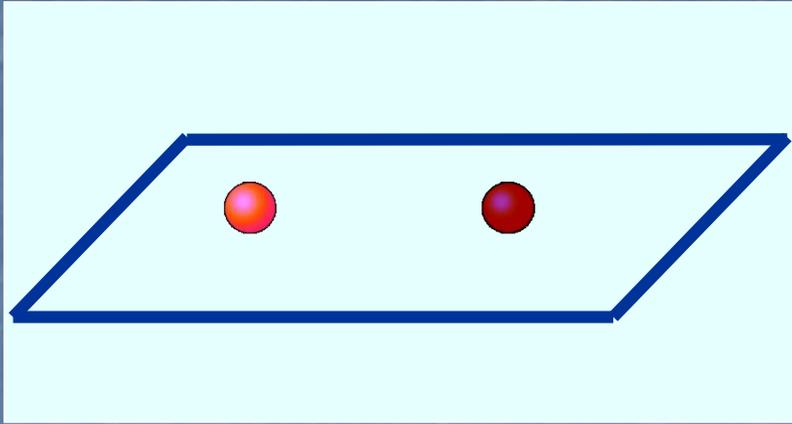
[Maldacena]

$$\text{P.ej., } \left\langle \text{Tr} \left[F^2(\vec{x}, t) + \dots \right] \right\rangle_q = \frac{\sqrt{g_{YM}^2 N_c}}{32\pi^2 |\vec{x}|^4}$$

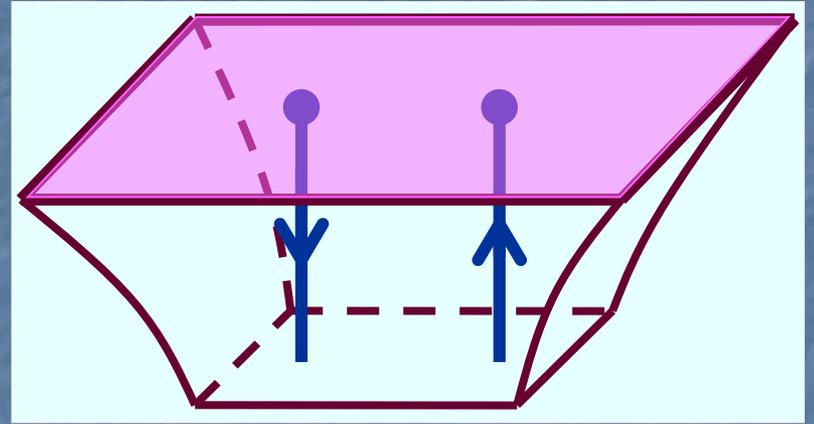
[Danielsson, Kruczenski, Keski-Vakkuri]

Perfil tipo Coulomb (como se espera por invariancia conforme) ✓

Quark y Antiquark



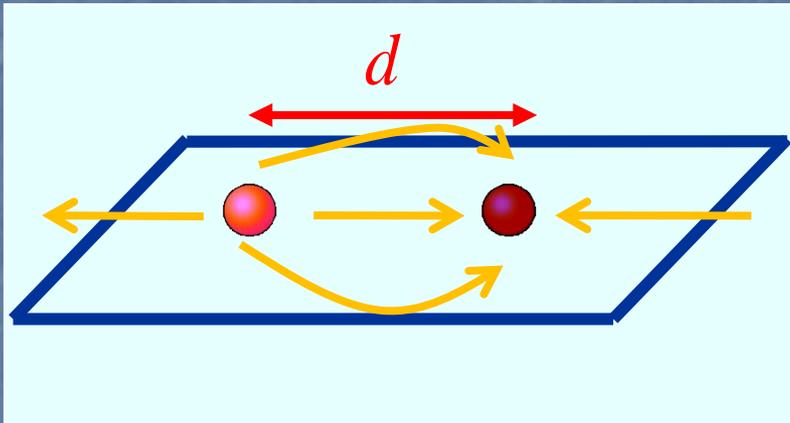
=



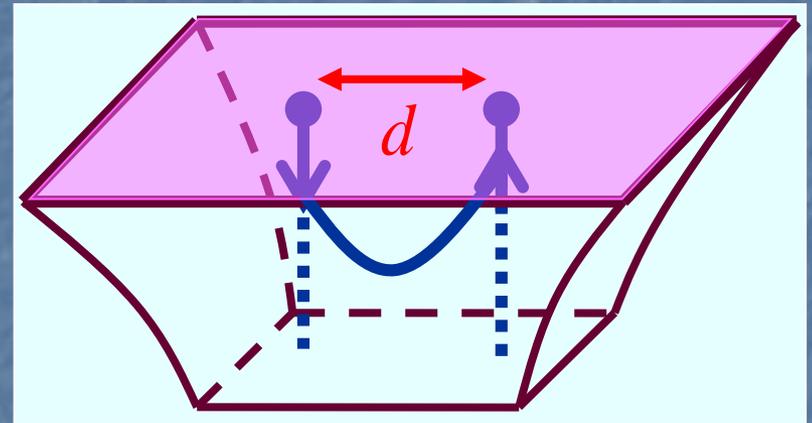
Quark y Antiquark
superpuestos

= 2 Cuerdas c/orientación opuesta

Quark-Antiquark



=



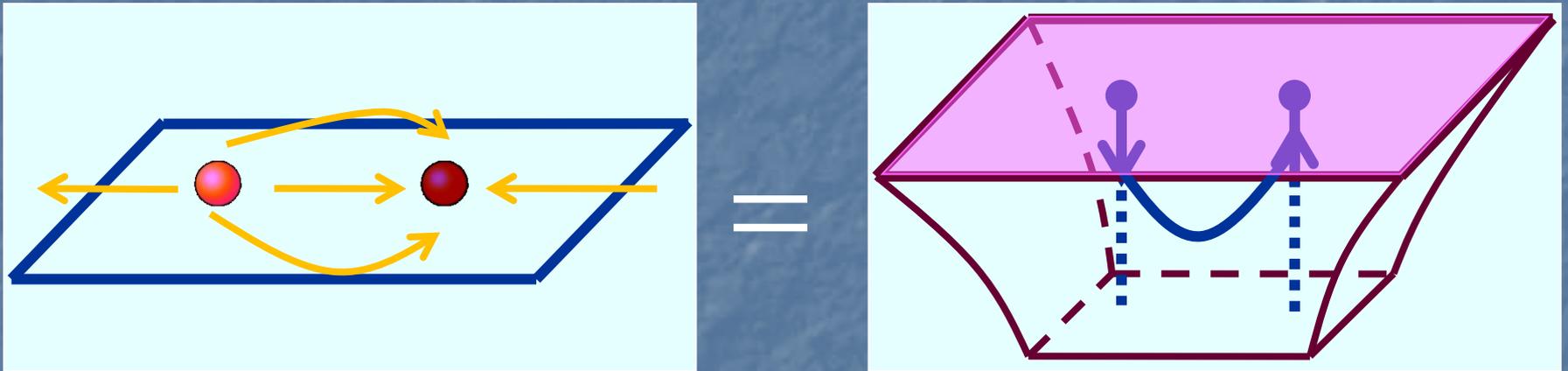
Quark-Antiquark = 1 Cuerda c/AMBOS extremos en $z = 0$

$$\left\langle \text{Tr} \left[F^2(\vec{x}, t) \right] \right\rangle_{q\bar{q} \quad |\vec{x}| \gg d} = \frac{15\Gamma(\frac{1}{4})^4 \sqrt{g_{YM}^2 N_c} d^3}{8(2\pi)^5 |\vec{x}|^7} \quad \left(\text{cf. } \frac{d^2}{|\vec{x}|^6} \right) \quad \checkmark$$

[Callan,AG]

[Klebanov,Maldacena,Thorn]

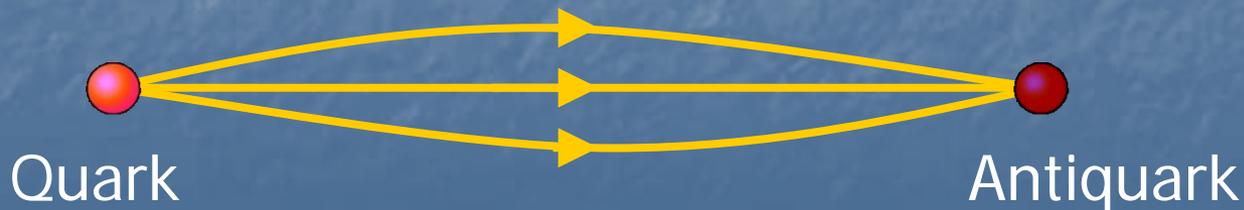
Quark-Antiquark



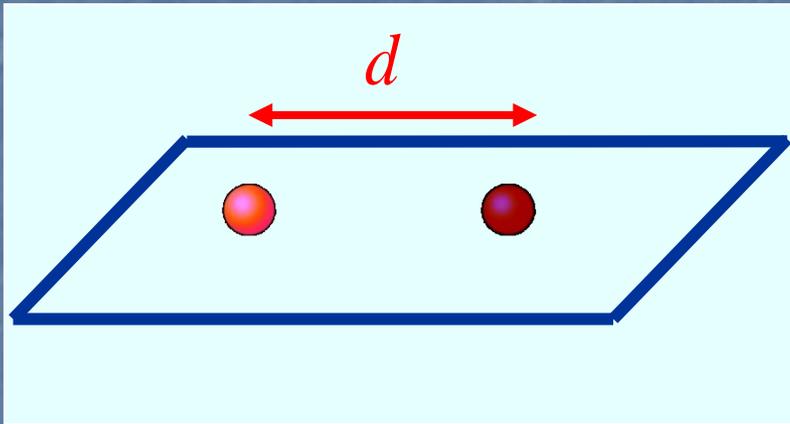
Quark-Antiquark = 1 Cuerda c/AMBOS extremos en $z = 0$

Extremos \leftrightarrow Quarks , Cuerda \leftrightarrow Campo Gluónico (+etc.)

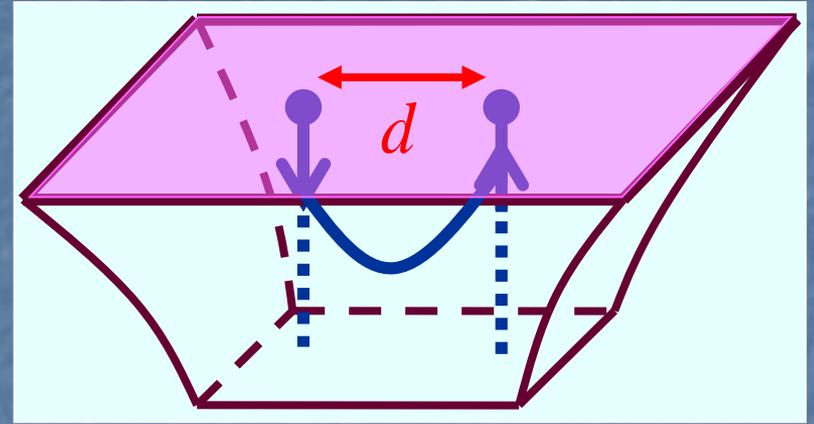
Es decir, ¡'cuerda de QCD' vive en 5 (+5) dimensiones!



Potencial Quark-Antiquark



=



Quark-Antiquark = 1 Cuerda c/AMBOS extremos en $z = 0$

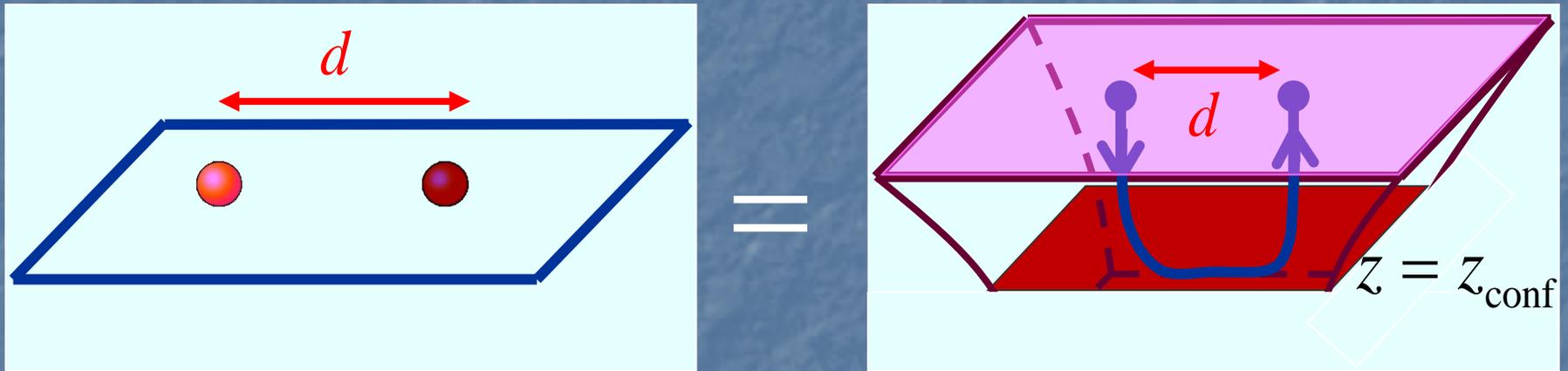
La energía de ligado (cuerda en forma de U – 2 cuerdas verticales) conduce al **potencial quark-antiquark**

$$V_{q\bar{q}}(d) = -\frac{4\pi^2 \sqrt{g_{YM}^2 N_c}}{\Gamma(\frac{1}{4})^4 d}$$

[Rey, Yee; Maldacena]



Potencial Quark-Antiquark



Quark-Antiquark = 1 Cuerda c/AMBOS extremos en $z = 0$

$$V_{q\bar{q}}^{T=0}(d) \propto d \quad [\text{Witten; Sonnenschein et al.; ...}]$$



En teorías con **confinamiento**, la geometría es distinta en el IR, y la cuerda NO logra descender arbitrariamente lejos de la frontera, dando lugar entonces al comportamiento lineal esperado

Diccionario 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 geometría del lado derecho es **dinámica**:

El espaciotiempo AdS_5 puro corresponde al **vacío** de SYM

Excitaciones sobre AdS_5 corresponden a otros estados

Hasta ahora hemos considerado *pequeñas* excitaciones

Pero también es posible mostrar que SYM hace contacto con **excitaciones grandes de la geometría** (y/u otros campos del fondo)

Diccionario 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 geometría del lado derecho es **dinámica**:

El espaciotiempo AdS_5 puro corresponde al **vacío** de SYM

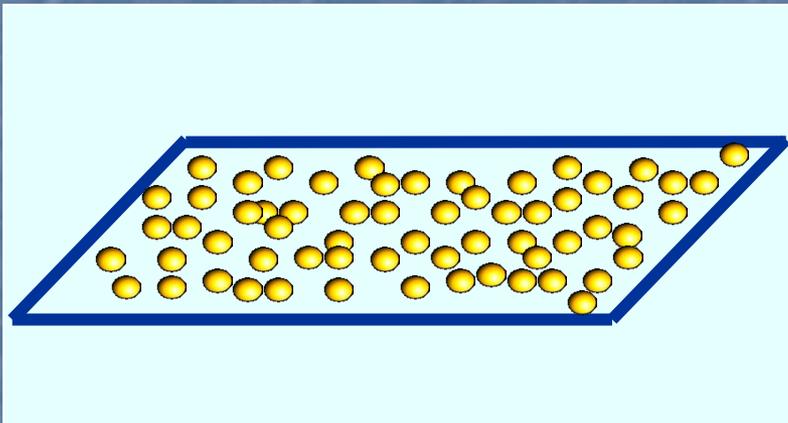
Excitaciones sobre AdS_5 corresponden a otros estados

P.ej., **agujero negro** en AdS_5 corresponde a ensamble con temperatura finita

$$ds_{\text{SchwAdS}}^2 = \left(\frac{L}{z}\right)^2 \left[\left(-\left(1 - \frac{z^4}{z_h^4}\right) dt^2 + d\vec{x}^2 \right) + \frac{dz^2}{\left(1 - \frac{z^4}{z_h^4}\right)} \right]$$

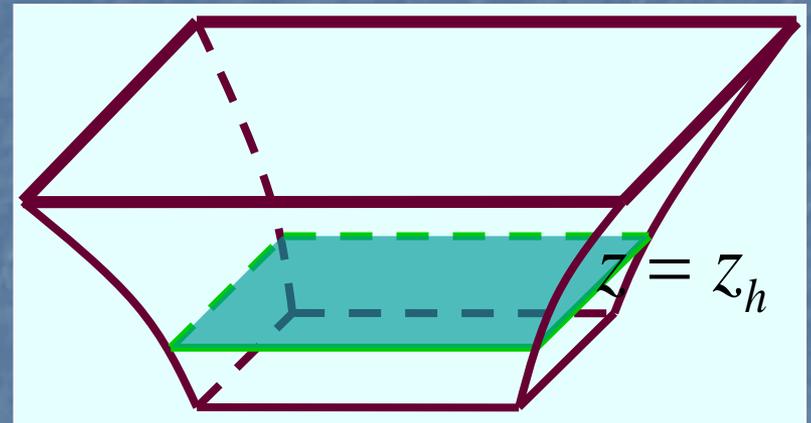
Diccionario AdS/CFT

$SYM \mathcal{N} = 4 \ SU(N_c)$ a T finita \equiv [Maldacena] Cuerdas IIB en espaciotiempo $SchwAdS_5(L, z_h) \times S^5(L)$



Plasma de gluones (+
escalares & fermiones)

$=$



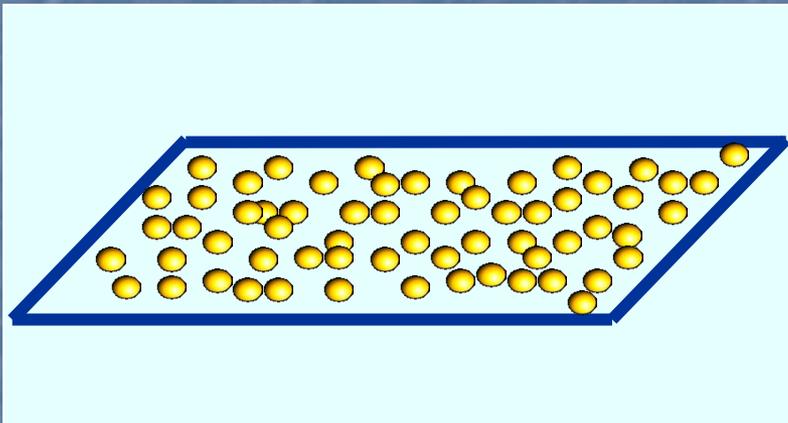
$=$

Agujero (brana) negro(a)
en AdS

$$T = \frac{r_h}{\pi L^2} = \frac{1}{\pi z_h} = T_H \quad \text{[Witten]}$$

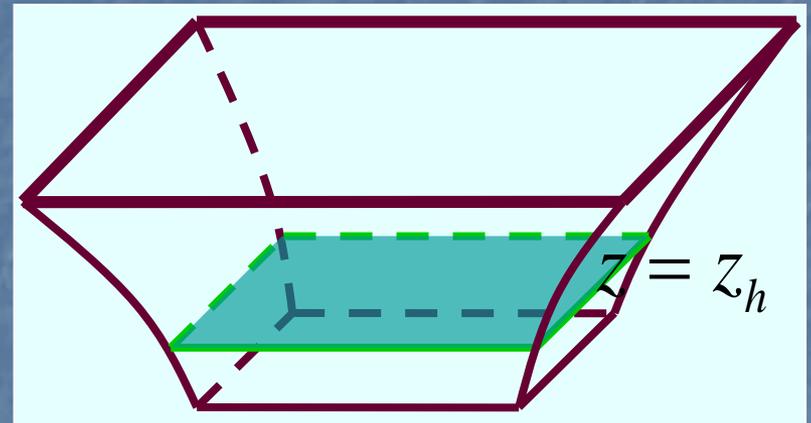
Diccionario AdS/CFT

$SYM \mathcal{N} = 4 \ SU(N_c)$ a T finita \equiv [Maldacena] Cuerdas IIB en espaciotiempo $SchwAdS_5(L, z_h) \times S^5(L)$



Plasma de gluones (+
escalares & fermiones)

\equiv



\equiv

Agujero (brana) negro(a)
en AdS

Este plasma nos sirve como **modelo de juguete** para el **plasma de quarks y gluones** (QGP) que se obtiene más allá de la temperatura de desconfinamiento de QCD

La temperatura necesaria es de **billones de grados**
(cien mil veces más caliente que el núcleo del Sol)

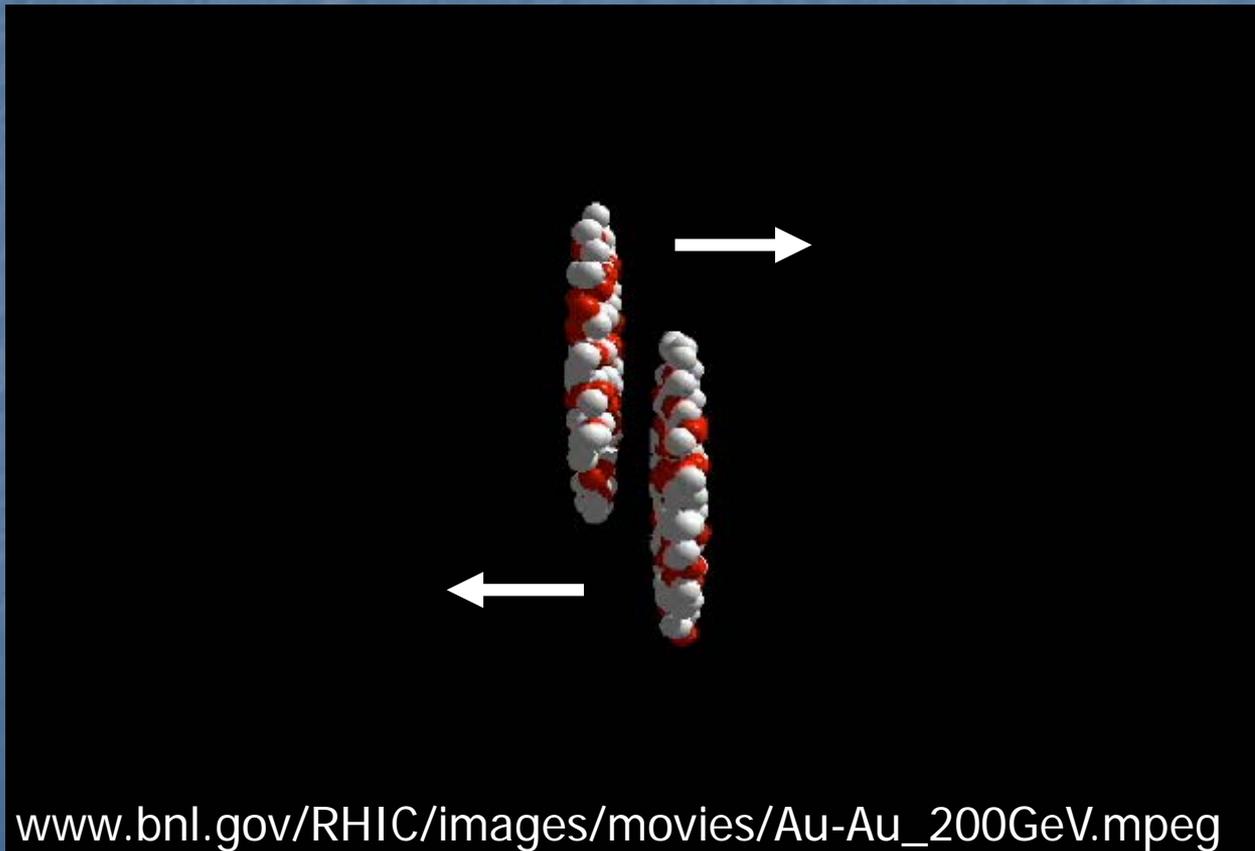


Increíblemente, se ha logrado alcanzar en el acelerador de partículas estadounidense **RHIC** y en el europeo **LHC**



QGP en RHIC (y LHC)

Au+Au (400 nucleones)
100 GeV/nucleón



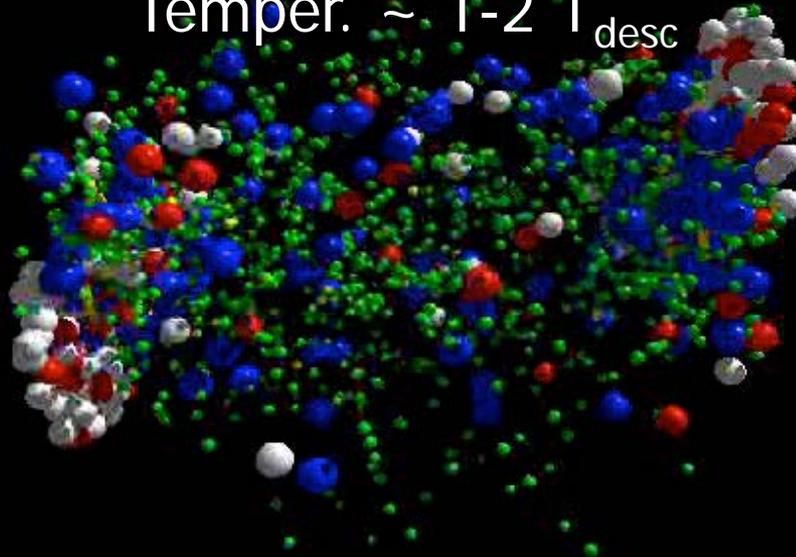
QGP en RHIC (y LHC)

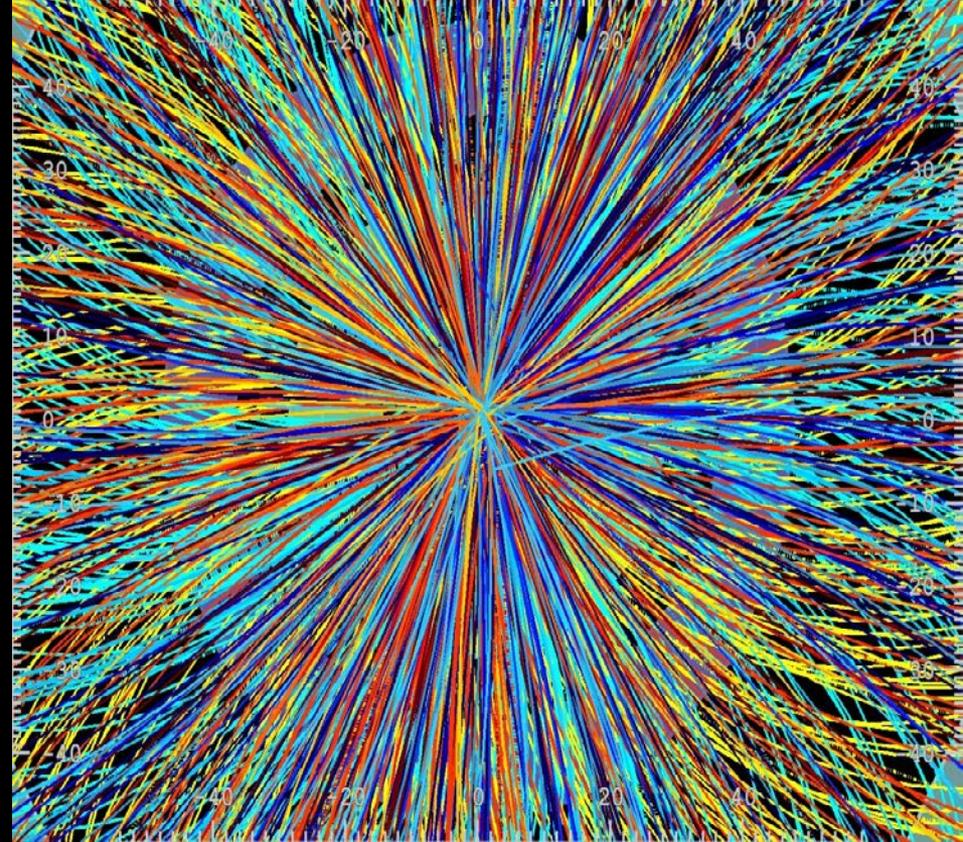
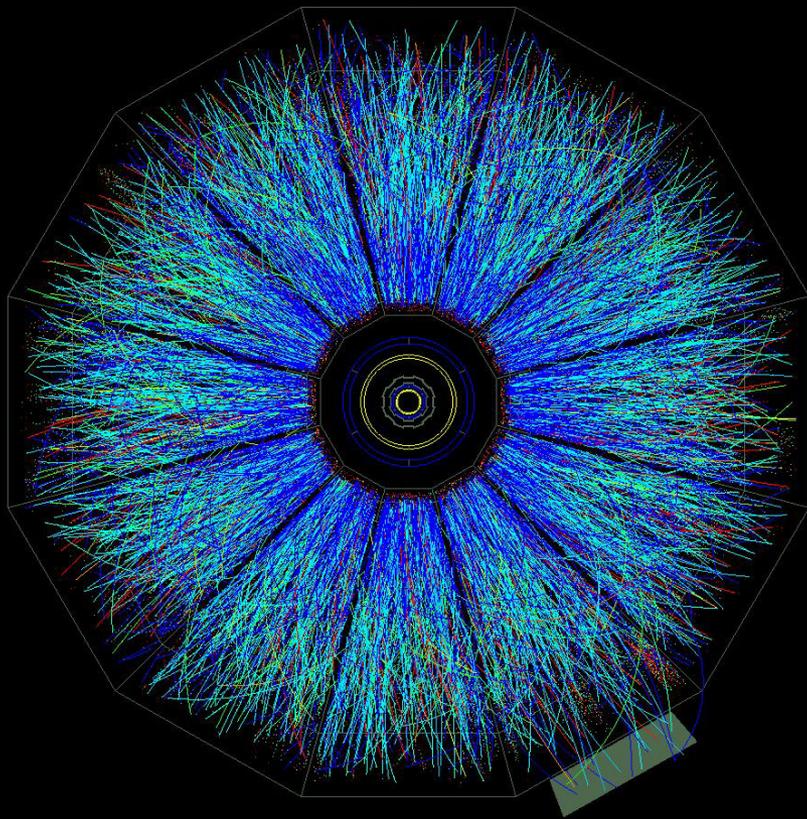
Au+Au (400 nucleones) \rightarrow QGP \rightarrow ~5000 hadrones+etc.
100 GeV/nucleón \rightarrow ~2 GeV/hadrón

Tamaño $\sim 10^{-14}$ m

Duración $\sim 10^{-22}$ s

Temper. $\sim 1-2 T_{desc}$





Plasma fuertemente acoplado

$$g_{YM}^2 \approx 3-10$$

$$g_{YM}^2 / 4\pi \approx 0.3-1$$

$$g_{YM}^2 N_c \approx 10-30$$

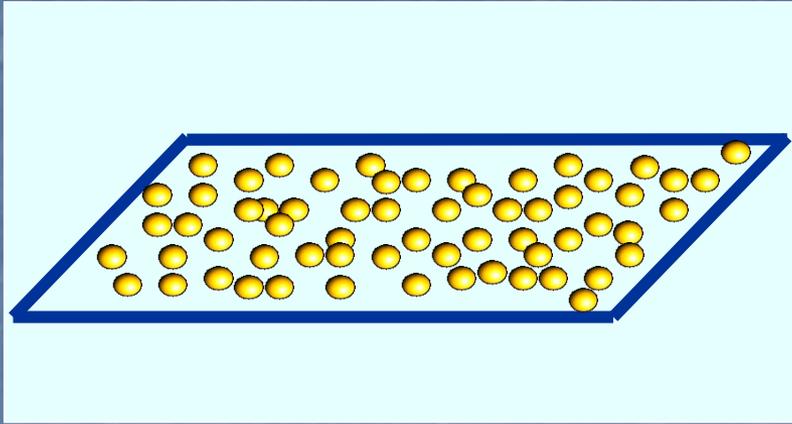
$$N_c = 3$$

Plasmas en
AdS/CFT:

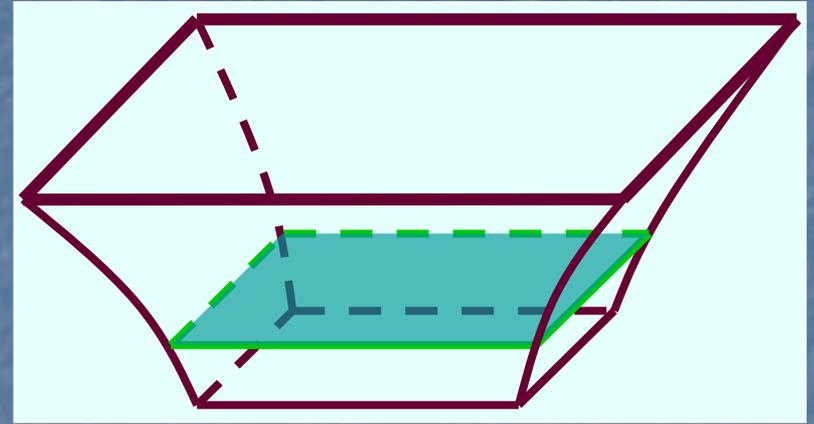
$$g_{YM}^2 N_c \gg 1$$

$$N_c \gg 1$$

Aplicación: Entropía de Plasma



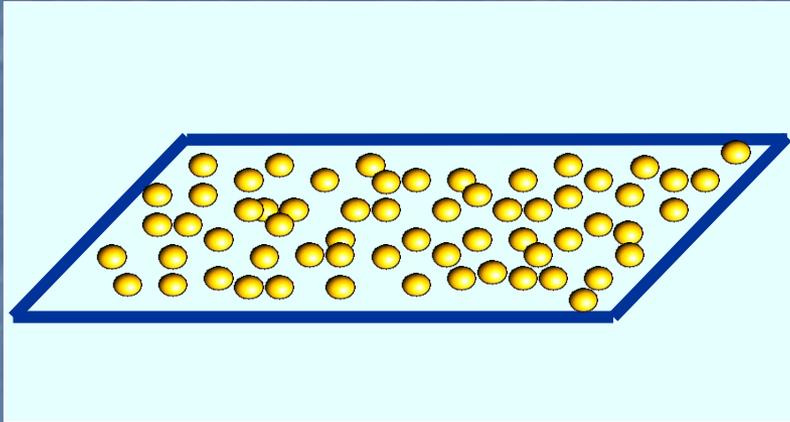
=



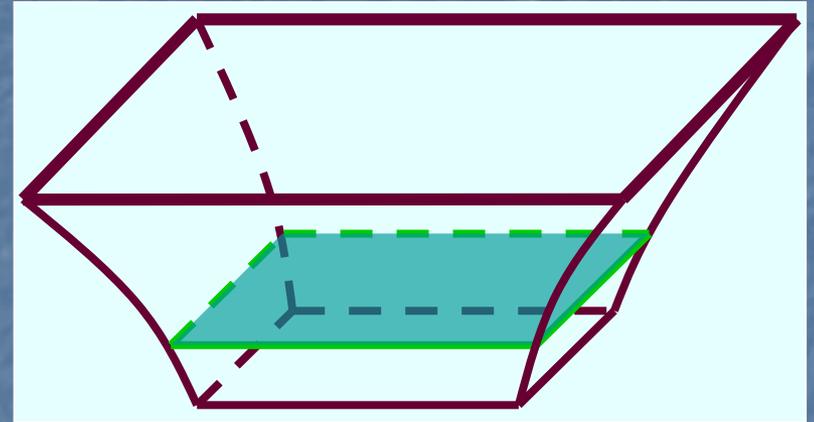
$$S_{\text{plasma}} = S_{\text{BH}} = \frac{A_H}{4G_N} \leftarrow \text{área del horizonte}$$

[Bekenstein, Hawking]

Aplicación: Entropía de Plasma



=



$$g_{YM}^2 N_c \ll 1 \Rightarrow$$

$$S_{\text{plasma}} = \frac{2\pi^2}{3} N_c^2 T^3 V$$

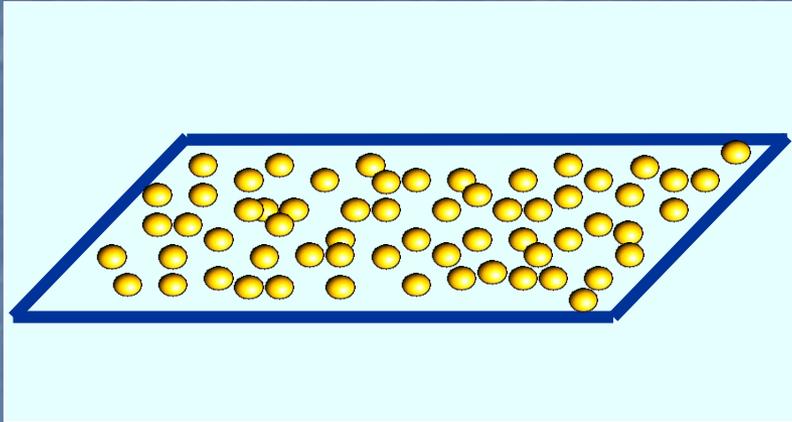
$$g_{YM}^2 N_c \gg 1 \Rightarrow$$

$$S_{\text{BH}} = \frac{2\pi^2}{3} N_c^2 T^3 V \left(\frac{3}{4} \right)$$

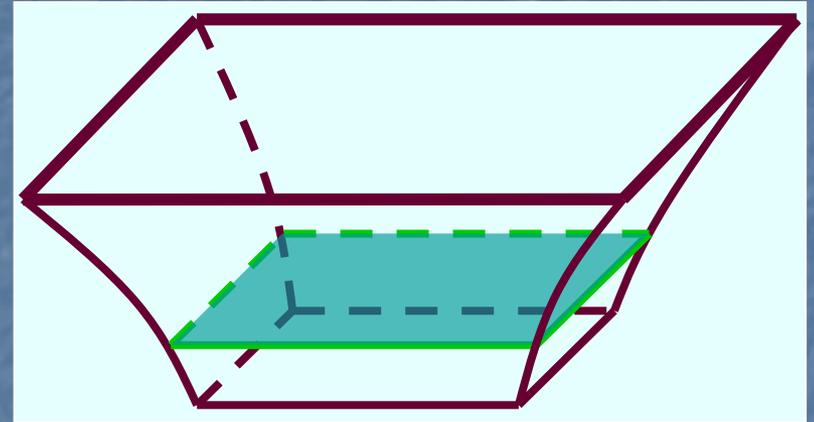
→
Predicción

holográfica [Gubser, Klebanov, Peet]

Aplicación: Entropía de Plasma



=



$$g_{YM}^2 N_c \ll 1 \Rightarrow$$

$$S_{\text{plasma}} = \frac{2\pi^2}{3} N_c^2 T^3 V \left(1 - \frac{3g_{YM}^2 N_c}{4\pi^2} + \dots \right)$$

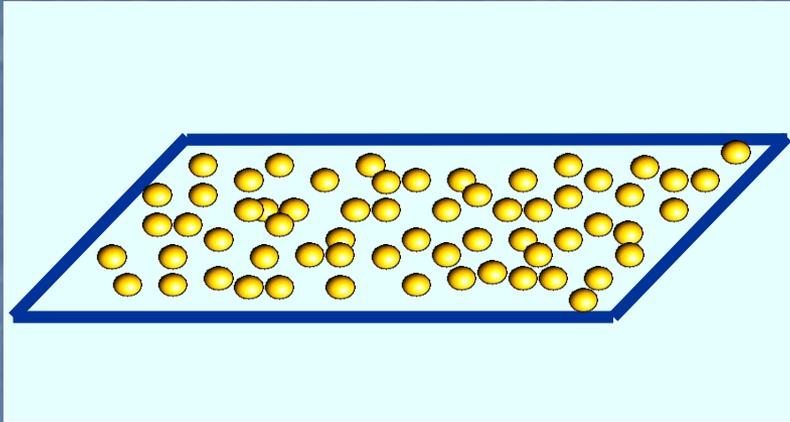
[Gubser, Klebanov, Peet;
Fotopoulos, Taylor]

$$g_{YM}^2 N_c \gg 1 \Rightarrow$$

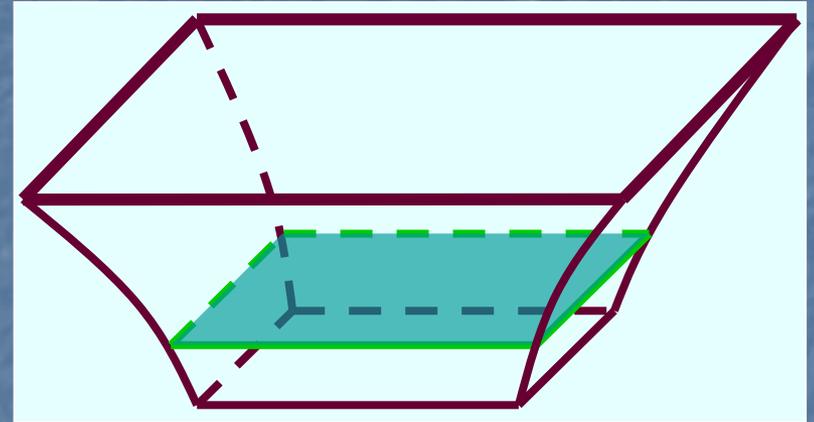
$$S_{\text{BH}} = \frac{2\pi^2}{3} N_c^2 T^3 V \left(\frac{3}{4} + \frac{45\zeta(3)}{64\sqrt{2} (g_{YM}^2 N_c)^{3/2}} + \dots \right)$$

[Gubser, Klebanov, Peet;
Gubser, Klebanov, Tseytlin]

Aplicación: Entropía de Plasma



=



$$g_{YM}^2 N_c \ll 1 \Rightarrow$$

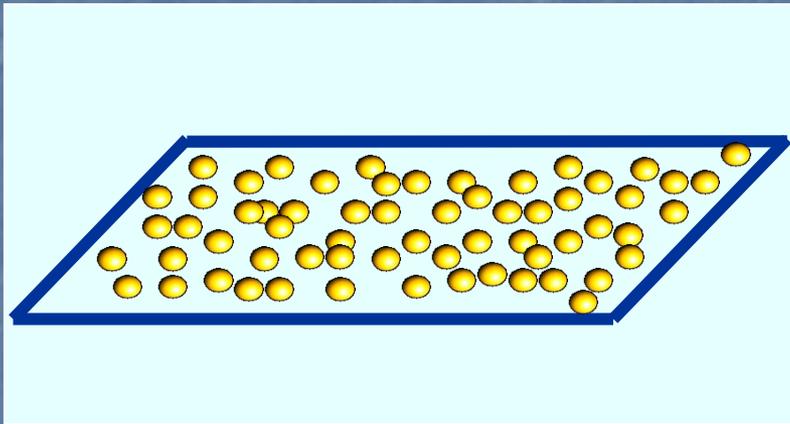
$$S_{\text{plasma}} = \frac{2\pi^2}{3} N_c^2 T^3 V \left(1 - \frac{3g_{YM}^2 N_c}{4\pi^2} + \dots \right)$$

$$g_{YM}^2 N_c \gg 1 \Rightarrow$$

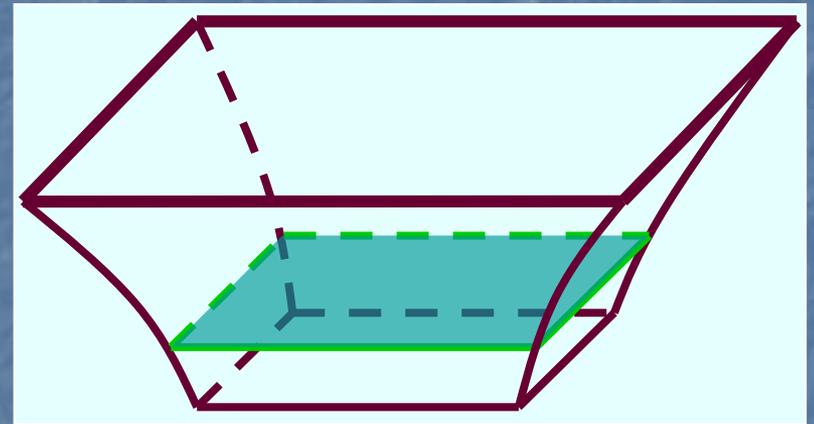
$$S_{\text{BH}} = \frac{2\pi^2}{3} N_c^2 T^3 V \left(\frac{3}{4} + \frac{45\zeta(3)}{64\sqrt{2} (g_{YM}^2 N_c)^{3/2}} + \dots \right)$$

Este es un resultado de **primeros principios** en SYM $\mathcal{N} = 4$
fuertemente acoplada (interesante en sí mismo)...

Aplicación: Entropía de Plasma



=



$$g_{YM}^2 N_c \ll 1 \Rightarrow$$

$$S_{\text{plasma}} = \frac{2\pi^2}{3} N_c^2 T^3 V \left(1 - \frac{3g_{YM}^2 N_c}{4\pi^2} + \dots \right)$$

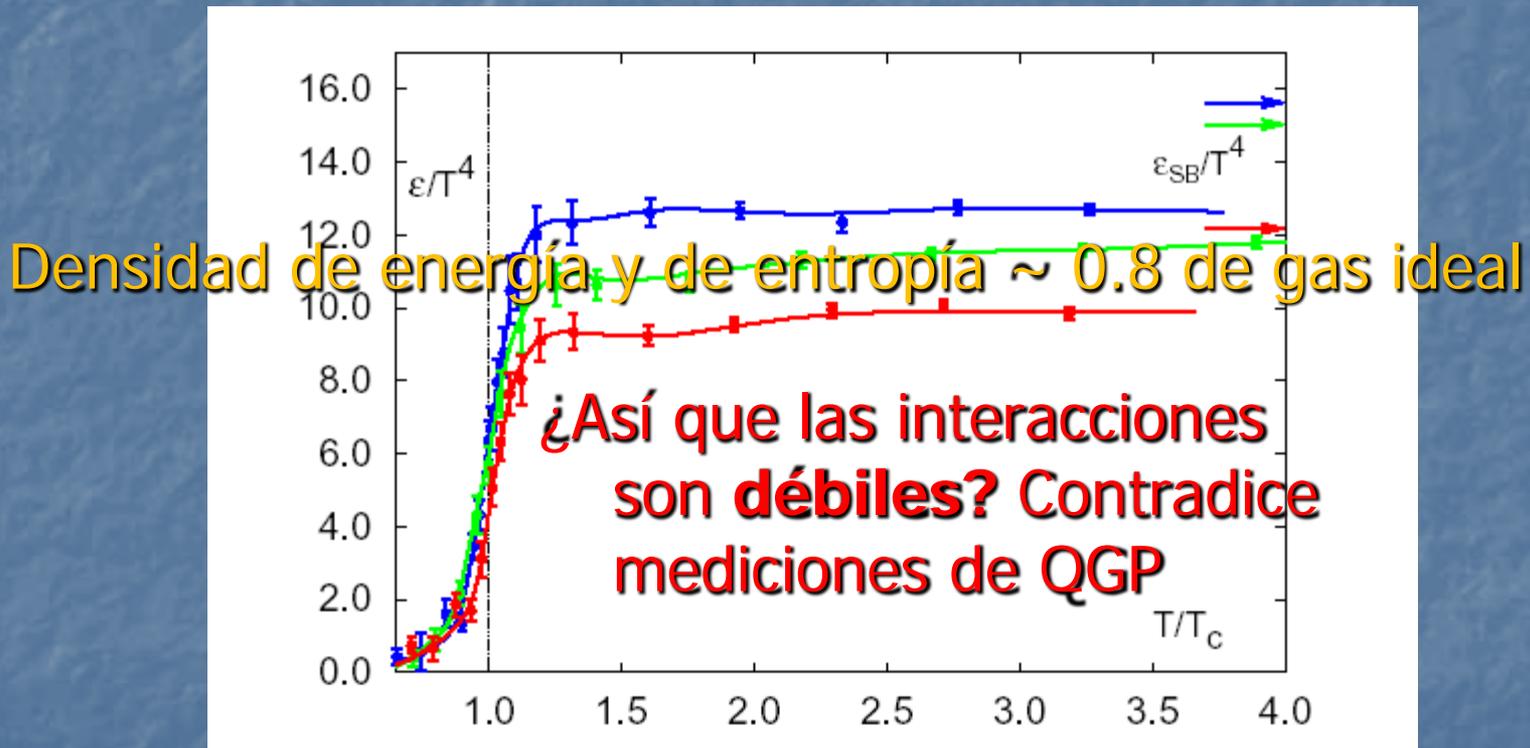
$$g_{YM}^2 N_c \gg 1 \Rightarrow$$

$$S_{\text{BH}} = \frac{2\pi^2}{3} N_c^2 T^3 V \left(\frac{3}{4} + \frac{45\zeta(3)}{64\sqrt{2} (g_{YM}^2 N_c)^{3/2}} + \dots \right)$$

... que además puede pensarse como un modelo de juguete para la entropía en QGP (disponible con QCD en retícula)

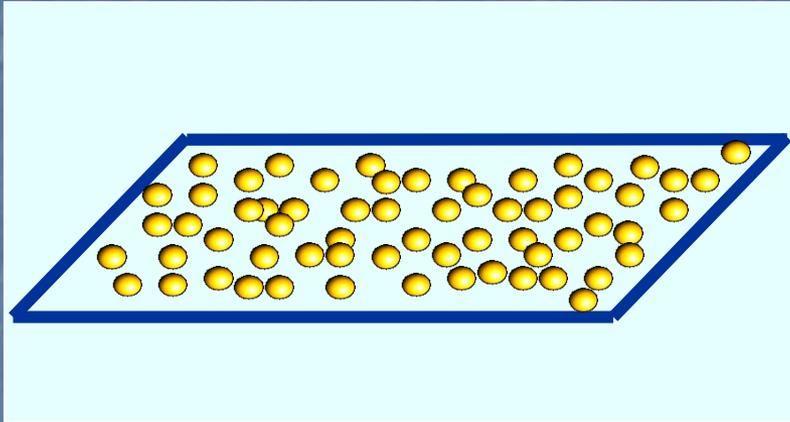
QGP con QCD en la Retícula

Cálculos numéricos dan desconfinamiento a $T_c \approx 190\text{MeV}$

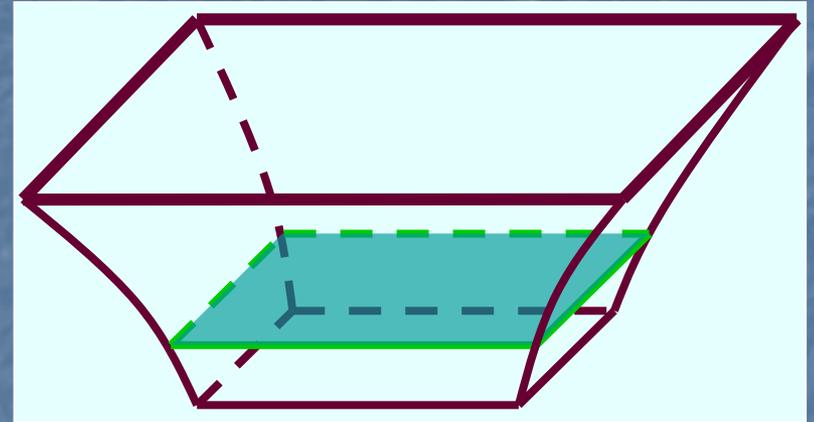


De: F. Karsch, hep-lat/0106019

Aplicación: Entropía de Plasma



=



$$g_{YM}^2 N_c \ll 1 \Rightarrow$$

$$S_{\text{plasma}} = \frac{2\pi^2}{3} N_c^2 T^3 V \left(1 - \frac{3g_{YM}^2 N_c}{4\pi^2} + \dots \right)$$

$$g_{YM}^2 N_c \gg 1 \Rightarrow$$

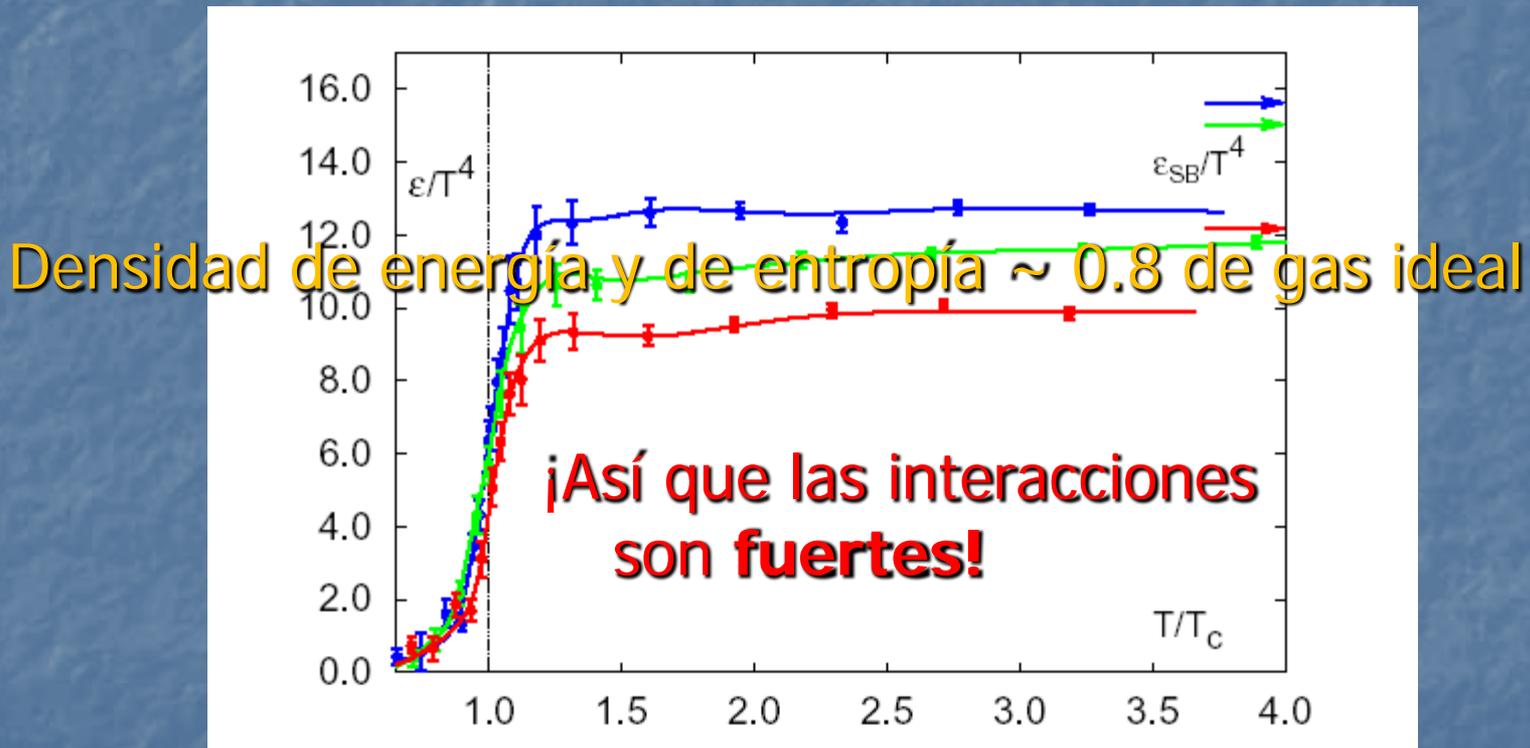
$$S_{\text{BH}} = \frac{2\pi^2}{3} N_c^2 T^3 V \left(\frac{3}{4} + \frac{45\zeta(3)}{64\sqrt{2} (g_{YM}^2 N_c)^{3/2}} + \dots \right)$$

[Gubser, Klebanov, Peet]

$$\frac{S(g_{YM}^2 N_c = \infty)}{S(g_{YM}^2 N_c = 0)} = 0.75 \quad \text{¡cercano a } \sim 0.8 \text{ de QCD en la red!}$$

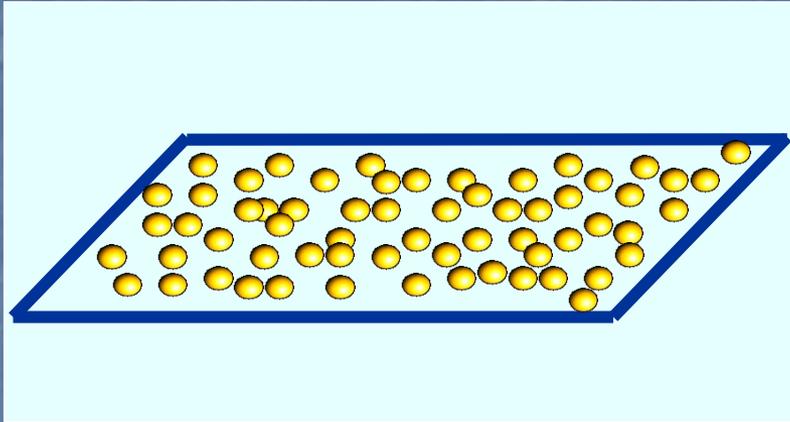
QGP con QCD en la Retícula

Cálculos numéricos dan desconfinamiento a $T_c \approx 190\text{MeV}$

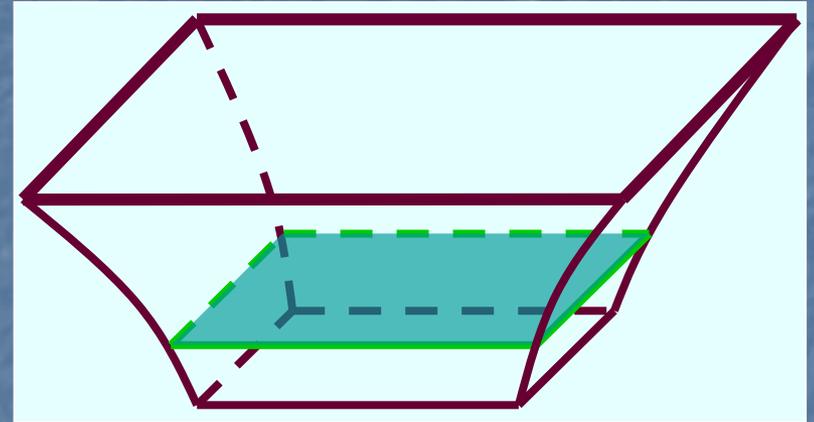


De: F. Karsch, hep-lat/0106019

Aplicación: Viscosidad ('de corte')



=



$$\eta = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{1}{2\omega} \int d^4x e^{i\omega t} \langle [T_{xy}(x), T_{xy}(0)] \rangle = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{1}{16\pi G_N} \sigma_{h_{\mu\nu}}(\omega)$$

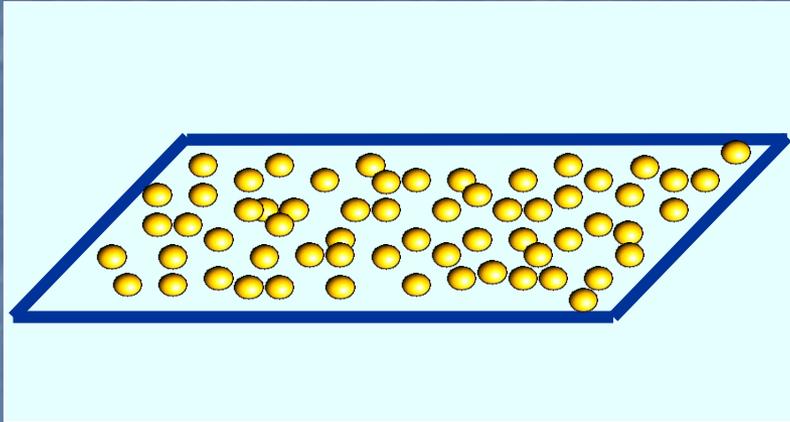
[Kubo]

[Callan; Gubser, Klebanov, Polyakov; Witten]

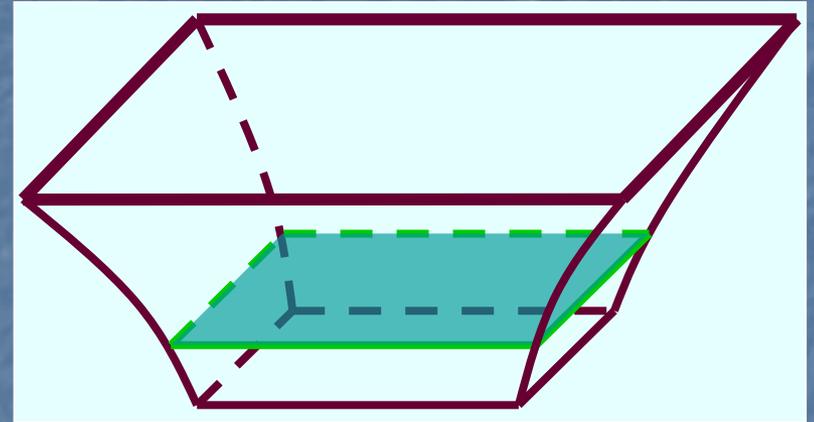
Correlador de 2 puntos
del tensor de
energía-momento

Sección eficaz de absorción
de gravitones

Aplicación: Viscosidad ('de corte')



=



$$g_{YM}^2 N \ll 1 \Rightarrow$$

$$\frac{\eta}{s} \sim \frac{\hbar/k_B}{(g_{YM}^2 N)^2 \log(1/g_{YM}^2 N)} \gg \frac{\hbar}{k_B}$$

[Arnold, Moore, Yaffe]

$$g_{YM}^2 N \gg 1 \Rightarrow$$

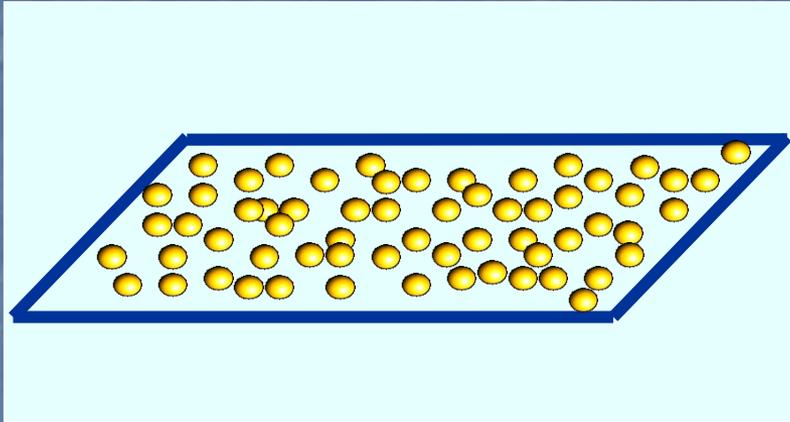
$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{k_B} \left(\frac{1}{4\pi} + \frac{135\zeta(3)}{64\sqrt{2}\pi(g_{YM}^2 N)^{3/2}} + \dots \right) \ll \frac{\hbar}{k_B}$$

[Policastro, Son, Starinets; Buchel, Liu, Starinets]

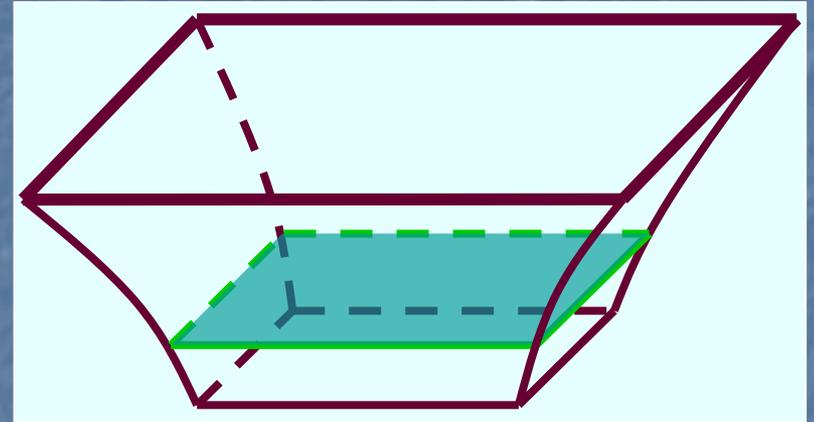
NO accesible con QCD en retícula

¿Comparar con experimento?

Aplicación: Viscosidad ('de corte')



=



$$g_{YM}^2 N \ll 1 \Rightarrow$$

$$\frac{\eta}{s} \sim \frac{\hbar/k_B}{(g_{YM}^2 N)^2 \log(1/g_{YM}^2 N)} \gg \frac{\hbar}{k_B}$$

[Arnold, Moore, Yaffe]

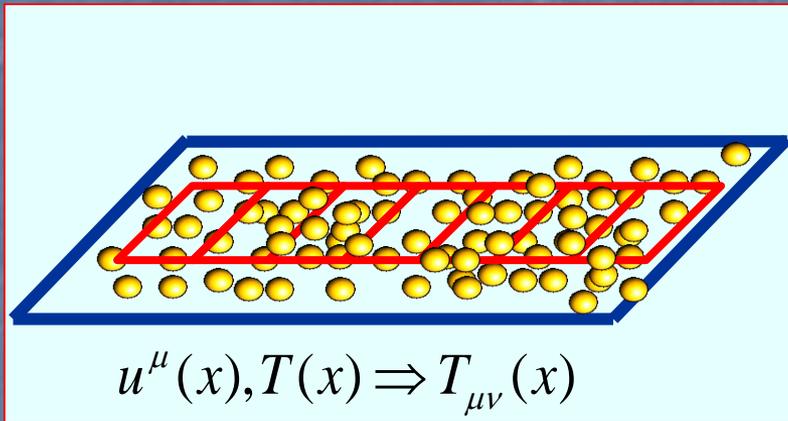
$$g_{YM}^2 N \gg 1 \Rightarrow$$

$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{k_B} \left(\frac{1}{4\pi} + \frac{135\zeta(3)}{64\sqrt{2}\pi(g_{YM}^2 N)^{3/2}} + \dots \right) \ll \frac{\hbar}{k_B}$$

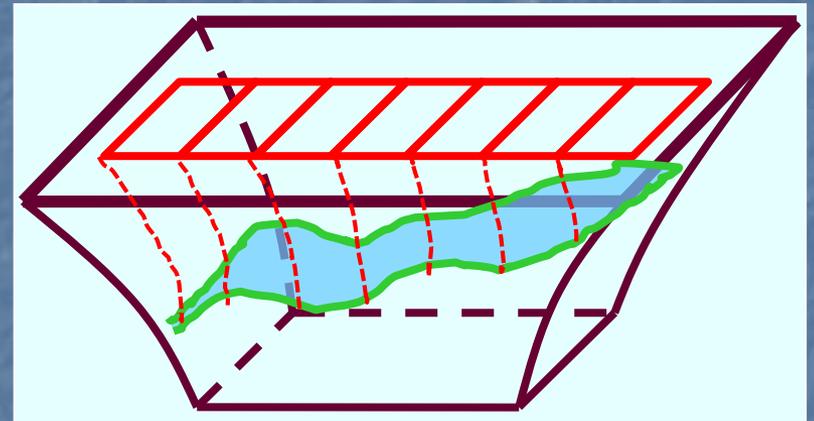
[Policastro, Son, Starinets; Buchel, Liu, Starinets]

Universal: igual en todos los ejemplos holográficos ~ 0.08
 ¡¡Y cercano a valor $\sim 0.1-0.2$ estimado en RHIC y LHC!!

Correspondencia Fluidos/Gravedad



=



Descripción hidrodinámica

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$$

$(\mu, \nu = 0, \dots, 3)$



Agujero negro no uniforme

$$R_{mn} - \frac{1}{2} R g_{mn} = -\Lambda g_{mn}$$

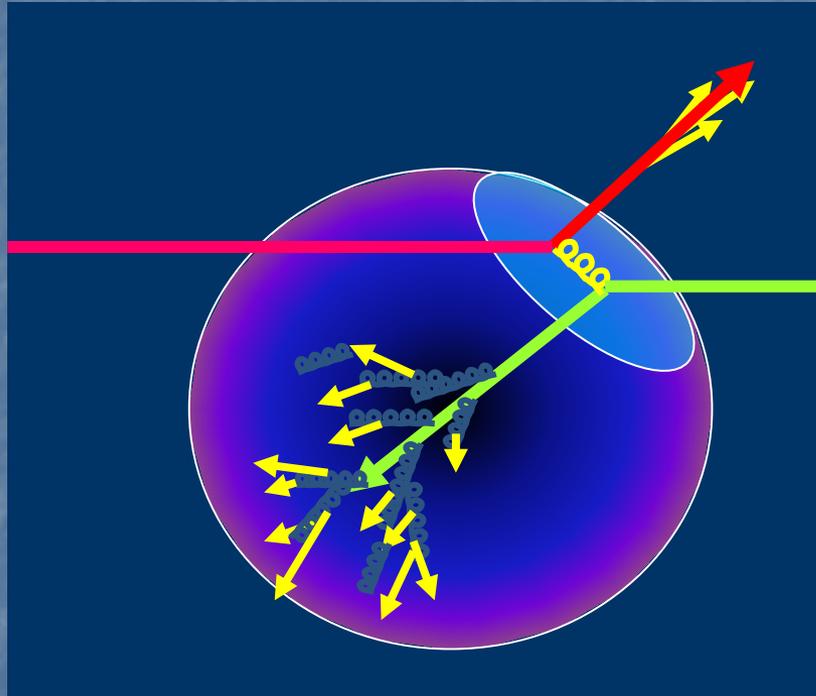
$(m, n = 0, \dots, 3, r)$

[Bhattacharyya, Hubeny, Minwalla, Rangamani]

¡¡Navier-Stokes=Einstein!!

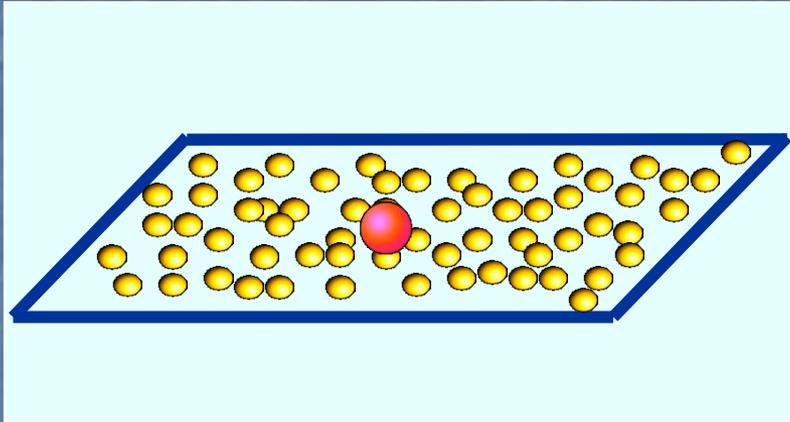
Aplicación: Pérdida de Energía

En RHIC/LHC se observa **pérdida significativa de energía** de quarks que atraviesan el medio ("supresión de jets")



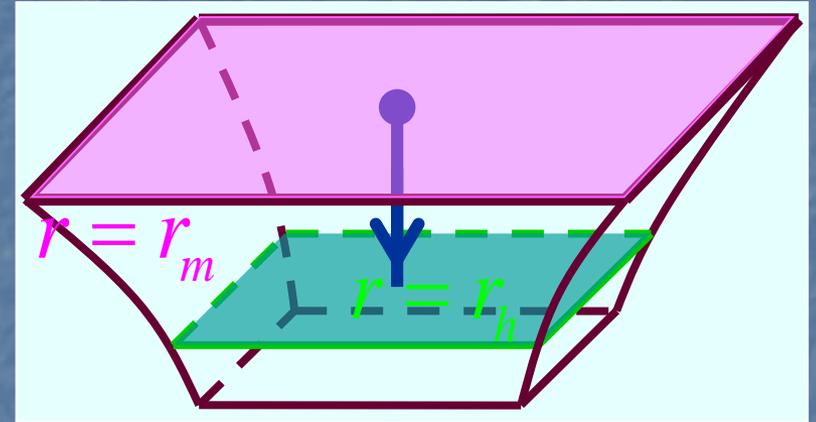
¿Cuánta energía pierde el quark?
¿A dónde se va esta energía?

Aplicación: Pérdida de Energía



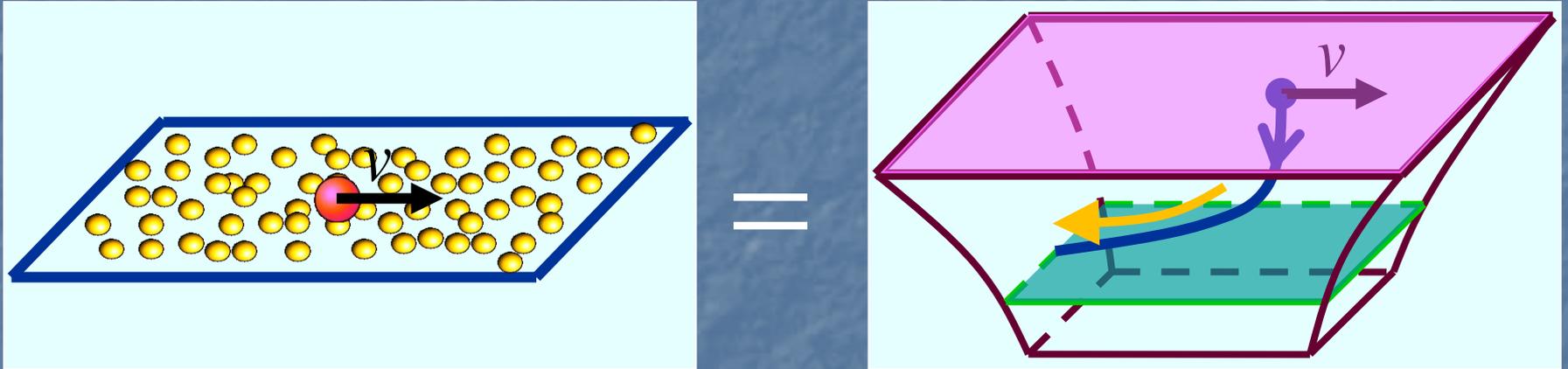
Quark pesado en plasma
de SYM ($m \gg T$)

=



= Cuerda vertical en Schw-AdS
desde $r = r_m$ a $r = r_h \ll r_m$

Aplicación: Pérdida de Energía

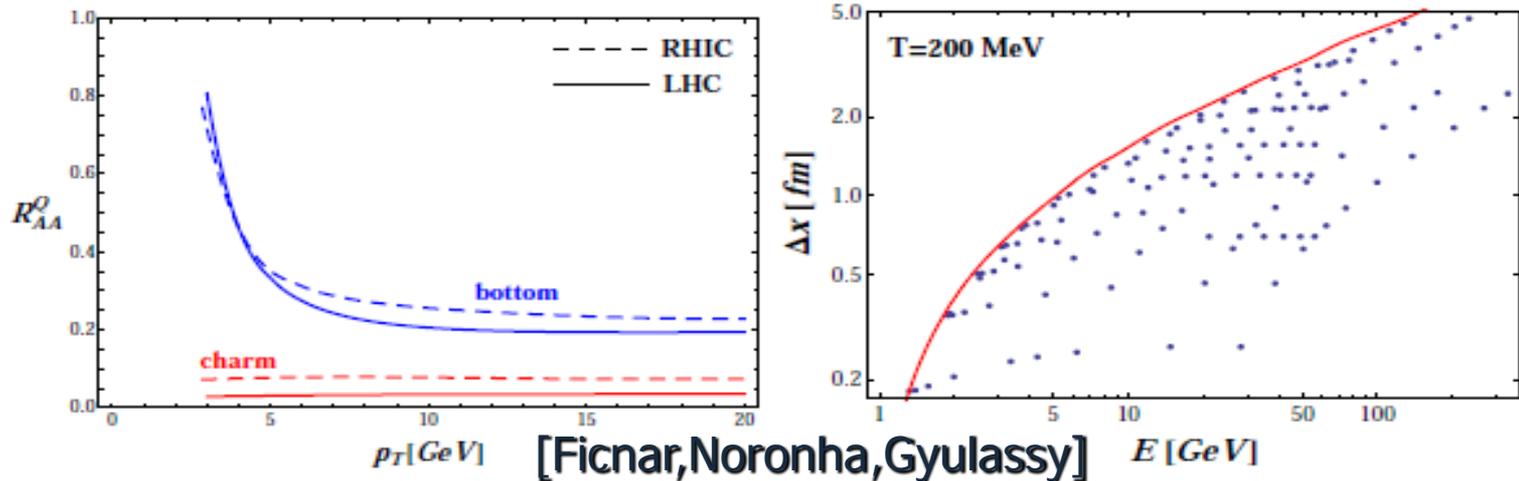
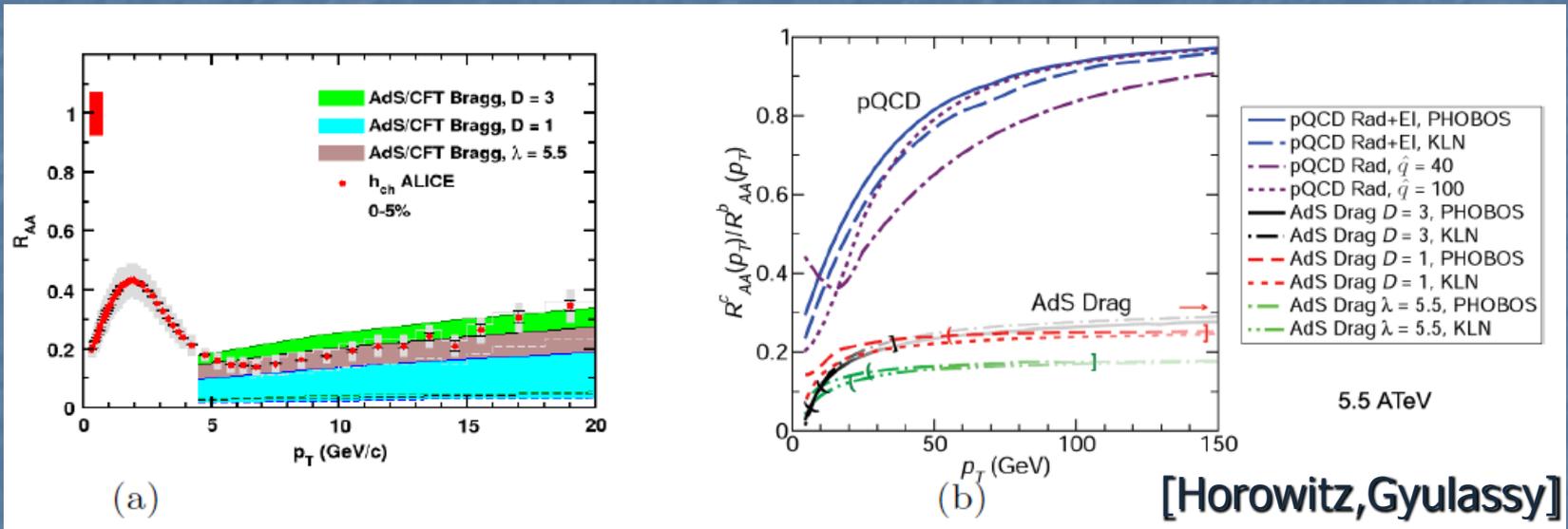


Para quark en movimiento, la cuerda cuelga detrás del extremo, y actúa como un sumidero de energía, i.e., el quark tiene una 'cola', ¡que es la responsable de **fuerza de arrastre** esperada!

Tasa de Pérdida de Energía:
$$\frac{dE}{dx} = -\frac{\pi}{2} \sqrt{\lambda T^2} \frac{v}{\sqrt{1-v^2}} = \frac{dp_x}{dt}$$

[Herzog, Karch, Kovtun, Kozcaz, Yaffe; Gubser; Casalderrey-Solana, Teaney]

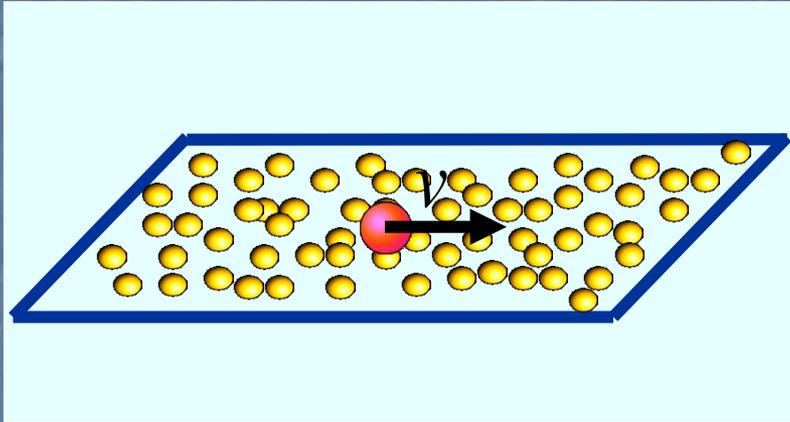
Los números otra vez dan resultados aproximadamente en el rango esperado y dan pie a **modelos fenomenológicos**, como p.ej.,



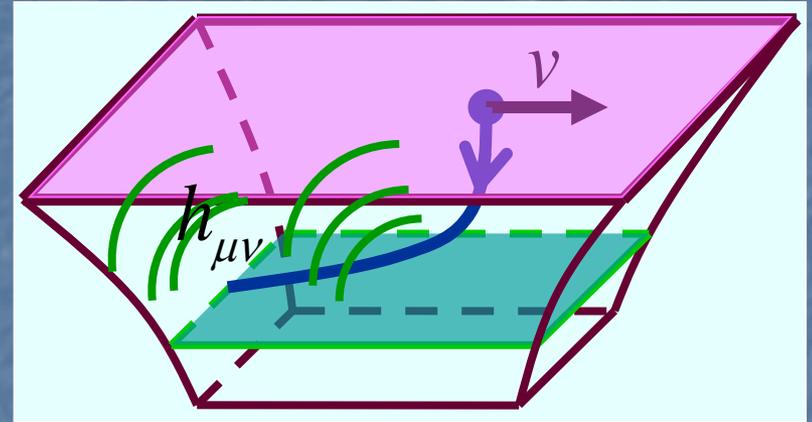
NOTA: las comparaciones de este tipo contra datos experimentales NO ponen a prueba a la correspondencia holográfica por sí sola, sino **en combinación con las suposiciones específicas del modelo fenomenológico**

La novedad importante es que gracias a la holografía ahora tenemos cierta **intuición para el régimen de acoplamiento fuerte**

Aplicación: Pérdida de Energía



=



Es posible determinar perfil de energía disipada a partir de

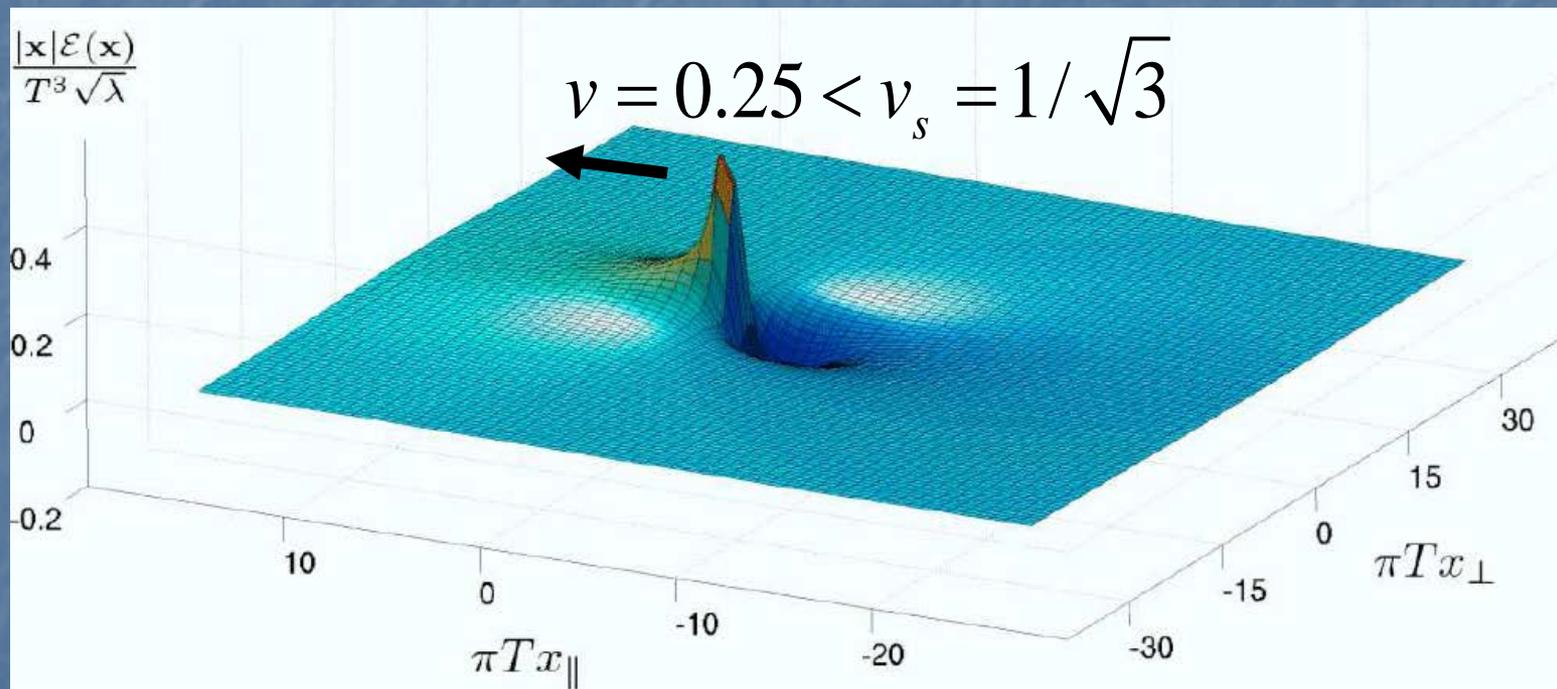
$$\left\langle T_{\mu\nu}(x) \right\rangle_{q,v} \leftrightarrow h_{\mu\nu}(x, r = \infty)$$

[Friess,Gubser,Michalogiorgakis;
Friess,Gubser,Michalogiorgakis,Pufu;
Yarom; Gubser,Pufu; Gubser,Pufu,Yarom;
Chesler,Yaffe; Noronha,Torrieri,Gyulassy;
Betz,Gyulassy,Noronha,Torrieri; etc.]

Aplicación: Pérdida de Energía

Densidad de energía en estela generada por quark

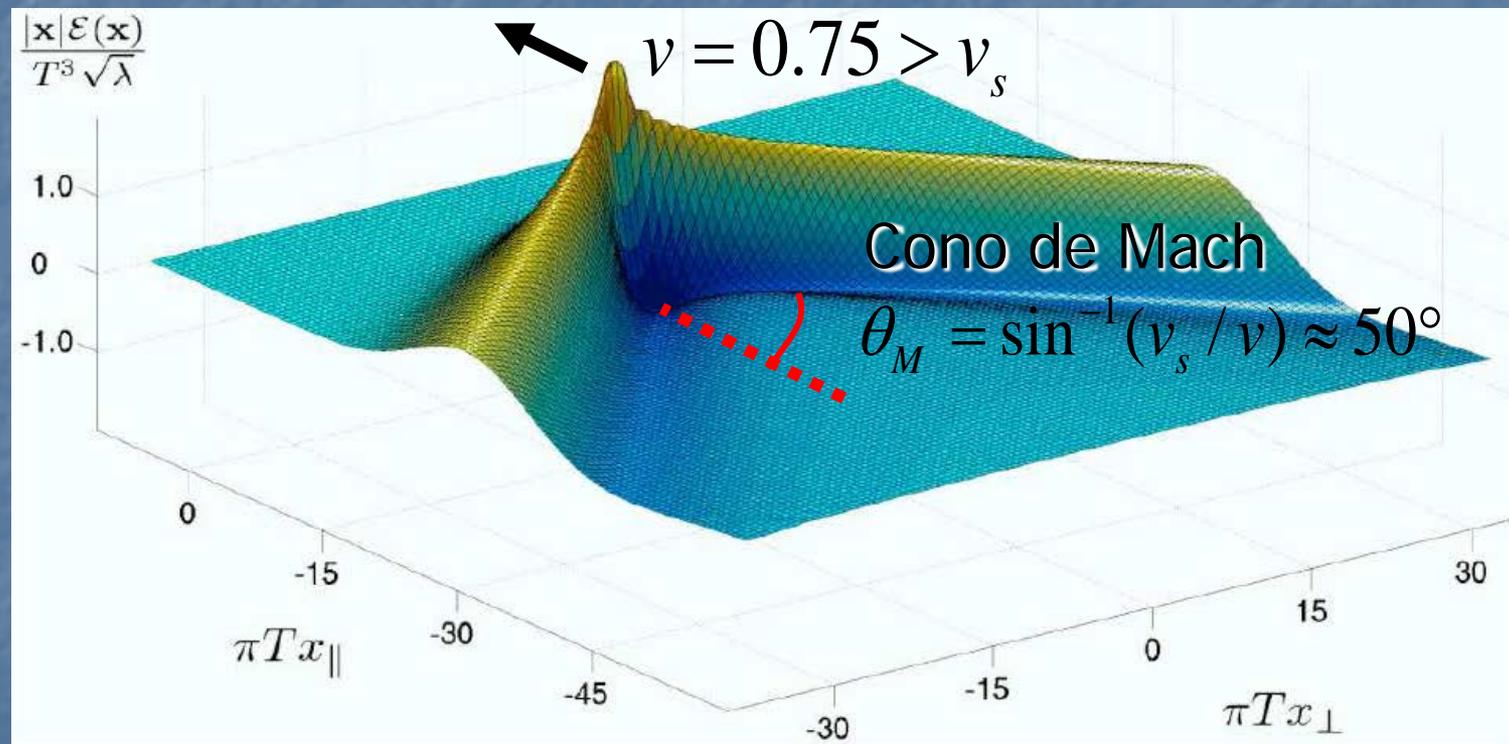
[Gubser,Pufu,Yarom; Chesler,Yaffe]



De: Chesler,Yaffe, arXiv:0706.0368

Aplicación: Pérdida de Energía

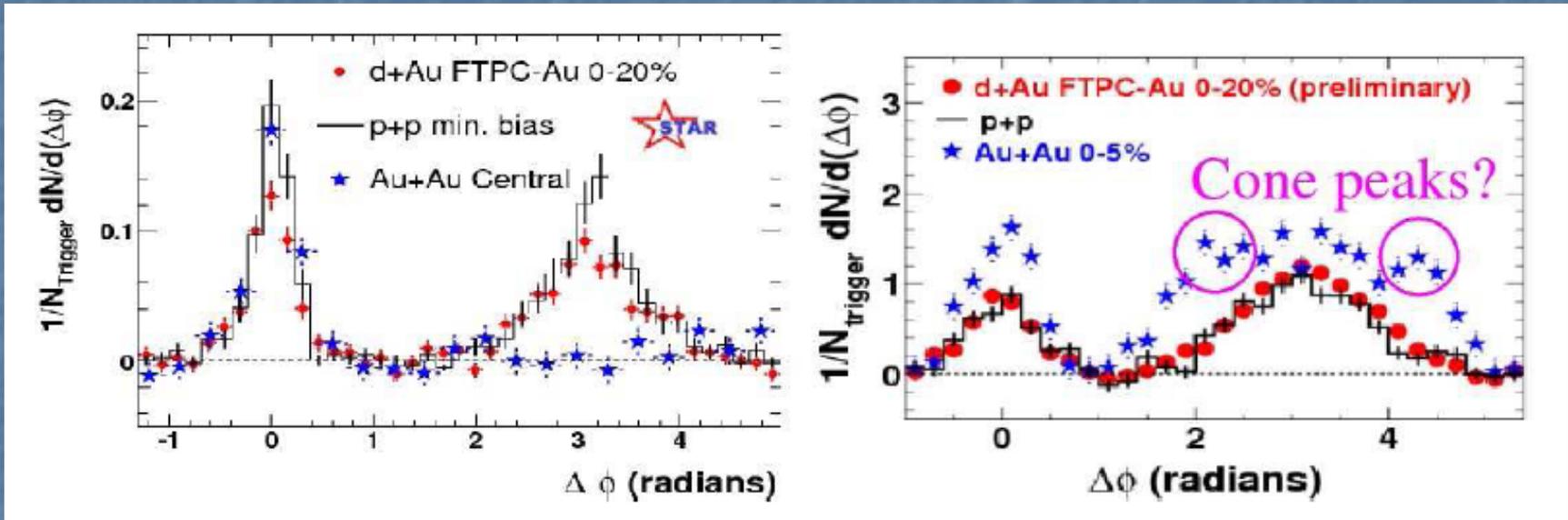
Densidad de energía en estela generada por quark



De: Chesler, Yaffe, arXiv:0706.0368

Aplicación: Pérdida de Energía

Esto también se ha aplicado a modelos fenomenológicos

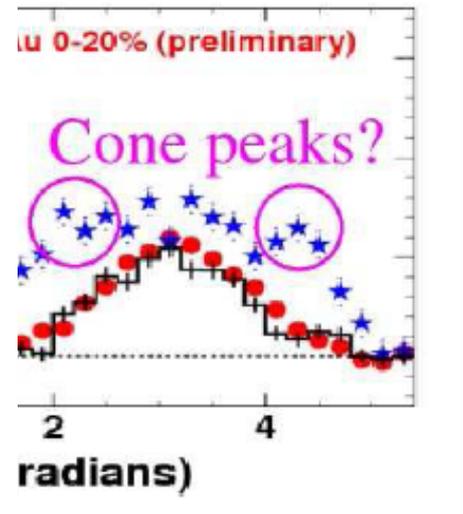
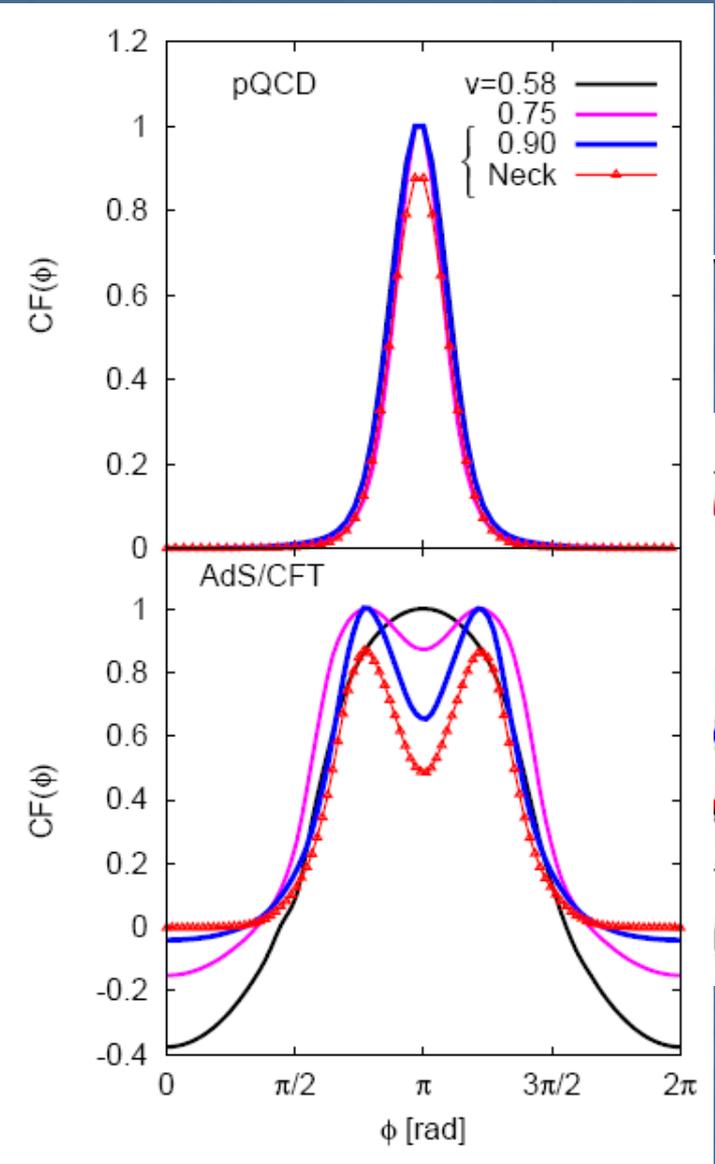
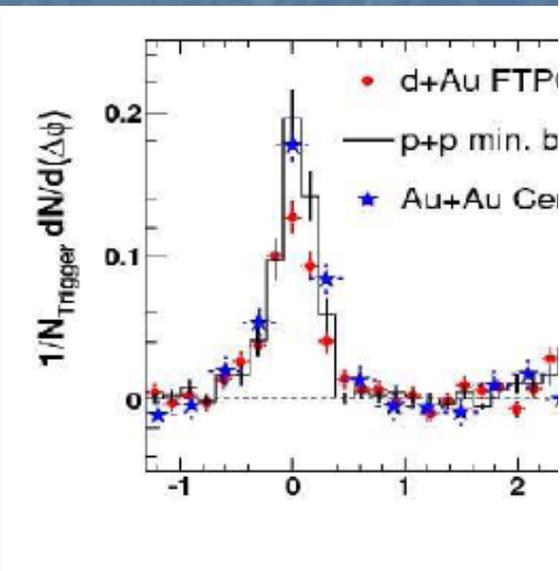


De: Betz, Gyulassy, Noronha, Torrieri arXiv:0807.4526

Aplicación

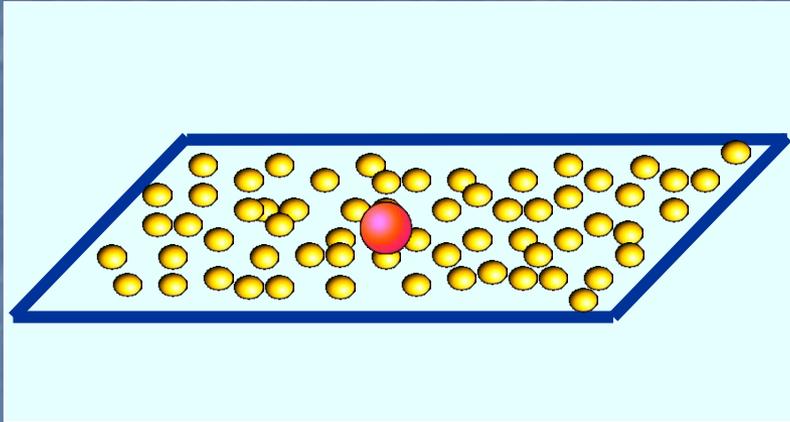
Esto también se

Energía femenológicos



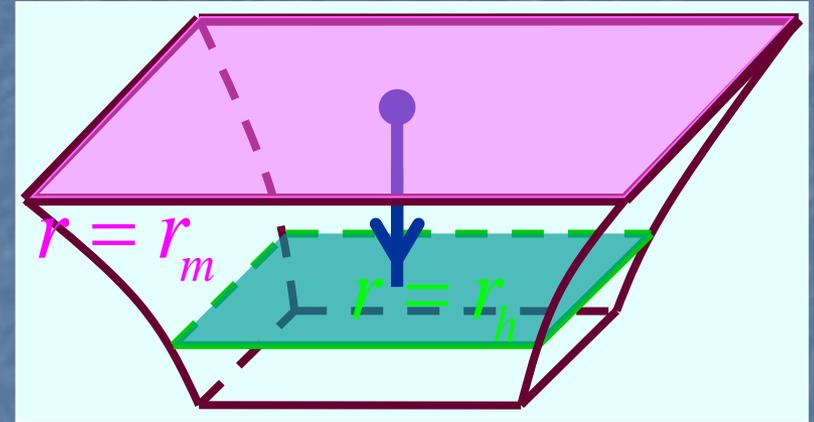
De: Betz, Gyulassy, Noronha, Torrieri arXiv:0807.4526

Aplicación: Movimiento Browniano



Quark en plasma de SYM
plasma ($m \gg T$)

=

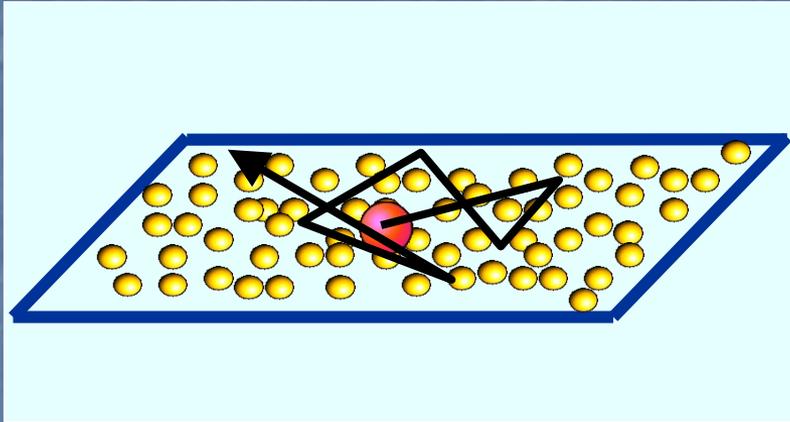


= Cuerda vertical en Schw-AdS
desde $r = r_m$ a $r = r_h \ll r_m$

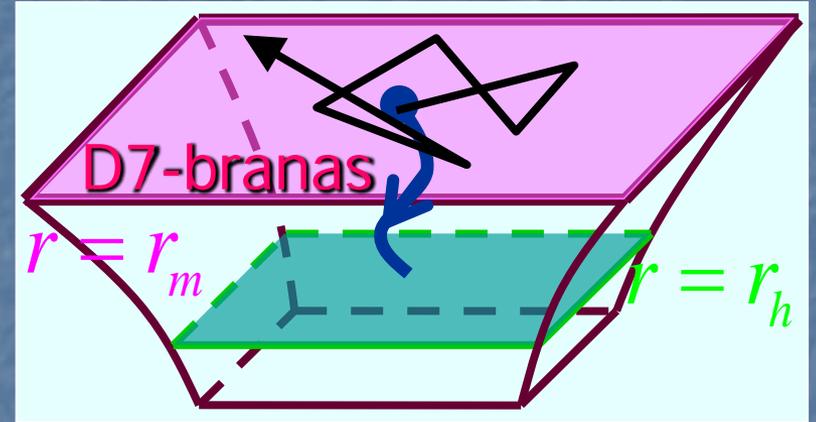
Esperamos que el quark
experimente movimiento
Browniano...

¿Pero quién hace fluctuar
al extremo de la cuerda?

Aplicación: Movimiento Browniano



=



¡La **radiación de Hawking** emitida por el agujero negro (sobre el cuerpo de la cuerda)!

[de Boer, Hubeny, Rangamani, Shigemori; Son, Teaney]

En la correspondencia norma/gravedad,
¡¡Hawking = Brown!!



Muchas Otras QGP-Aplicaciones...

- Apantallamiento [Liu,Rajagopal,Wiedemann; Chernicoff,García,AG; Peeters,Sonnenschein,Zamaklar; etc.]
- Velocidad límite [Argyres,Edalati,Vázquez-Poritz; Gubser; Casalderrey,Teaney; Mateos,Myers,Thomson; Ejaz et al.;etc.]
- Pérdida de energía de partones ligeros [Chesler,Jensen,Karch,Yaffe; Gubser,Gulotta,Pufu,Rocha; Arnold,Vaman, etc.]
- Plasma en expansión [Janik,Peschanski; Shuryak,Sin,Zahed; Nastase; Nakamura,Sin; Friess,Gubser,Michalogiorgiakis,Pufu; etc.]
- Plasma anisotrópico [Mateos,Trancanelli; etc.]
- Termalización [Balasubramanian et al.; Chesler,Teaney; etc.]
- Radiación Cherenkov de mesones [Casalderrey,Mateos; etc.]
- Etc.

Se han explorado aplicaciones similares a sistemas fuertemente acoplados de **materia condensada y física atómica**

[Son; Balasubramanian,McGreevy; Kachru,Liu,Mulligan; Gubser; Hartnoll,Herzog,Horowitz; Hartnoll,Polchinski,Silverstein,Tong; Sachdev; Huijse,Sachdev; Faulkner,Iqbal,Liu,McGreevy,Vegh; Deneff,Hartnoll,Sachdev; Horowitz,Way; Jensen,Kachru,Karch,Polchinski,Silverstein; Faulkner,Polchinski; Huijse,Sachdev,Swingle; Hartnoll,Tavanfar; Hartnoll,Hofman,Vegh; Horowitz,Santos; etc.]

En años recientes se ha hecho también contacto con (y uso de) el área de **información cuántica**, particularmente a través de la noción de **entrelazamiento** ...

Entrelazamiento

2 o más objetos alejados pueden tener un comportamiento coordinado, en el sentido de que su indecisión cuántica es compartida:

[Einstein, Podolsky, Rosen]

No entrelazado $|\psi\rangle = (|\uparrow\rangle_I + |\downarrow\rangle_I) \otimes (|\uparrow\rangle_D + |\downarrow\rangle_D)$

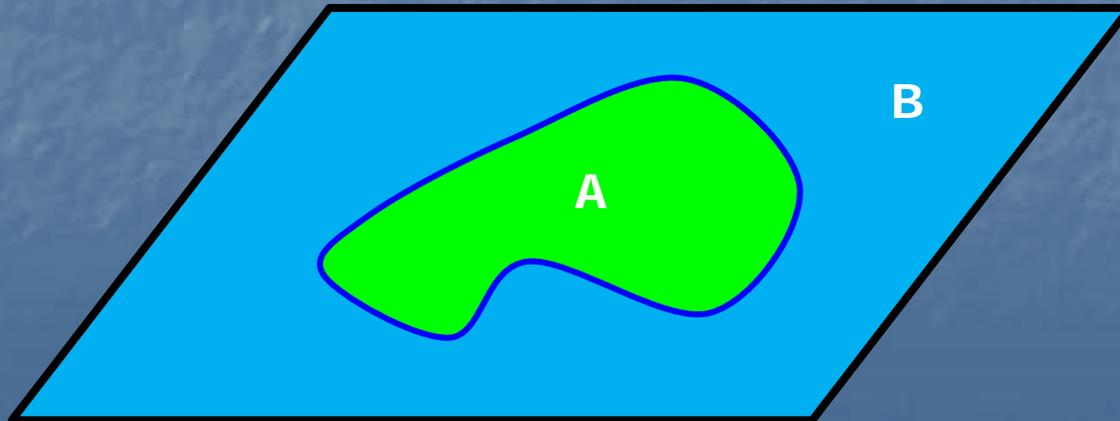
Entrelazado $|\psi\rangle = |\uparrow\rangle_I \otimes |\downarrow\rangle_D + |\downarrow\rangle_I \otimes |\uparrow\rangle_D$



Entropía de Entrelazamiento

- Dividir al sistema cuántico en 2 subsistemas A y B
- Dado un estado, tomar traza sobre grados de libertad de B
- Grados de libertad de A se describen entonces con una matriz de densidad ρ_A
- Calcular la correspondiente **entropía de von Neumann**

$$S_{EE}(A) = -\text{Tr}(\rho_A \ln \rho_A)$$



Entropía de Entrelazamiento

- Dividir al sistema cuántico en 2 subsistemas A y B
- Dado un estado, tomar traza sobre grados de libertad de B
- Grados de libertad de A se describen entonces con una matriz de densidad ρ_A
- Calcular la correspondiente **entropía de von Neumann**

$$S_{EE}(A) = -\text{Tr}(\rho_A \ln \rho_A)$$

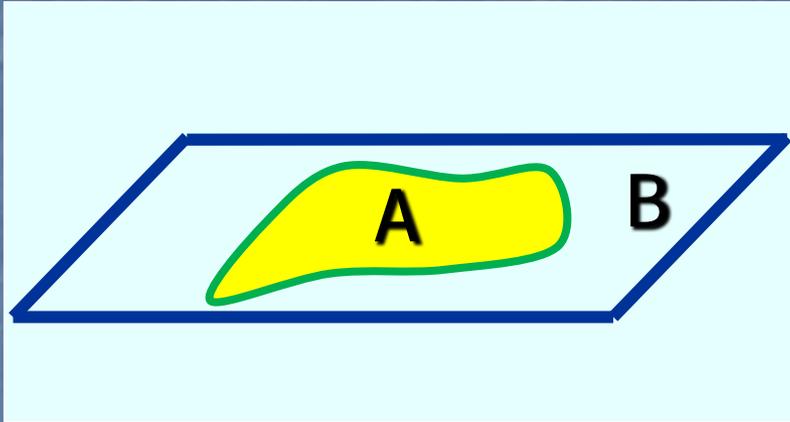
P.ej.,

$$|\psi'\rangle = \frac{1}{2} (|\uparrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle + |\downarrow\downarrow\rangle)$$

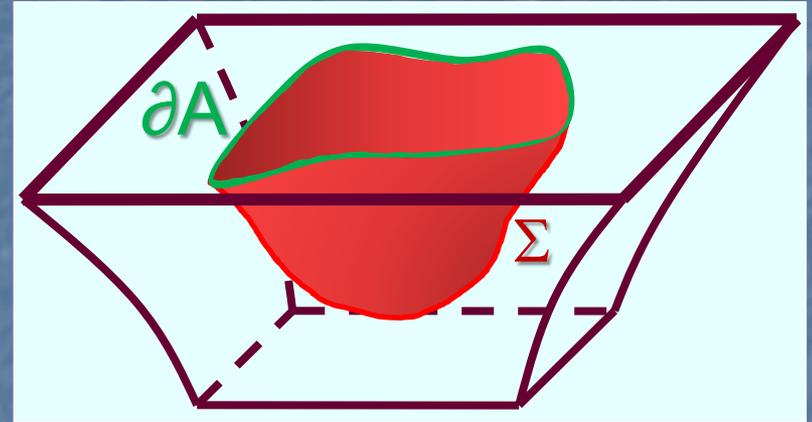
$$= \frac{1}{2} (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) \otimes (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) \quad \Rightarrow \quad S_{EE} = 0$$

$$|\psi''\rangle = \frac{1}{2} (|\uparrow\uparrow\rangle + |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle - |\downarrow\downarrow\rangle) \quad \Rightarrow \quad S_{EE} = \log 2$$

Aplicación 3: Entrelazamiento



=



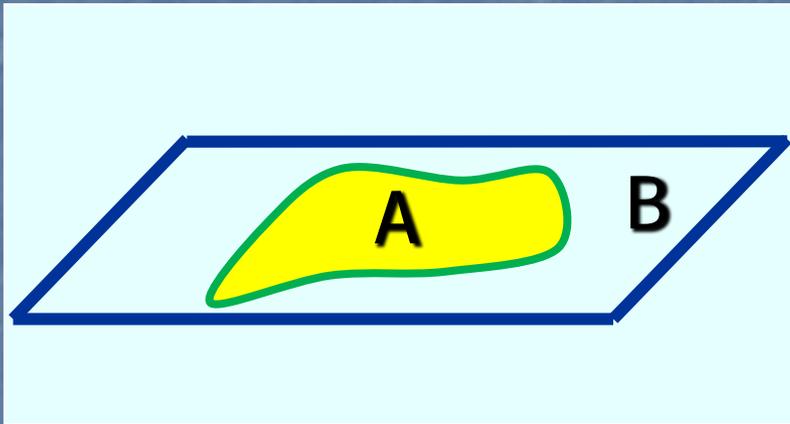
$$S_{EE}(A) = \text{ext}_{\partial A = \partial \Sigma} \frac{\text{Area}_{\Sigma}}{4G_N} \quad [\text{Ryu, Takayanagi; Hubeny, Rangamani, Takayanagi; Lewkowycz, Maldacena}]$$

Entrelazamiento: propiedad inherentemente **cuántica**

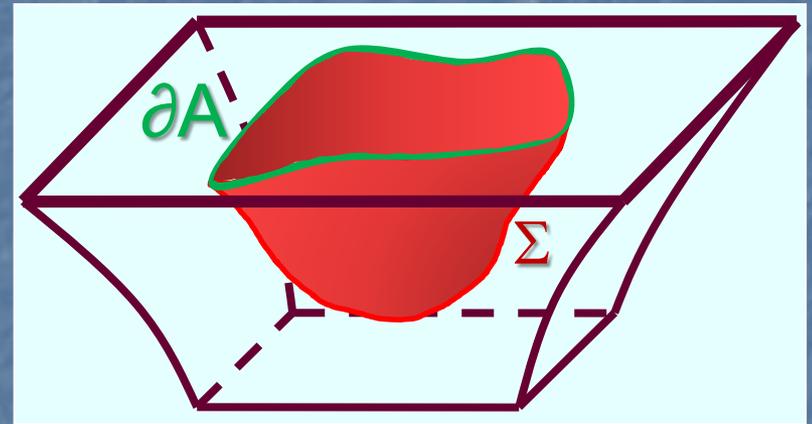


Área: propiedad **clásica**

Aplicación 3: Entrelazamiento



=

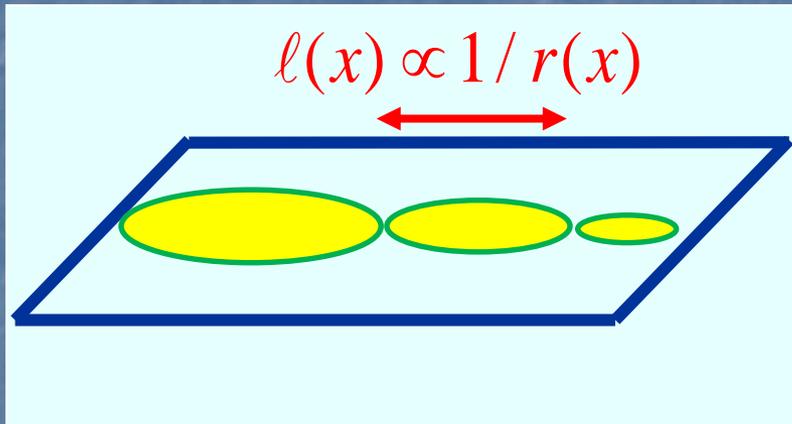


$$S_{EE}(A) = \text{ext}_{\partial A = \partial \Sigma} \frac{\text{Area}_{\Sigma}}{4G_N} \quad [\text{Ryu, Takayanagi}; \text{Hubeny, Rangamani, Takayanagi}; \text{Lewkowycz, Maldacena}]$$

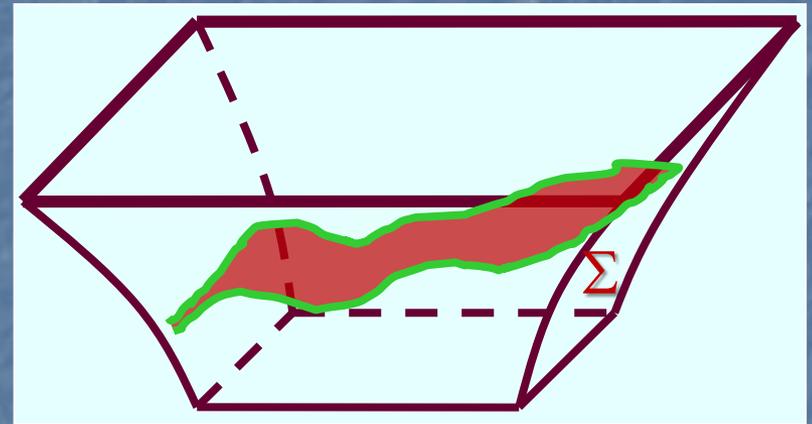
Conduce a resultados (¡en teorías de campos fuertemente acopladas!) que son consistentes con un número infinito de propiedades esperadas (ley de área, subaditividad fuerte, entropía térmica, contacto con anomalías, etc.)

[Headrick, Takayanagi; Hayden, Headrick, Maloney; Hung, Myers, Smolkin; Casini, Huerta, Myers; Holzhey, Larsen, Wilczek; Myers, Sinha; Calabrese, Cardy; etc.]

Aplicación 4: Geometría Emergente



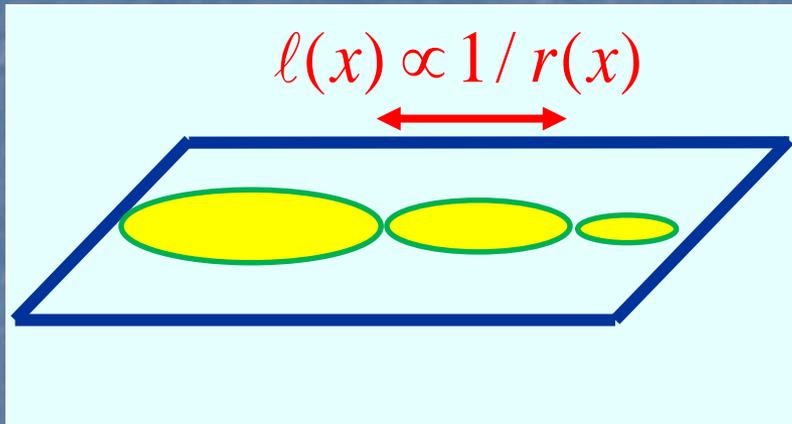
=



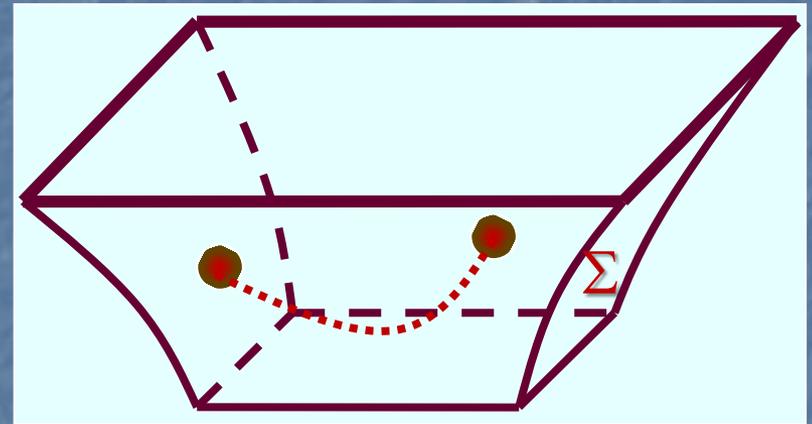
$$\int dx \left. \frac{dS_{EE}(\ell)}{d\ell} \right|_{\ell=l(x)} = \frac{\text{Area}_{\Sigma}}{4G_N}$$

[Balasubramanian, Chowdhury, Czech, de Boer, Heller; Bianchi, Myers; Myers, Rao, Sugishita; Czech, Dong, Sully; Headrick, Myers, Wien]

Aplicación 4: Geometría Emergente



=



$$\int dx \left. \frac{dS_{EE}(\ell)}{d\ell} \right|_{\ell=l(x)} = \frac{\text{Area}_{\Sigma}}{4G_N}$$

[Balasubramanian, Chowdhury, Czech, de Boer, Heller; Bianchi, Myers; Myers, Rao, Sugishita; Czech, Dong, Sully; Headrick, Myers, Wien]

¡Permite DEFINIR noción de **puntos** y **distancia** en geometría a partir de entrelazamiento en teoría de campos (con interpretación en teoría de información cuántica)!

[Czech, Lamprou; Czech, Hayden, Swingle]

$$\sum e^{-\beta E_i} \quad \begin{array}{c} \text{Diagram 1: A vertical rectangle with a curved right boundary. The interior is labeled } E_i. \\ \text{Diagram 2: A vertical rectangle with a curved left boundary. The interior is labeled } E_i. \end{array} \quad = \quad \begin{array}{c} \text{Diagram 3: A square with two diagonal lines forming an 'X'. The top and bottom edges are wavy. The interior is divided into four triangles. \\ \text{Diagram 4: A square with two diagonal lines forming an 'X'. The left and right edges are wavy. The interior is divided into four triangles. \end{array}$$

Existen varios otros indicios interesantes de que el **entrelazamiento** juega un papel crucial en el contexto de la gravedad cuántica: es el 'pegamento' entre regiones que de otro modo serían disjuntas

[Van Raamsdonk; Maldacena, Susskind; Maldacena; Czech, Karczmarek, Nogueira, VanRaamsdonk; etc.]

E incluso hay una propuesta que afirma que la correspondencia ES justamente una descripción del entrelazamiento a distintas escalas (\sim MERA) [Swingle; Czech; etc.]

Resumen de AdS/CFT

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

Hemos echado un vistazo a esta asombrosa correspondencia, al **diccionario** que la implementa, y a algunas de las principales líneas de **evidencia** que la apoyan

Independientemente de cualquier otra cosa, SYM es una teoría plenamente cuántica, y hemos mostrado que incluye a la gravedad, es decir, ¡¡que es una **teoría de gravedad cuántica!!**

En esta teoría, tenemos un **espaciotiempo plenamente dinámico** (solo queda fijo en la frontera, pero eso tiene justificación dinámica: fluctuaciones de estructura asintótica costarían energía infinita)

Resumen de AdS/CFT

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

La teoría de norma incluye a mucho más que solo la gravedad, y más incluso que SUGRA: incorpora a todos los **modos masivos de las cuerdas** IIB, y se puede mostrar que también incluye a los correspondientes objetos no perturbativos, ¡como **D-branas!**

Conclusiones

- 1) La **correspondencia holográfica** establece una muy sorprendente **equivalencia** entre teorías no gravitacionales y teorías de cuerdas y/o gravedad. ¡Es en sí misma un muy interesante objeto de estudio!
- 2) Esta correspondencia ya ha resultado **útil** como herramienta para entender aspectos del comportamiento de algunas **teorías fuertemente acopladas** (tipo QCD, BSM, superconductores, etc.)
- 3) La correspondencia define una **teoría de gravedad cuántica completa** (para fondos con ciertas asintopias), y constituye la **mejor definición no perturbativa que tenemos para la teoría de cuerdas**
- 4) Existen varias **limitaciones**: no tenemos todavía el diccionario completo de esta equivalencia, ni podemos hacer cuentas directamente en los sistemas reales
- 5) **¡Falta mucho por entender y hacer!**