

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: las Teorías de Campo interactuantes son sistemas complicados)

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 Holográfica

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

Teoría de campos en d dim \equiv Teoría de gravedad 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

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

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

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

$$= L^4 / l_P^4 \quad \text{radio de curvatura de AdS en} \\ \text{unidades de Planck}$$

$$\propto 1 / g_c$$

acopl. de 't Hooft: $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c = L^4 / l_c^4$ radio de curvatura de AdS en
unidades de cuerdas

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

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

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 Interna $SO(6) = SO(6)$ 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 Interna $SO(6)$ = $SO(6)$ Isometrías de S^5 ✓

16+16 supersimetrías = 32 supersimetrías ✓

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

¡ Nada ! \leftrightarrow Difeomorfismos 9+1 dim ✓

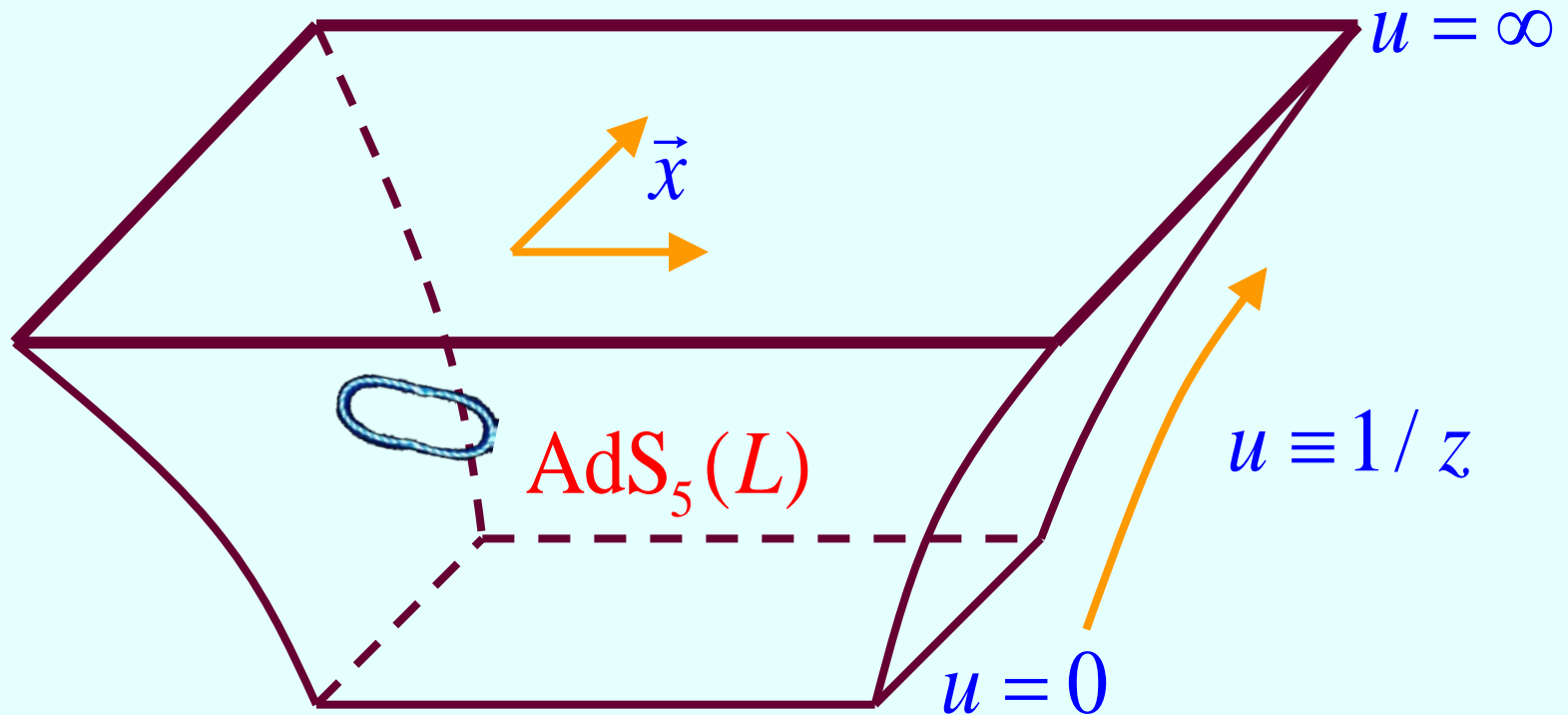
Las simetrías entonces empatan perfectamente, pero
¿qué pasa con el desacuerdo de dimensiones?

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})

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

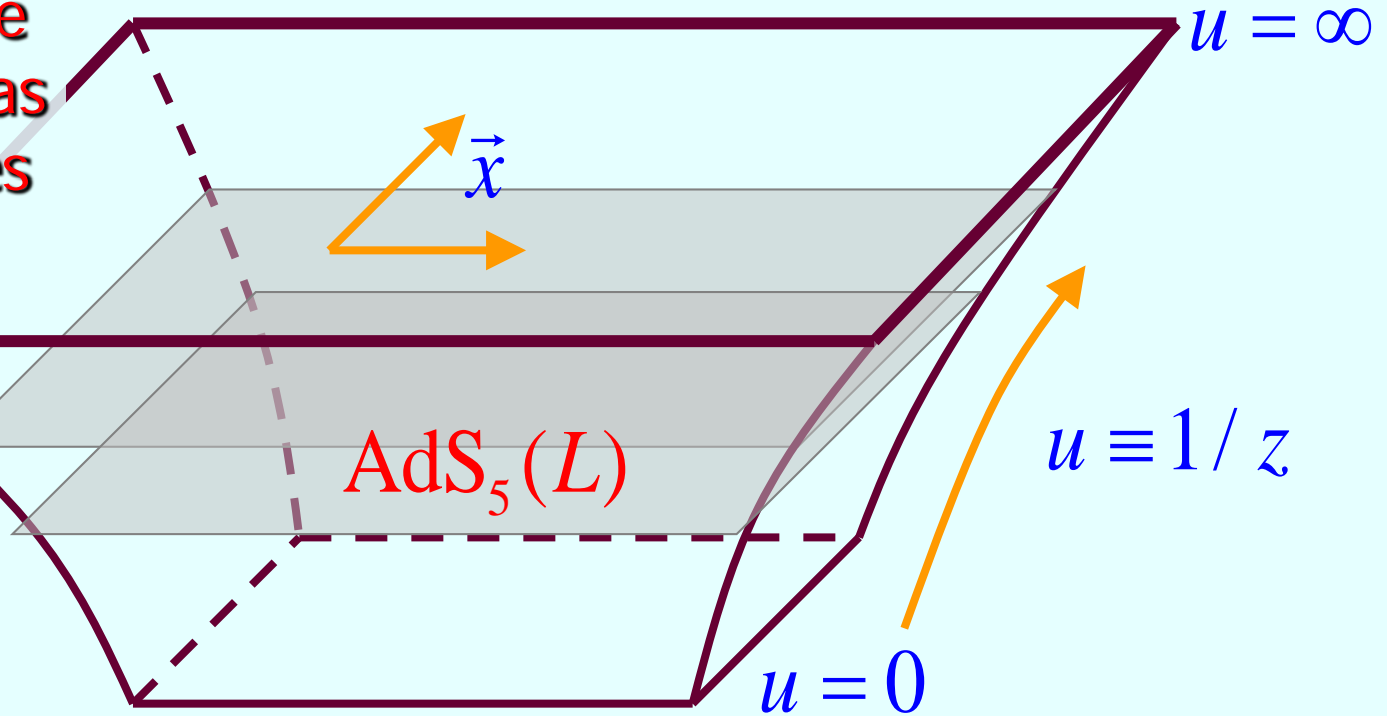


Diccionario AdS/CFT

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

Energía $E = u$ [Susskind, Witten; Polchinski, Peet]

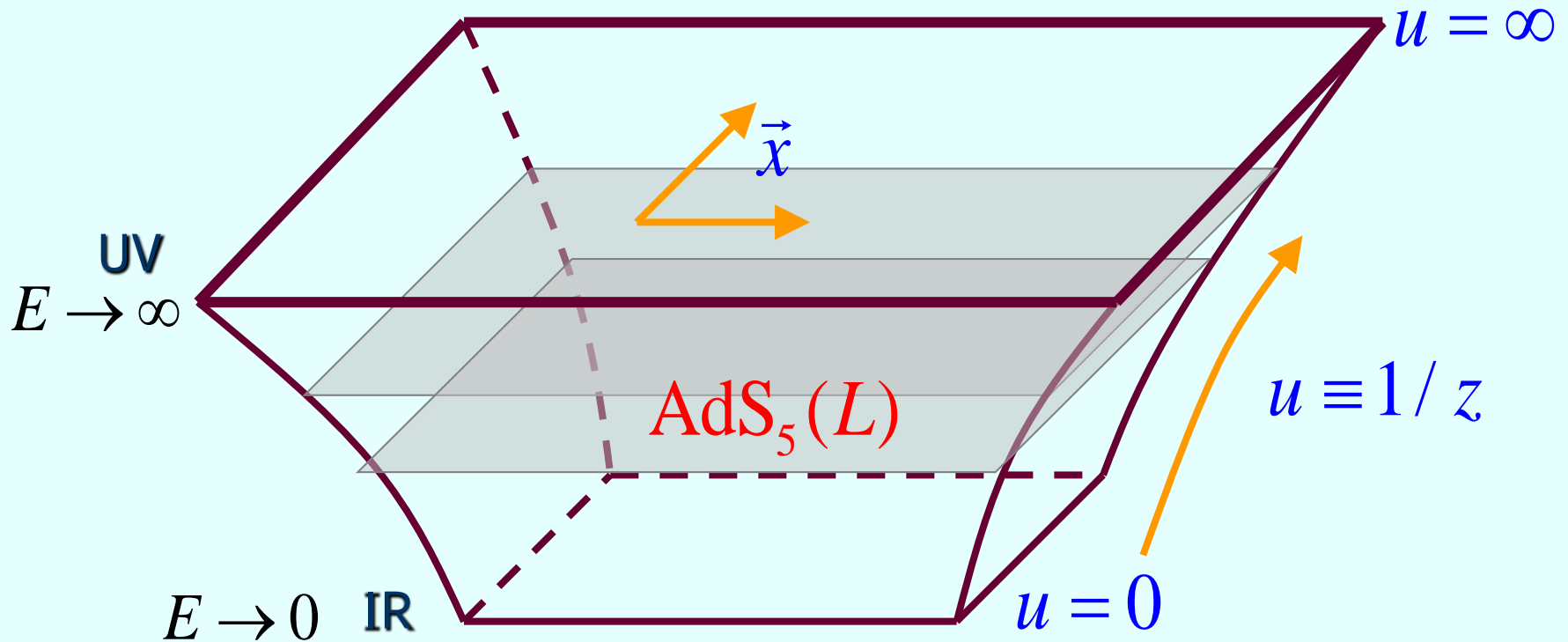
Rebanadas de AdS a distintas profundidades describen distintas escalas energéticas (=distinta resolución espacial)



Diccionario AdS/CFT

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

Energía $E = u$ [Susskind, Witten; Polchinski, Peet]

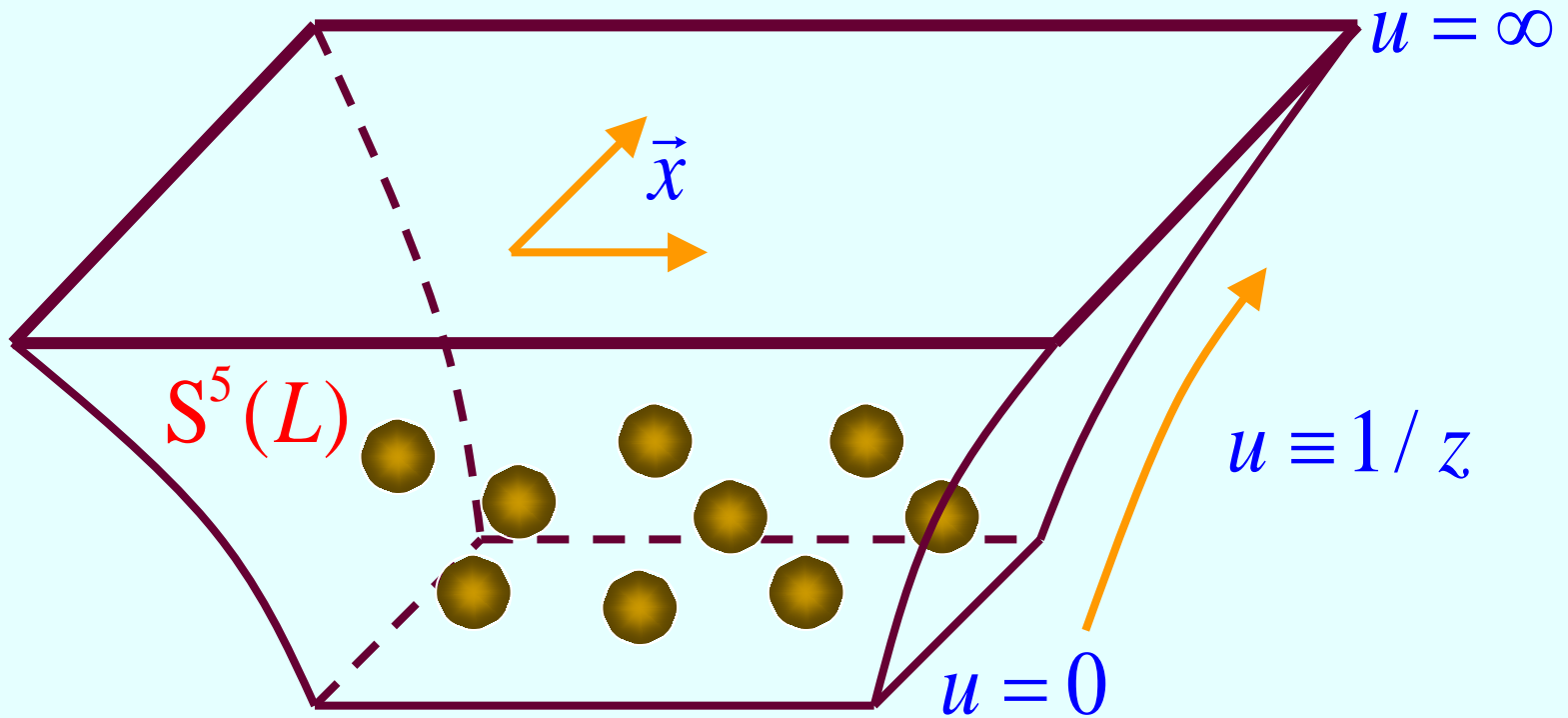


Diccionario AdS/CFT

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

Espacio de simetría

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



Diccionario AdS/CFT

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

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

Operador invariante de norma con una sola traza $O(x) \leftrightarrow \phi(x, z)$ Campo en AdS (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 (análoga a armónicos esféricos sobre S^2 , o serie de Fourier sobre S^1)

Diccionario AdS/CFT

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

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

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

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

etc.

Dimensión de operador \longleftrightarrow Masa del campo

$$O(x) \rightarrow c^{-\Delta} O(cx) \quad \int d^5x \sqrt{-g} \left((\partial\phi)^2 + m^2 \phi^2 \right)$$

$$\Delta(\Delta - 4) = m^2 L^2 \quad (\text{para espín entero})$$

Más Evidencia

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

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

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

$T_{\mu\nu}(x) = \text{Tr}[F_{\mu\lambda} F_{\nu}^{\lambda}(x) + \dots] \leftrightarrow h_{\mu\nu}(x, z)$ 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' |

Así que estas 2 teorías contienen los **mismos objetos**

¿Pero estos objetos interactúan entre sí de la misma manera en ambas teorías?

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**

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

"Fuentes externas"


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


Diccionario AdS/CFT

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

Cuando $z \rightarrow 0$ ($u \rightarrow \infty$), 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"**
(cuesta energía infinita),
así que NO puede
fluctuar: es **condición
de frontera** y determina
la TEORÍA

 Modos subdominantes
son **"normalizables"**
(cuestan energía finita), 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 $z \rightarrow 0$ ($u \rightarrow \infty$), 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**,

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

Diccionario AdS/CFT

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

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

[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 $\int D(\text{TC}) \exp \left[i I_{\text{TC}} \right] = \exp \left[i I_{\text{SUGRA}}^{\text{capa de masa}} \right]$

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] 

AdS/CFT

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

Hemos visto que estas son 2 teorías muy específicas, y que tenemos **mucha evidencia de que son equivalentes**: ¡contienen los mismos objetos físicos, y las mismas interacciones!

→ Secretamente, ¡esta prima de QCD es una **TEORÍA DE GRAVEDAD CUÁNTICA!!** ¡Contiene gravitones (+etc.) en 9+1 dim, que a bajas energías interactúan justo como Einstein dice!

AdS/CFT

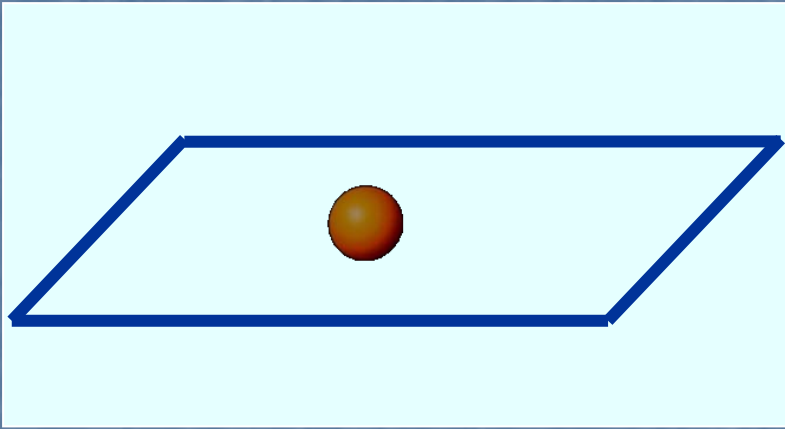
SYM $\mathcal{N} = 4$ $SU(N_c)$ = T. de Cuerdas IIB en $AdS_5 \times S^5$
[Maldacena]

Hemos visto que estas son 2 teorías muy específicas, y que tenemos **mucha evidencia de que son equivalentes**: ¡contienen los **mismos objetos físicos**, y las **mismas interacciones**!

Empezando con este ejemplo particular de la correspondencia, podemos hacer cambios de ambos lados para generar **nuevos ejemplos** (p.ej., agregar quarks, QFTs no conformes, etc.)

Agregando Quarks

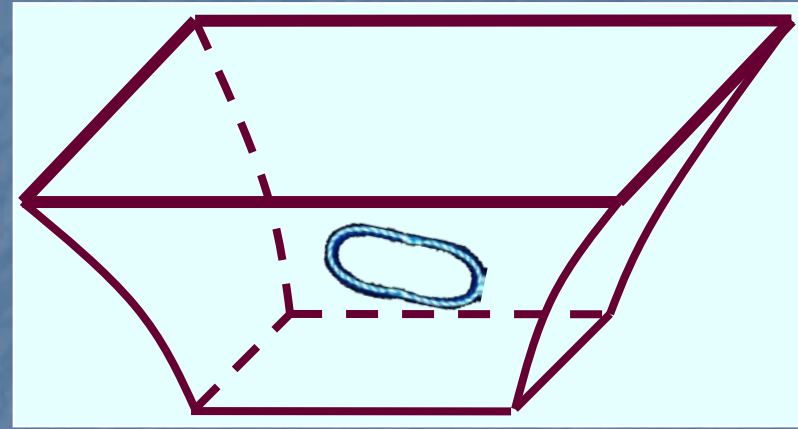
De la historia de 't Hooft para muchos colores, aprendimos:
Si solo hay gluones (campos que son matrices $N_c \times N_c$, dando lugar a **glubolas**), tendremos una teoría donde las excitaciones son solo **cuerdas cerradas**



Glubola

(excitación del campo gluónico + etc.)

=



=

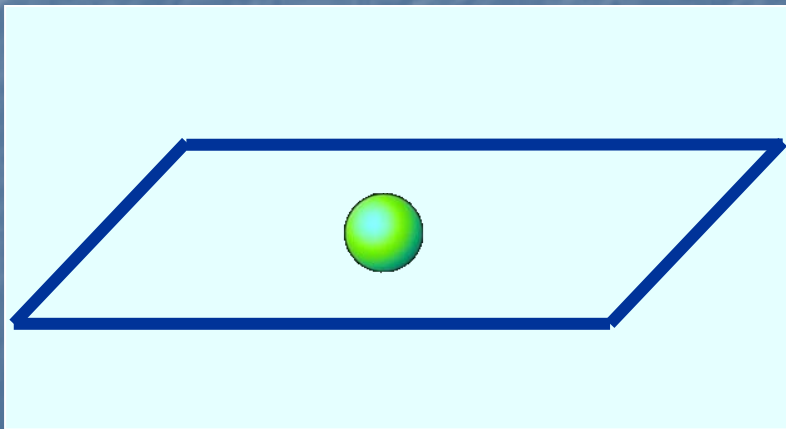
Cuerda cerrada

(excitación del espaciotiempo cuerdero)

Agregando Quarks

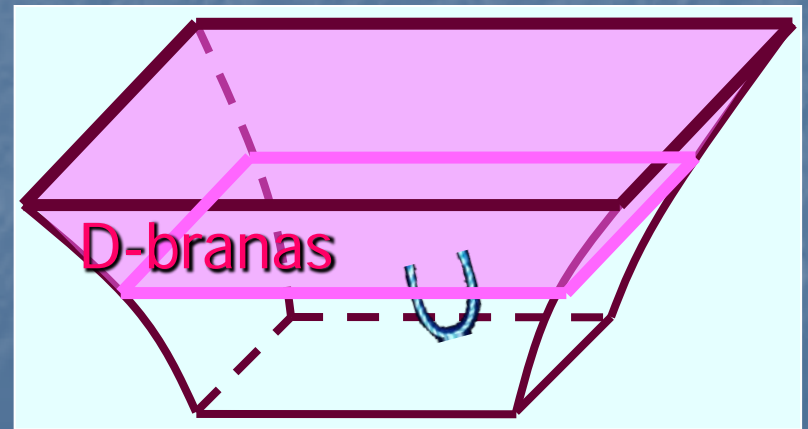
De la historia de 't Hooft para muchos colores, aprendimos:
Si solo hay gluones (campos que son matrices $N_c \times N_c$, dando lugar a **glubolas**), tendremos una teoría donde las excitaciones son solo **cuerdas cerradas**

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**: objetos cuyas excitaciones son c.a.)



Mesón

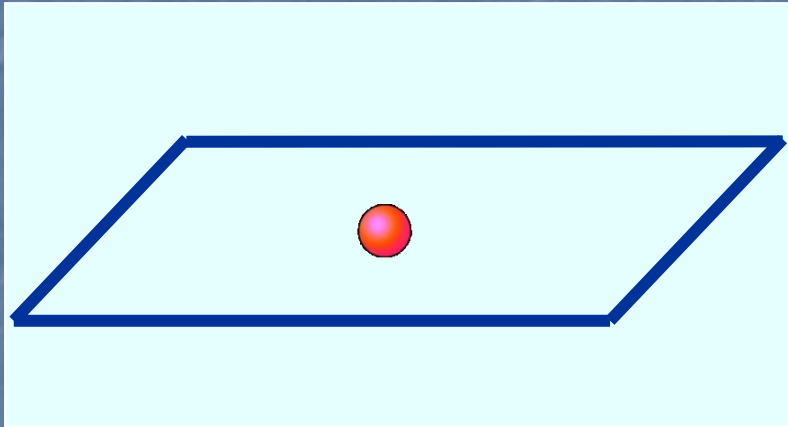
=



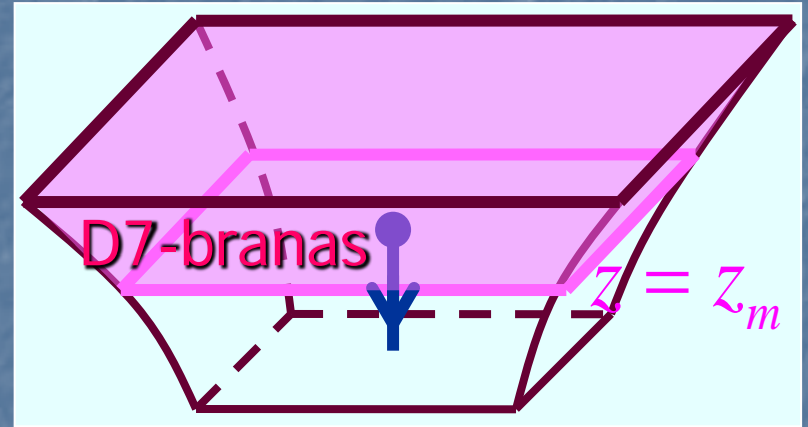
=

Cuerda abierta

Quark



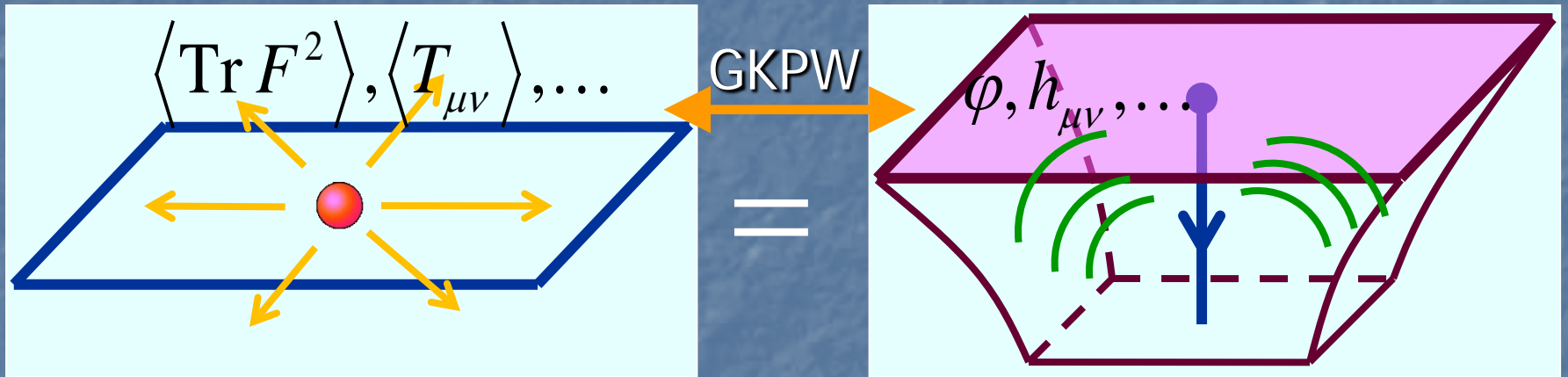
Quark con masa $m \leq \infty$
(teoría NO confina)



= 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 $z = 0$

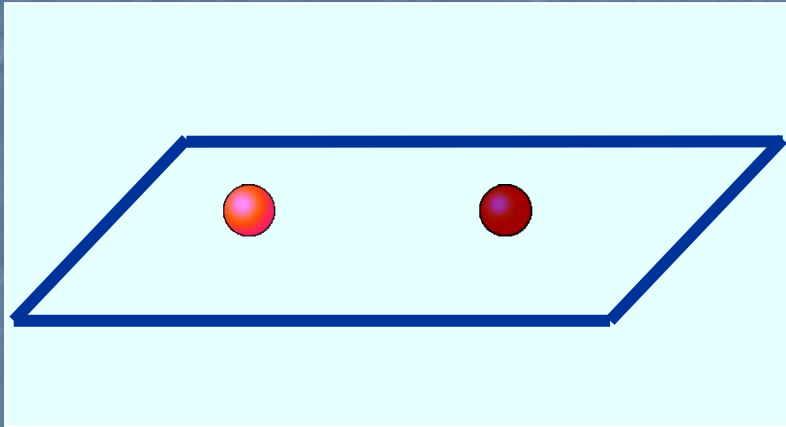
[Maldacena]

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

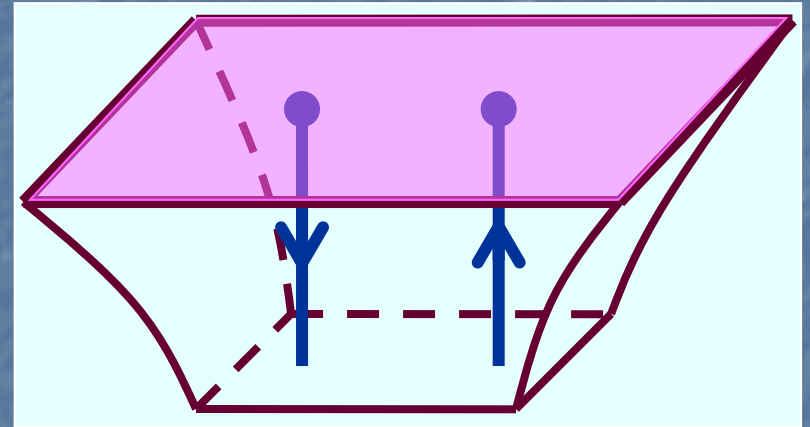
[Danielsson, Kruczenski, Keski-Vakkuri]

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

Quark y Antiquark



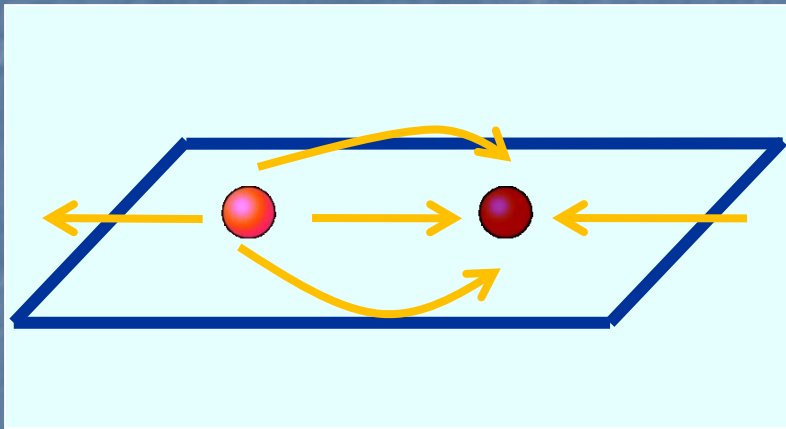
=



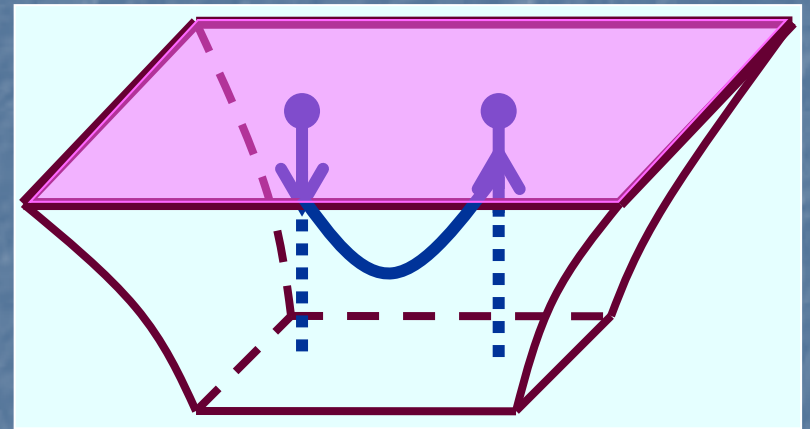
Quark y Antiquark
superpuestos

= 2 Cuerdas c/orientación opuesta

Quark-Antiquark



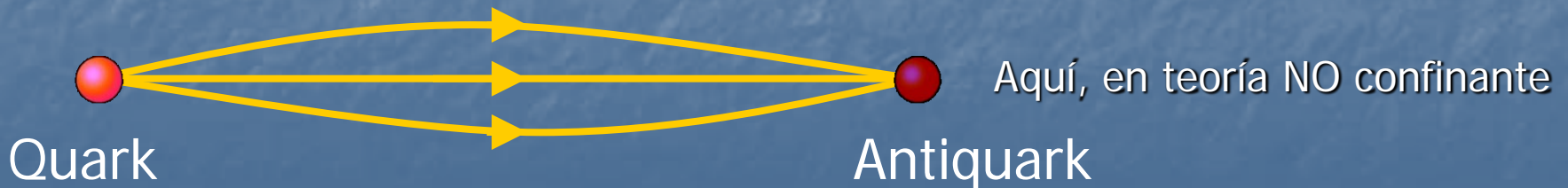
=



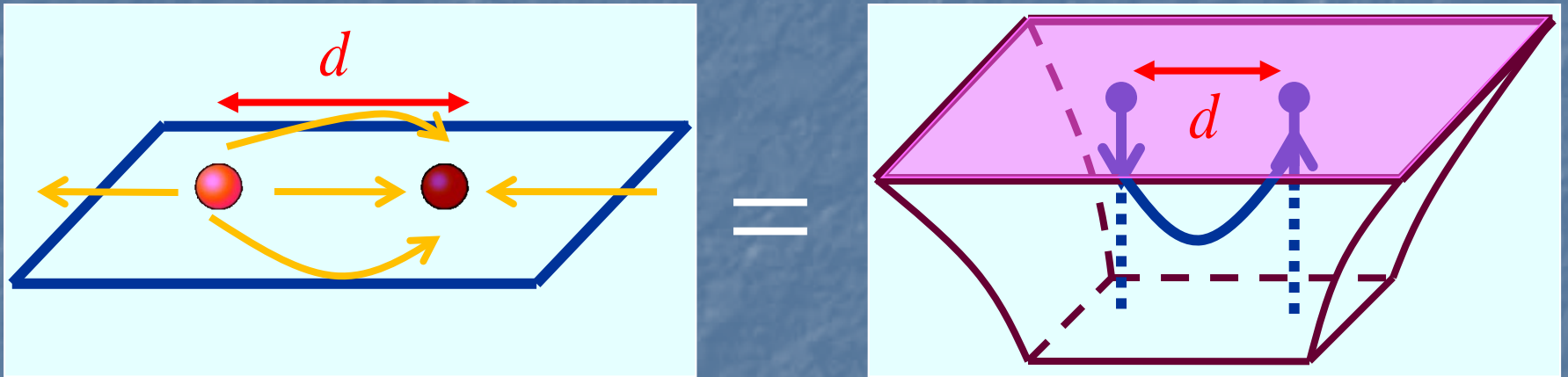
Quark-Antiquark = 1 Cuerda c/AMBOS extremos en $z = 0$

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 $z = 0$

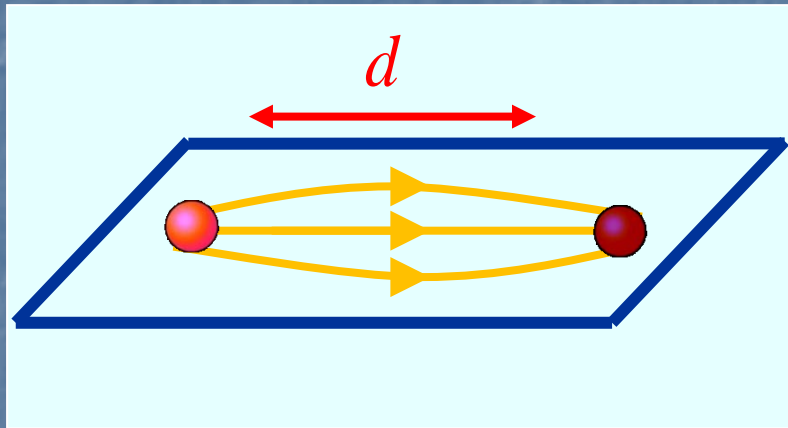
La energía **de ligado** (cuerda en forma de U – 2 cuerdas verticales) conduce al **potencial quark-antiquark**

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

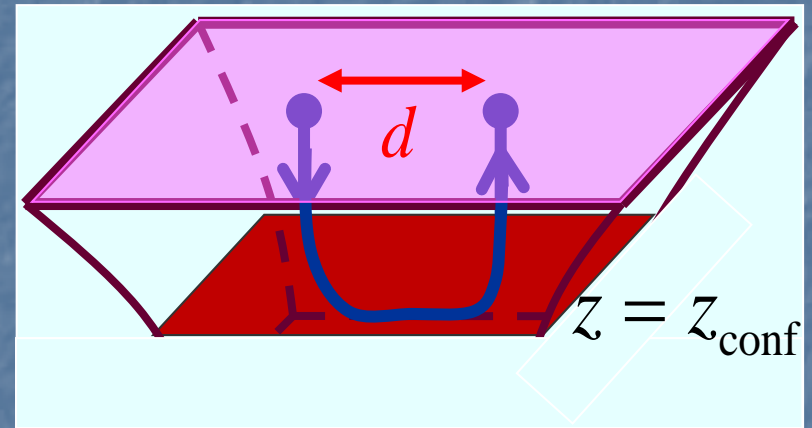
[Rey, Yee; Maldacena]



Potencial Quark-Antiquark



=



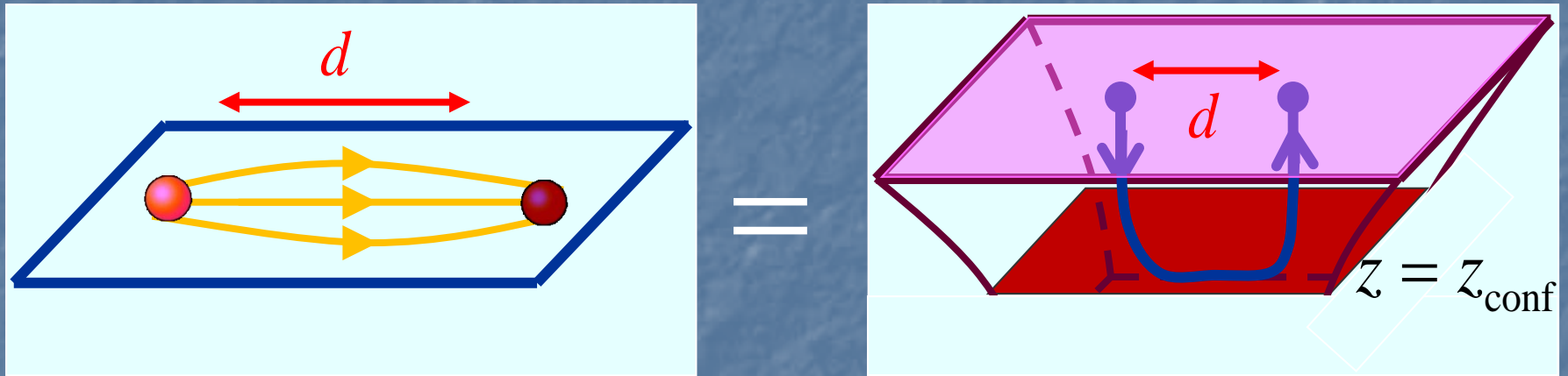
Quark-Antiquark = 1 Cuerda c/AMBOS extremos en $z = 0$

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

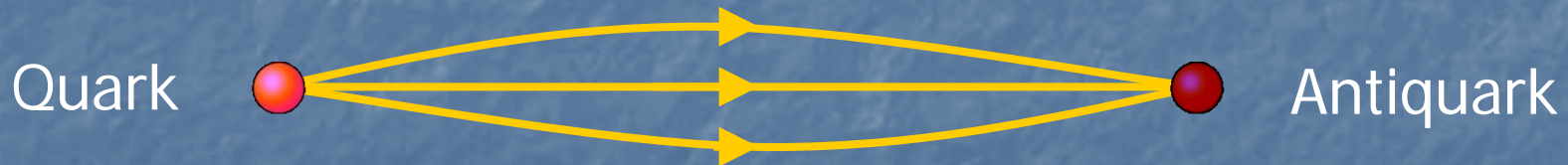


En teorías con **confinamiento**, la geometría es distinta en el IR, y la cuerda NO logra descender arbitrariamente lejos de la frontera, dando lugar entonces al comportamiento **lineal** esperado

Potencial Quark-Antiquark



Quark-Antiquark = 1 Cuerda c/AMBOS extremos en $z = 0$
Es decir, ¡la 'cuerda de QCD' ES la cuerda de los cuerderos!



Todo lo que sabemos apunta a que ¡¡**QCD del mundo real ES una teoría de cuerdas!!** (Aún no podemos decir cuál)

Diccionario AdS/CFT

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

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

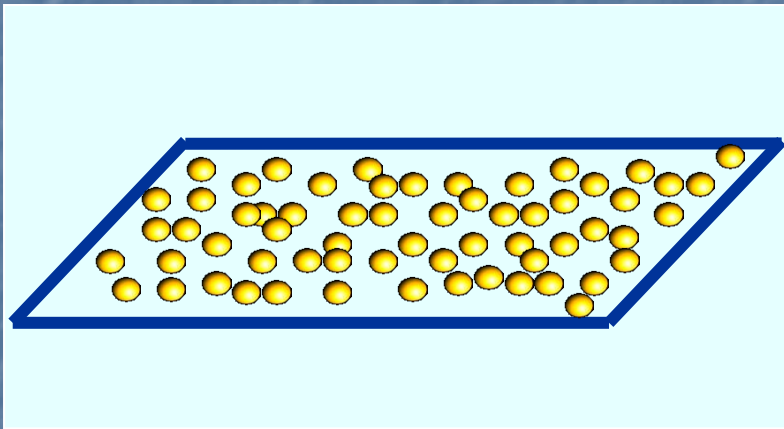
Excitaciones sobre AdS_5 corresponden a otros estados

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

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

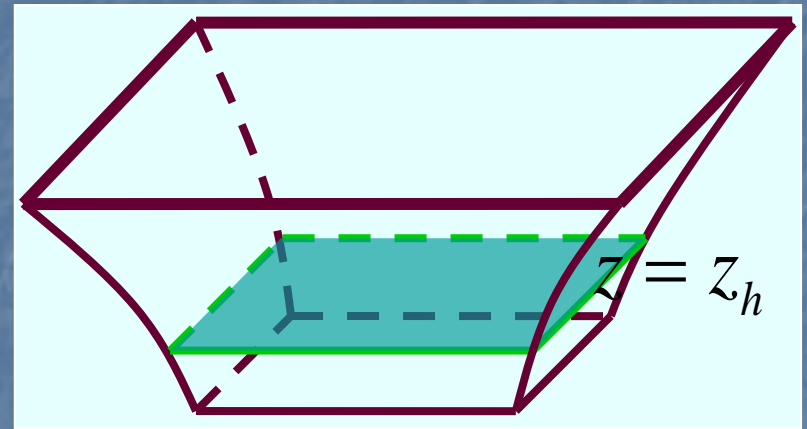
Diccionario AdS/CFT

$\text{SYM } \mathcal{N} = 4 \text{ } SU(N_c)$ \equiv Cuerdas IIB en espaciotiempo
 a T finita [Maldacena] $\text{SchwAdS}_5(L, z_h) \times S^5(L)$



Plasma de gluones
 (+ escalares & fermiones)

\equiv

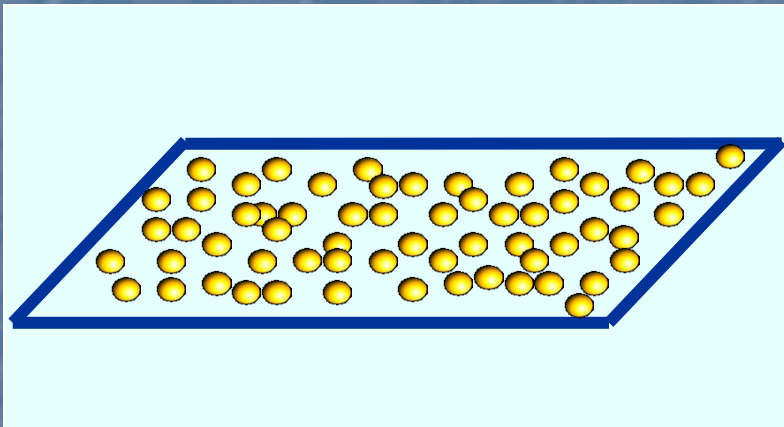


Agujero (brana) negro(a)
 en AdS

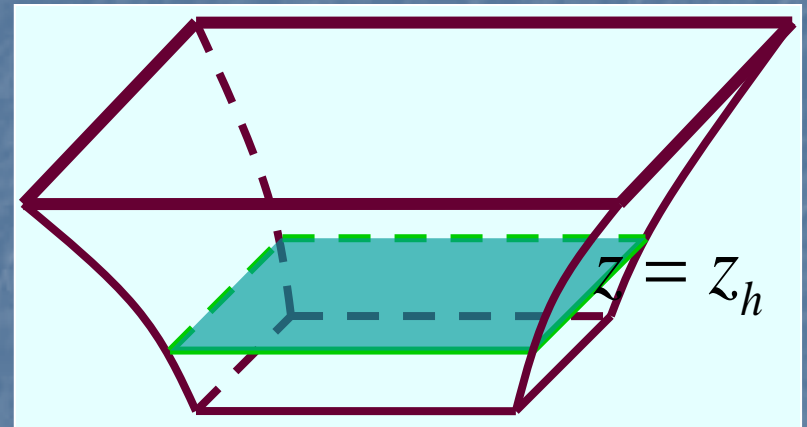
$$T = \frac{u_h}{\pi} = \frac{1}{\pi z_h} = T_H \quad [\text{Witten}]$$

Diccionario AdS/CFT

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



\equiv



\equiv

Plasma de gluones
(+ escalares & fermiones)

Agujero (brana) negro(a)
en AdS

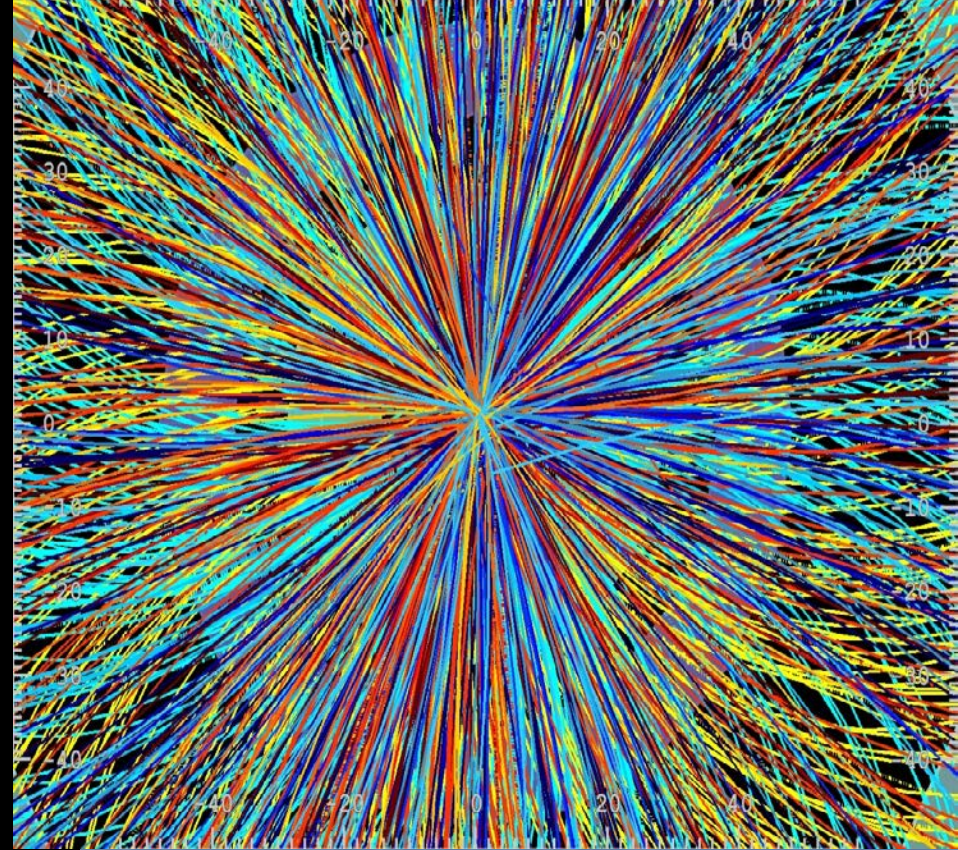
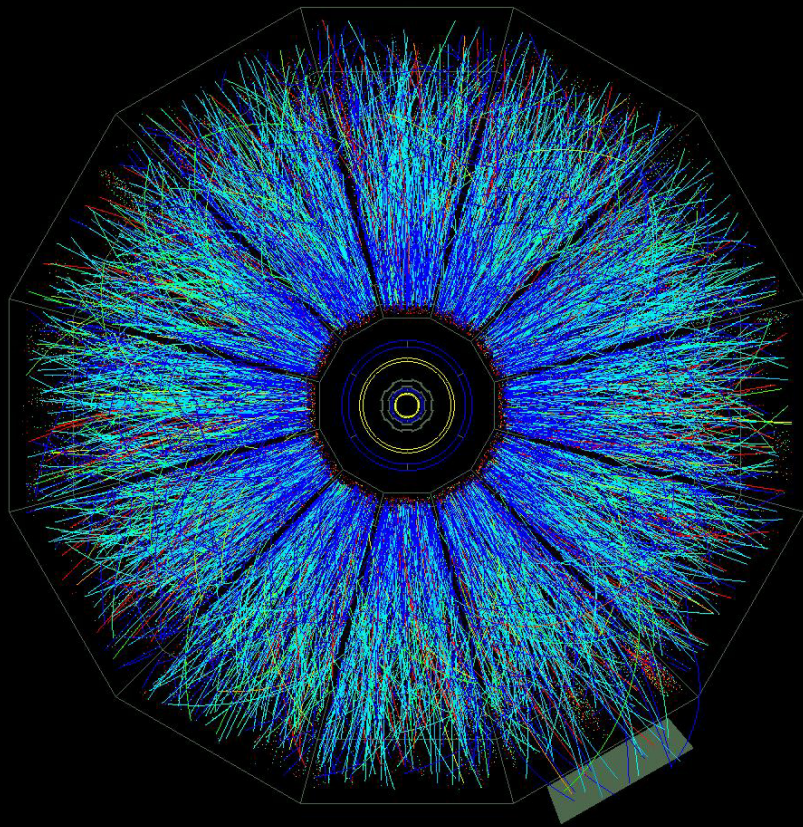
Este plasma nos sirve como **modelo de juguete** para el **plasma de quarks y gluones** (QGP) que se obtiene más allá de la temperatura de desconfinamiento de QCD

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**





Plasma fuertemente acoplado

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

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

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

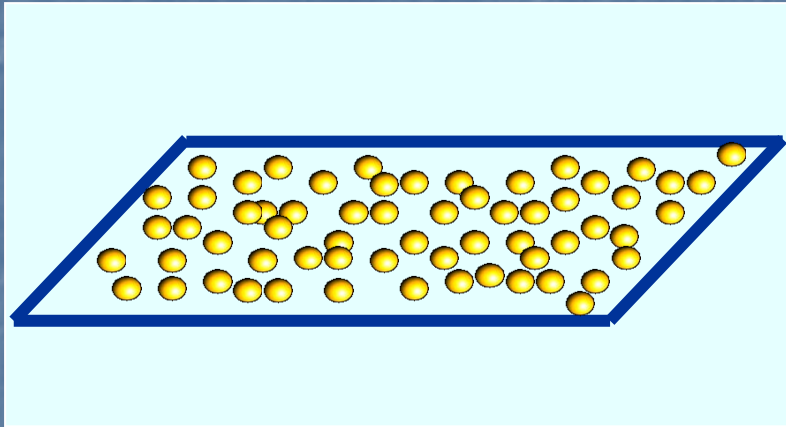
$$N_c = 3$$

Plasmas en
AdS/CFT:

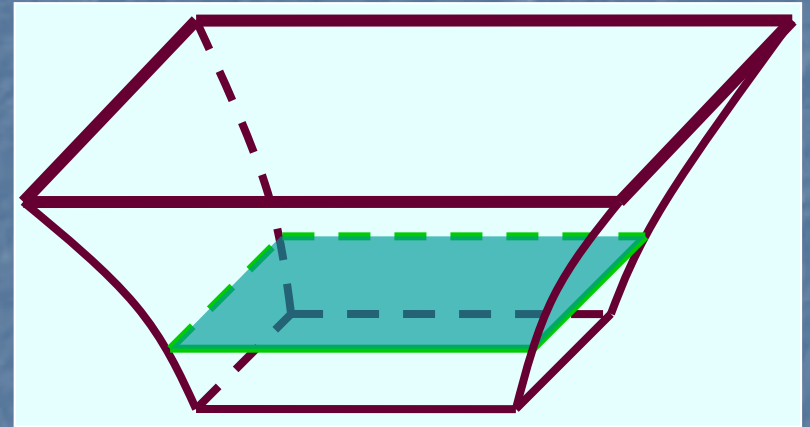
$$g_{YM}^2 N_c \gg 1$$

$$N_c \gg 1$$

Aplicación: Viscosidad ('de corte')



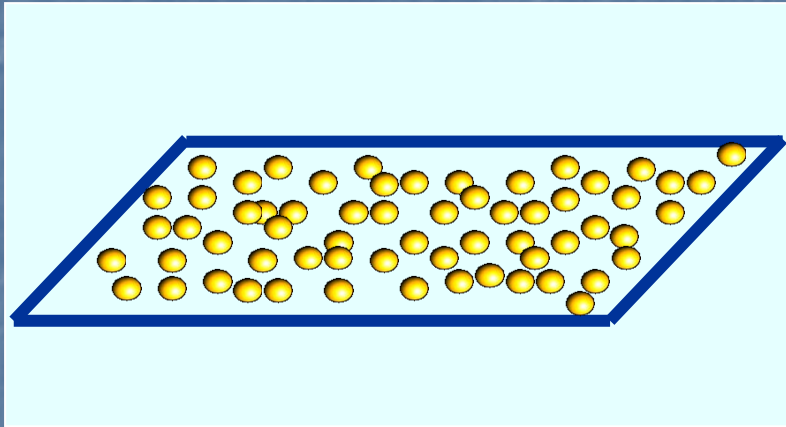
=



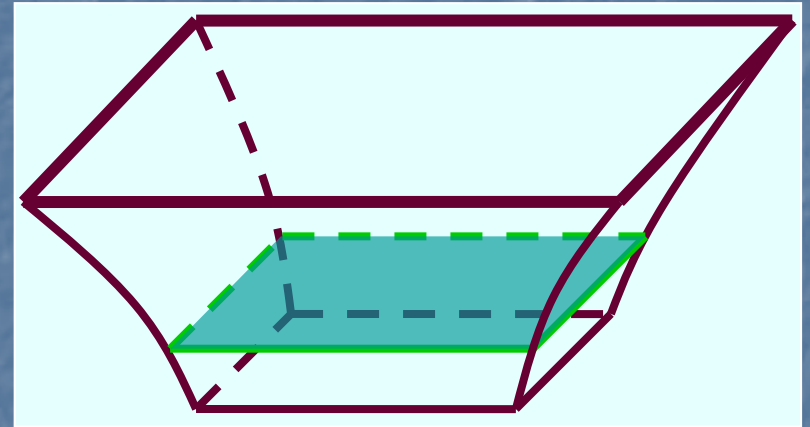
Viscosidad η :
¿qué tan cajetosa es
una sopa de gluones?

NO sabemos calcular ni
siquiera con QCD en retícula

Aplicación: Viscosidad ('de corte')



=



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

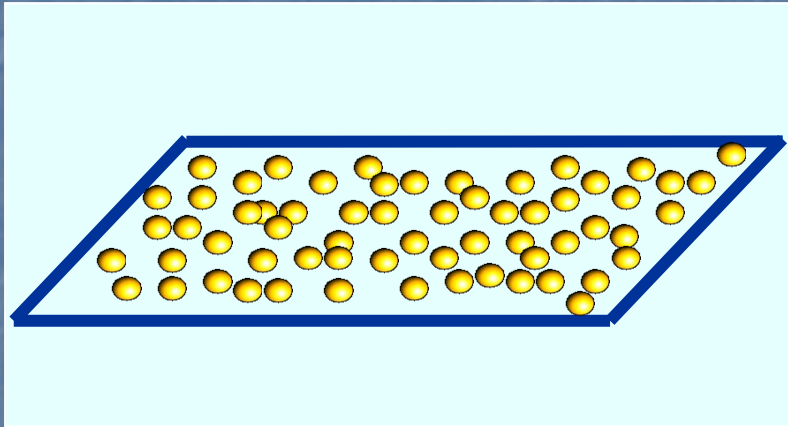
[Kubo]

[Callan; Gubser, Klebanov, Polyakov; Witten]

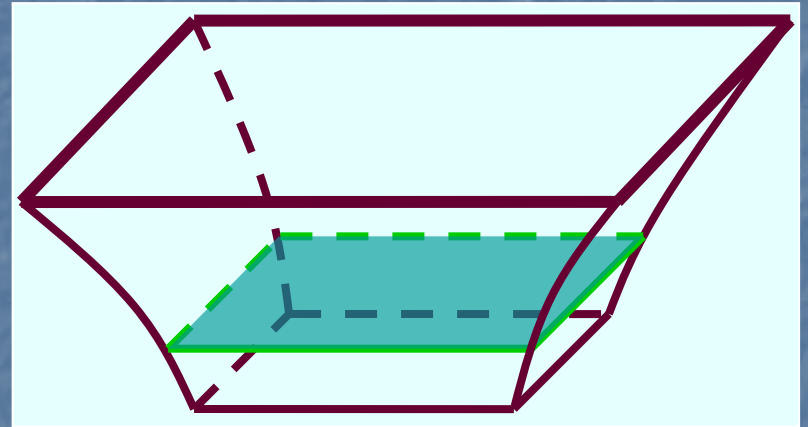
Correlador de 2 puntos
del tensor de
energía-momento

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]

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

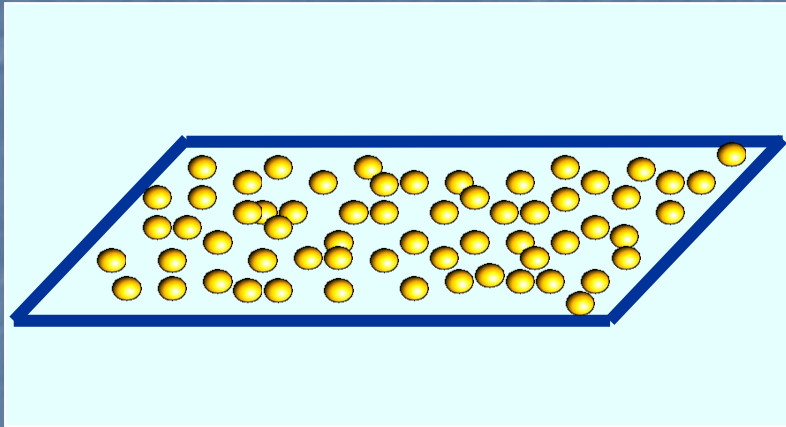
$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{k_B} \left(\frac{1}{4\pi} + \frac{135\zeta(3)}{64\sqrt{2}\pi(g_{YM}^2 N)^{3/2}} + \dots \right) \ll \frac{\hbar}{k_B}$$

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

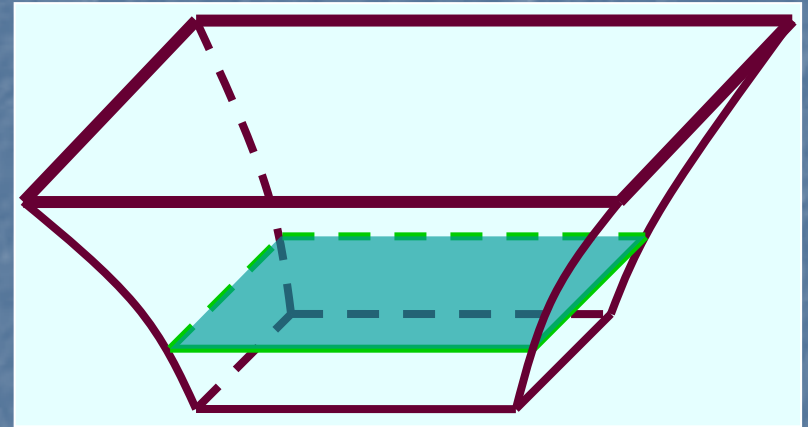
NO accesible con QCD en retícula

¿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]

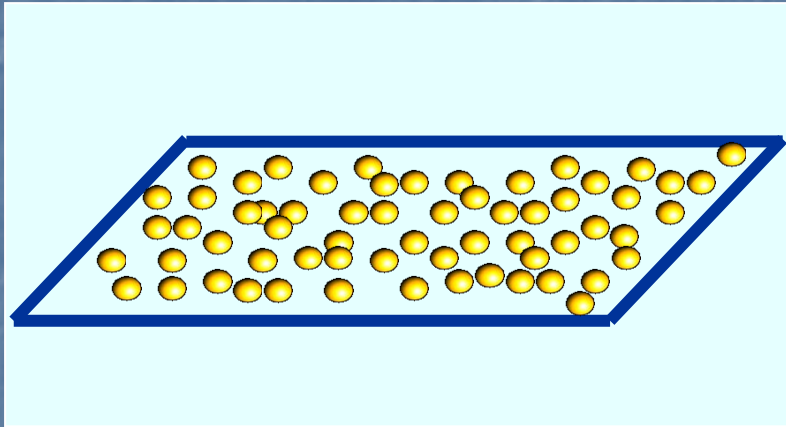
$$g_{YM}^2 N \gg 1 \Rightarrow$$

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

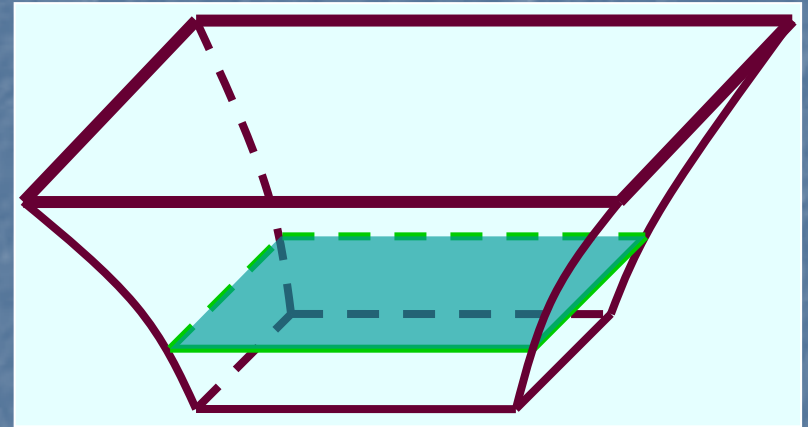
[Policastro, Son, Starinets; Buchel, Liu, Starinets]

Universal: igual en todos los ejemplos holográficos ~ 0.08

Aplicación: Viscosidad ('de corte')



=



Viscosidad del QGP según
los experimentos:

$$\frac{\eta}{s} \simeq 0.1 - 0.2$$

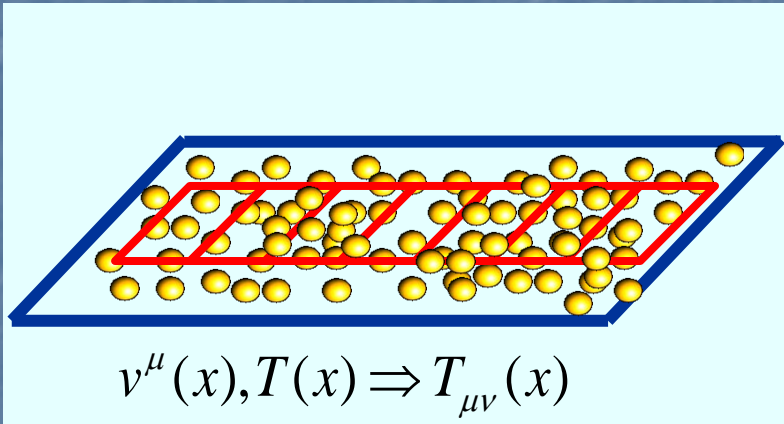
¡El método holográfico
nos da la **mejor estimación
disponible!**

Burda estimación de la
viscosidad del QGP según
la correspondencia:

$$\frac{\eta}{s} \simeq \frac{1}{4\pi} \simeq 0.1$$

(cf. helio líquido ~ 1 ,
agua ~ 30 , miel $\sim 5,000$,
brea $\sim 100,000,000,000$)

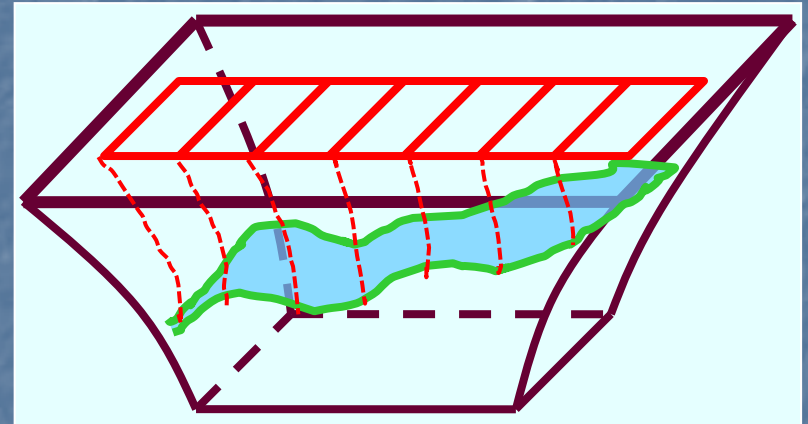
Correspondencia Fluidos/Gravedad



Descripción hidrodinámica

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

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



Agujero negro no uniforme

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

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

[Bhattacharyya, Hubeny, Minwalla, Rangamani]

¡¡Navier-Stokes=Einstein!! ✓

Empate a nivel **NO LINEAL**, orden por orden en expansión en derivadas (expansión estándar en hidrodinámica)

Muchas Otras QGP-Aplicaciones...

- **Entropía** [Gubser,Klebanov,Peet; Gubser,Klebanov,Tseytlin; etc.]
- **Viscosidad** [Policastro,Son,Starinets.; Buchel,Liu; etc.]
- **Apantallamiento** [Liu,Rajagopal,Wiedemann; Chernicoff,García,AG; Peeters,Sonnenschein,Zamaklar; etc.]
- **Pérdida de energía de quarks pesados o ligeros** [Herzog et al.; Gubser; Casalderrey,Teaney; Liu,Rajagopal,Wiedemann; Chesler,Jensen,Karch,Yaffe;Arnold,Vaman; Cáceres,AG; etc.]
- **Termalización** [Balasubramanian et al.; Chesler,Teaney; etc.]
- **Movimiento Browniano/Efecto Unruh** [Son,Teaney; de Boer, Hubeny,Rangamani,Shigemori; Cáceres,Chernicoff,AG,Pedraza; etc.]
- **Velocidad Límite** [Argyres,Edalati,Vázquez-Poritz; Gubser; Casalderrey,Teaney; Mateos,Myers,Thomson; Ejaz et al.; Chernicoff,AG]
- **Plasma en Expansión** [Janik,Peschanski; Shuryak,Sin,Zahed; Nastase; Nakamura,Sin; Friess,Gubser,Michalogiorgiakakis,Pufu; Chesler,Yaffe; etc.]
- **Plasma Anisotrópico** [Mateos,Trancanelli; etc.]
- Etc.

Se han explorado aplicaciones similares a materiales con fuerzas intensas en **otras ramas de la física** (materia condensada y física atómica), p.ej. superconductores, superfluidos, etc.

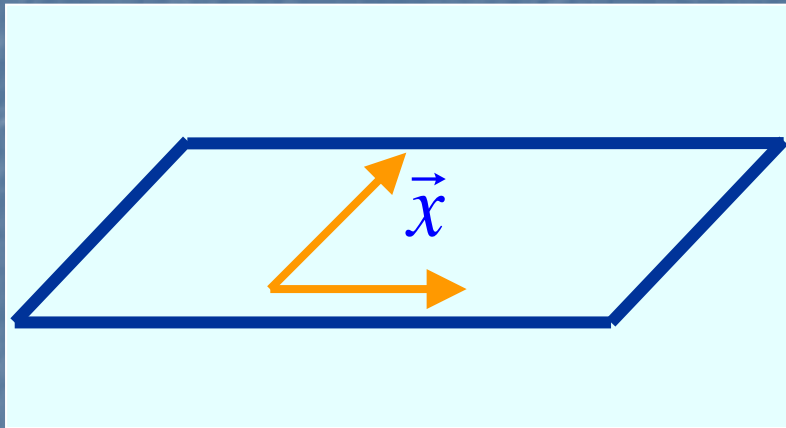
[Son; Balasubramanian,McGreevy; Kachru,Liu,Mulligan; Gubser; Hartnoll,Herzog,Horowitz; Hartnoll,Polchinski,Silverstein,Tong; Sachdev; Huijse,Sachdev; Faulkner,Iqbal,Liu,McGreevy,Vegh; etc.]

Varios **expertos** de la fuerza fuerte, el plasma de quarks y gluones, superconductores, etc. **¡se han tomado la molestia de aprender teoría de cuerdas** para usar la correspondencia en problemas de su interés!

En años recientes, la correspondencia ha hecho además contacto con el área de **información cuántica**, particularmente con la noción de entrelazamiento

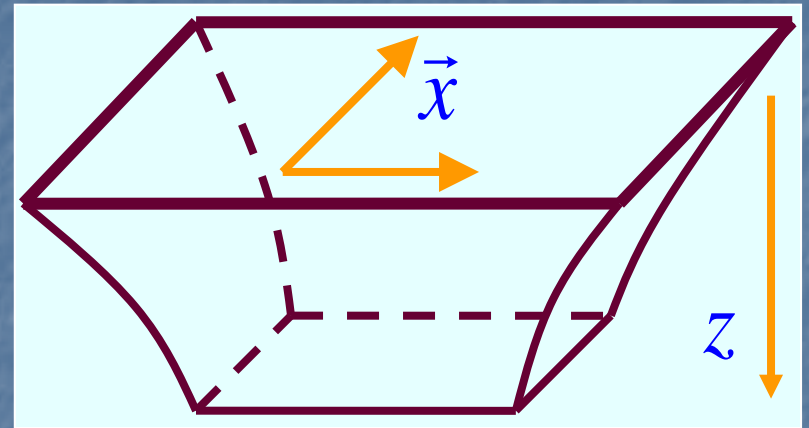
[Ryu,Takayanagi; Hubeny,Rangamani,Takayanagi; Casini,Huerta,Myers; Hayden,Headrick,Maloney; Czech,Lamprou; Almheiri,Dong,Harlow; Swingle; Van Raamsdonk; Maldacena,Susskind; etc.]

Correspondencia Holográfica



QFT en d dim

=

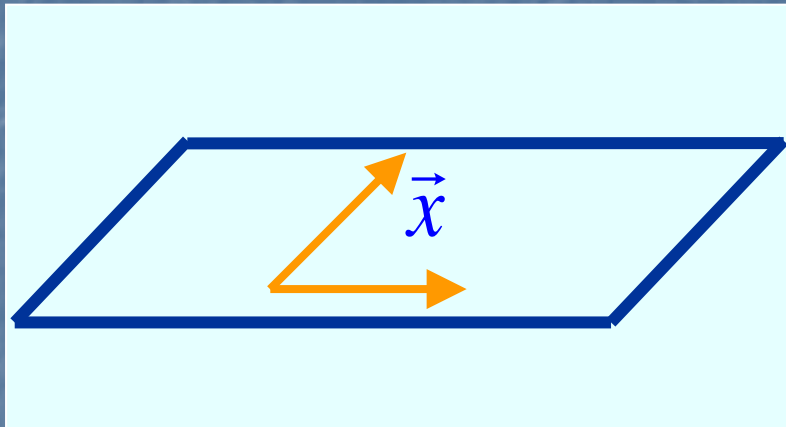


GRAV CUÁNTICA en D dim



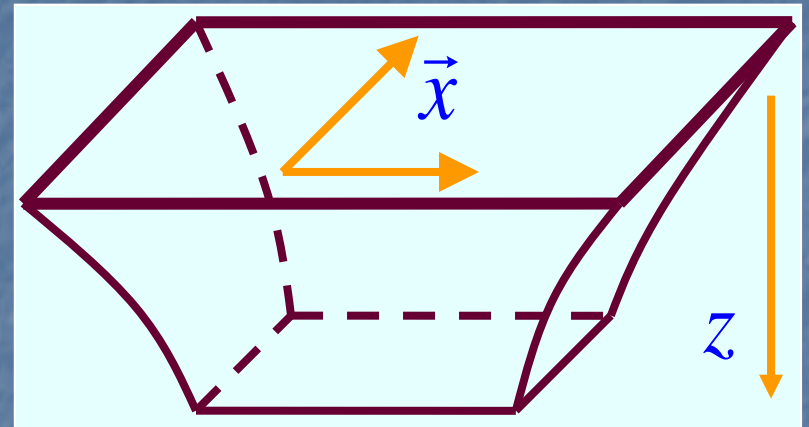
En esta dirección, la Teoría Gravitacional se utiliza como **una herramienta** (ya bien establecida) para entender algunos aspectos de QFTs que antes NO entendíamos

Correspondencia Holográfica



TEORÍA CUÁNTICA DE CAMPOS en d dim

=



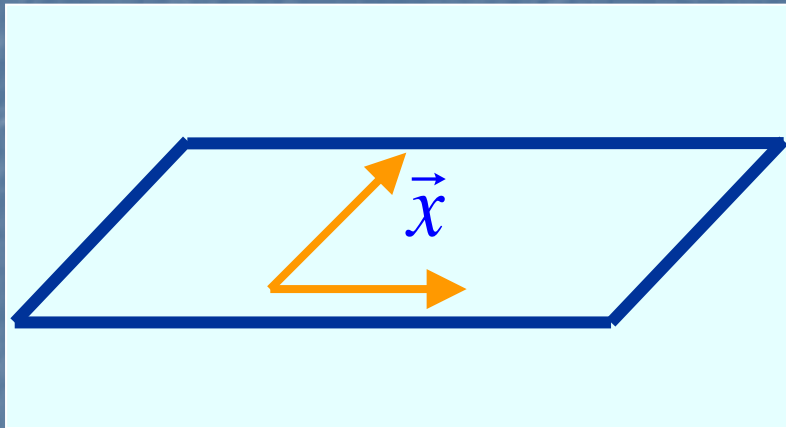
TEORÍA DE GRAVEDAD CUÁNTICA en $D > d$ dim



En la dirección opuesta, está ocurriendo un **MILAGRO**:

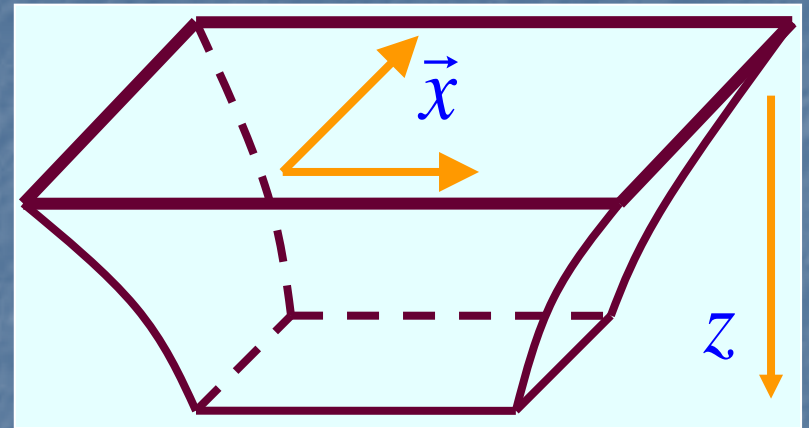
¡¡La QFT nos da una descripción COMPLETA de la Gravedad Cuántica!!

Correspondencia Holográfica



TEORÍA CUÁNTICA DE CAMPOS en d dim

=



TEORÍA DE GRAVEDAD CUÁNTICA en $D > d$ dim

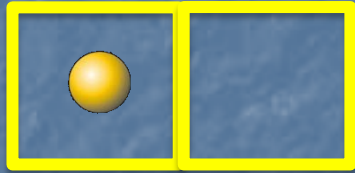


En la dirección opuesta, está ocurriendo un **MILAGRO**:

¿¿¿? **Pero cómo diablos puede la GRAVEDAD (incluso clásica) EMERGER de una QFT??!!**

ENTRELAZAMIENTO Cuántico

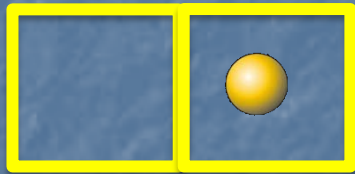
1 objeto cuántico puede estar 'indeciso' respecto a su posición (u otras de sus propiedades)



[Heisenberg; Schrödinger; Born; etc.]

ENTRELAZAMIENTO Cuántico

1 objeto cuántico puede estar 'indeciso' respecto a su posición (u otras de sus propiedades)

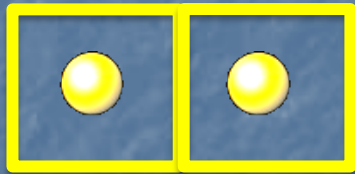


[Heisenberg; Schrödinger; Born; etc.]

ENTRELAZAMIENTO Cuántico

1 objeto cuántico puede estar 'indeciso' respecto a su posición (u otras de sus propiedades)

[Heisenberg; Schrödinger; Born; etc.]



30% 70%

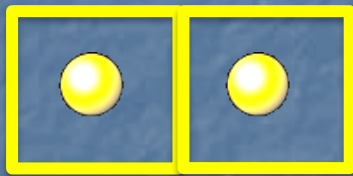
ENTRELAZAMIENTO Cuántico

1 objeto cuántico puede estar '**indeciso**' respecto a su posición (u otras de sus propiedades)

[Heisenberg; Schrödinger; Born; etc.]

2 o más objetos cuánticos pueden estar 'indecisos' por separado, o **COMPARTIR SU 'INDECISIÓN'**

[Schrödinger; Einstein, Podolsky, Rosen; etc.]



30% electrón izquierda Y protón izquierda
70% electrón derecha Y protón derecha

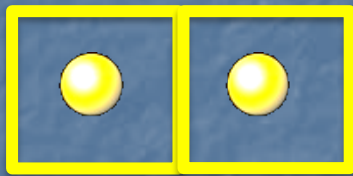
ENTRELAZAMIENTO Cuántico

1 objeto cuántico puede estar 'indeciso' respecto a su posición (u otras de sus propiedades)

[Heisenberg; Schrödinger; Born; etc.]

Esta 'conspiración' se llama **ENTRELAZAMIENTO**, **ENREDAMIENTO** o **ENMARAÑAMIENTO**

[Schrödinger; Einstein, Podolsky, Rosen; etc.]



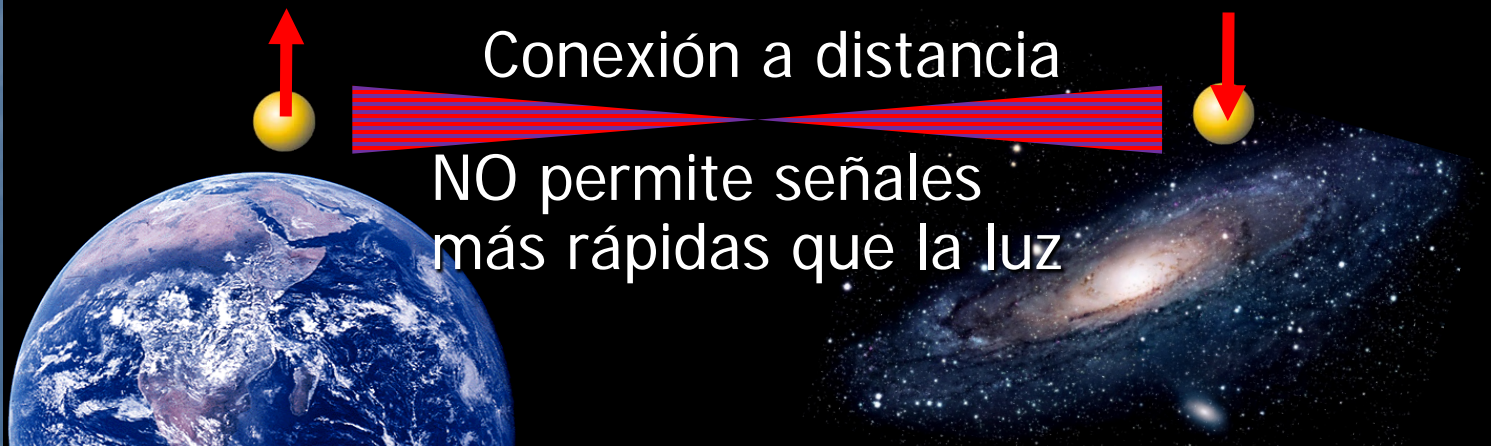
30% electrón izquierda Y protón izquierda
70% electrón derecha Y protón derecha

ENTRELAZAMIENTO Cuántico

Matemáticamente, son estados entrelazados los que **NO se pueden factorizar** en estados correspondientes a los subsistemas
P.ej., para 2 espines:

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

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



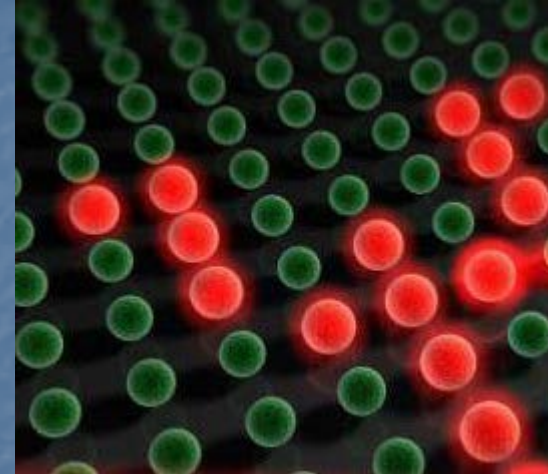
Entropía de Entrelazamiento

Dado cualquier sistema cuántico,
si lo **dividimos en 2 subsistemas**

A y **B**, y elegimos **un estado** ρ_{tot}
(una matriz de densidad) del
sistema completo

podemos CUANTIFICAR el
entrelazamiento entre A y B calculando la

ENTROPÍA DE ENTRELAZAMIENTO



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

[von Neumann]

con $\rho_A \equiv \text{Tr}_B(\rho_{\text{tot}}) = \text{Tr}_B(|\psi\rangle\langle\psi|) \equiv \sum_b \langle b|\psi\rangle\langle\psi|b\rangle$

la **matriz de densidad reducida**

Entropía de Entrelazamiento

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

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

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

ENTROPÍA DE ENTRELAZAMIENTO

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

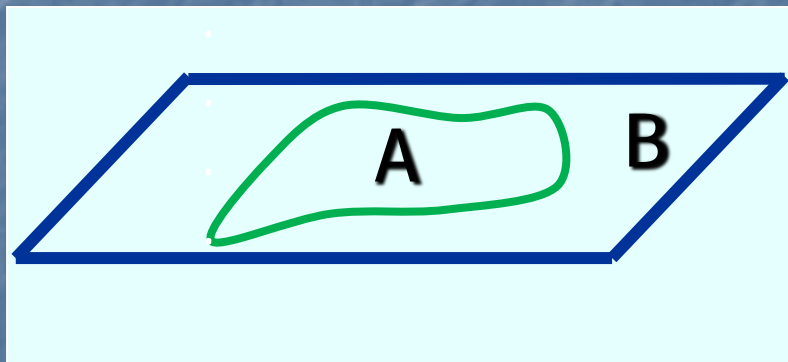
con $\rho_A \equiv \text{Tr}_B(\rho_{\text{tot}}) = \text{Tr}_B(|\psi\rangle\langle\psi|) \equiv \sum_b \langle b|\psi\rangle\langle\psi|b\rangle$

la matriz de densidad reducida

En los últimos años ha quedado claro que es MUY útil analizar a las teorías cuánticas de campos usando como herramienta el **entrelazamiento**: codifica en particular información sobre los **correladores**, y sobre el **grupo de renormalización**

[Calabrese, Cardy; Casini, Huerta; Wolf, Verstraete, Hastings, Cirac; Osterloh, Amico, Falci, Fazio; Osborne, Nielsen; Verstraete, Popp, Cirac; Plenio, Eisert, Dreißig, Cramer; Vidal, Latorre, Rico, Kitaev; etc.]

Tomamos **un estado** de nuestros campos, p.ej. el "**vacío**" (=estado de mínima energía \neq nada), y cuantificamos

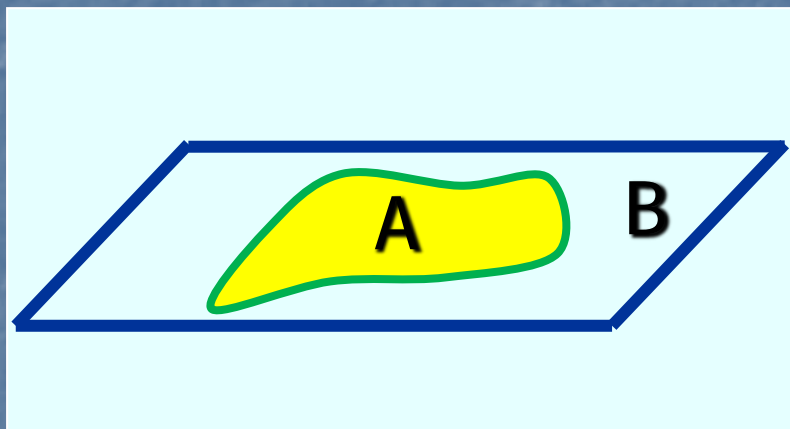


el entrelazamiento entre una **región espacial A** y su complemento B, con la **entropía de entrelazamiento**

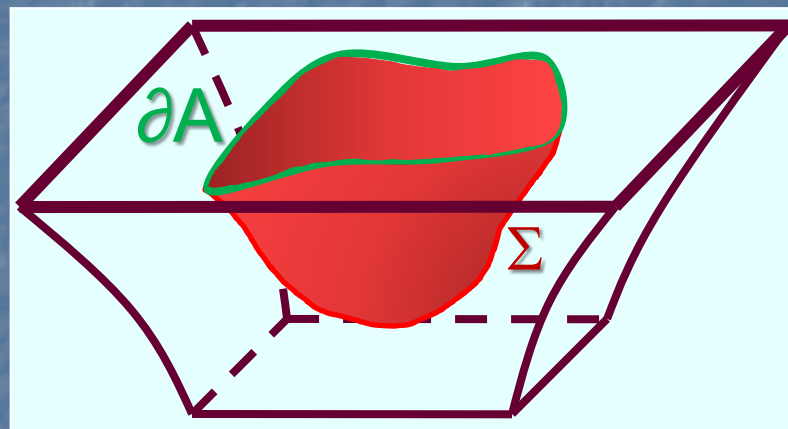
$$S_{EE}(A) = -\text{Tr}(\rho_A \ln \rho_A)$$

¡Muy difícil de calcular, incluso en una teoría libre!

Entrelazamiento Holográfico



=



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

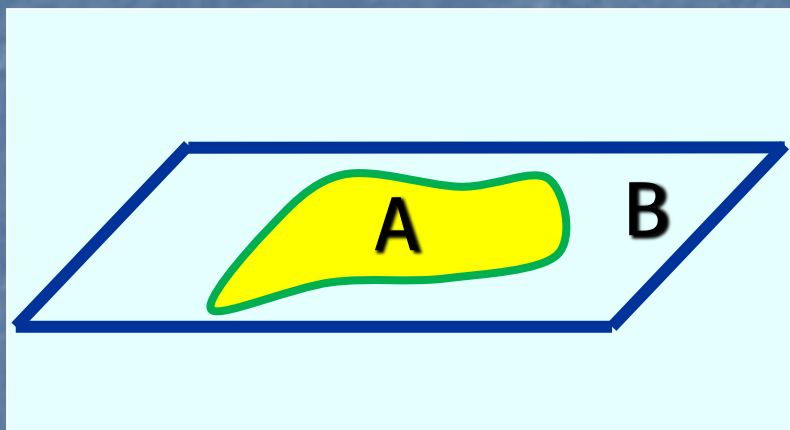
(La fórmula es distinta si la gravedad no es Einstein, o si no es clásica [Dong; Camps; Faulkner, Lewkowycz, Maldacena])

Entrelazamiento: propiedad inherentemente **cuántica**

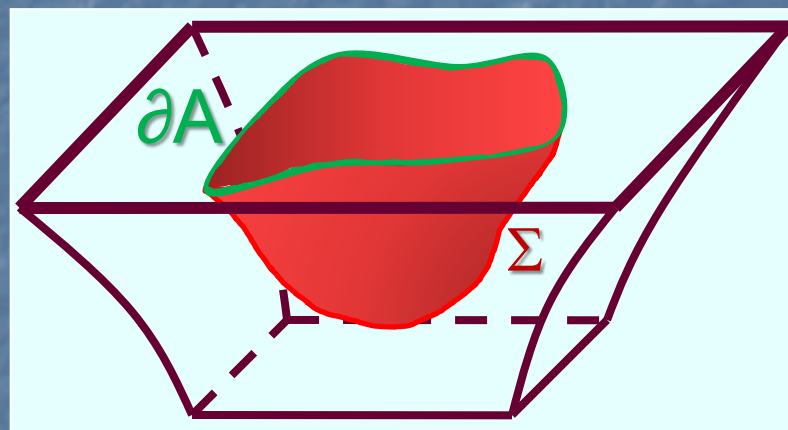


Área: propiedad **clásica**

Entrelazamiento Holográfico



=

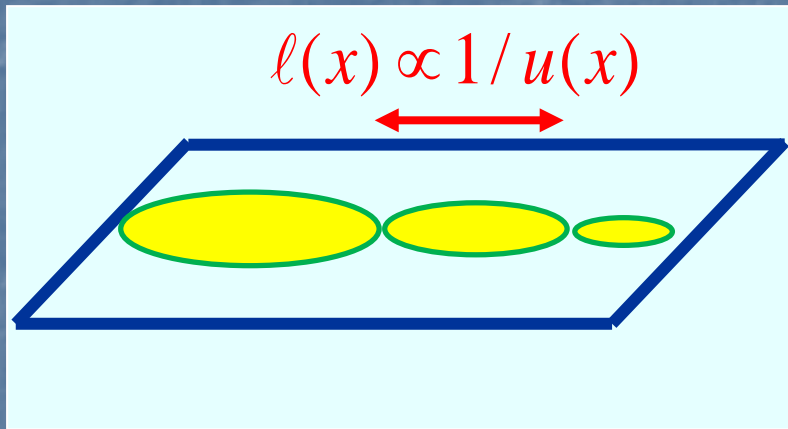


$$S_{EE}(A) = \min_{\partial A = \partial \Sigma} \frac{\text{Area}_{\Sigma}}{4G_N} \quad [\text{Ryu, Takayanagi; Hubeny, Rangamani, Takayanagi; Lewkowycz, Maldacena}]$$

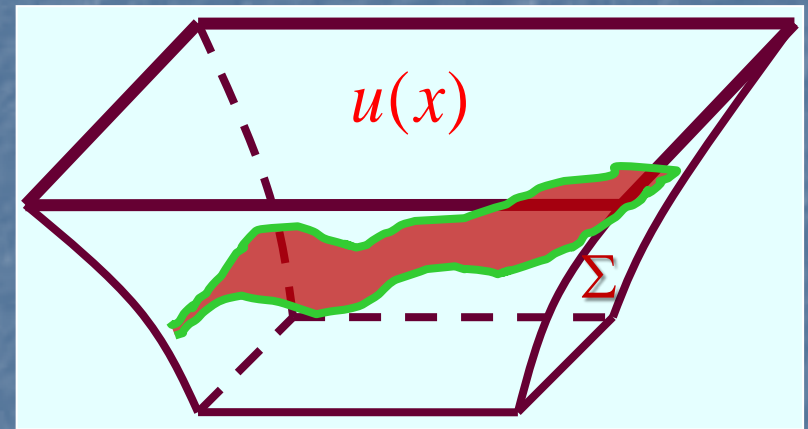
Conduce a **resultados** (en teorías de campos fuertemente acopladas!) que son **consistentes con lista infinita de propiedades esperadas** (ley de área, subaditividad fuerte, entropía térmica, contacto con anomalías, etc.) ✓

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

Entropía Diferencial (“Hoyografía”)



=

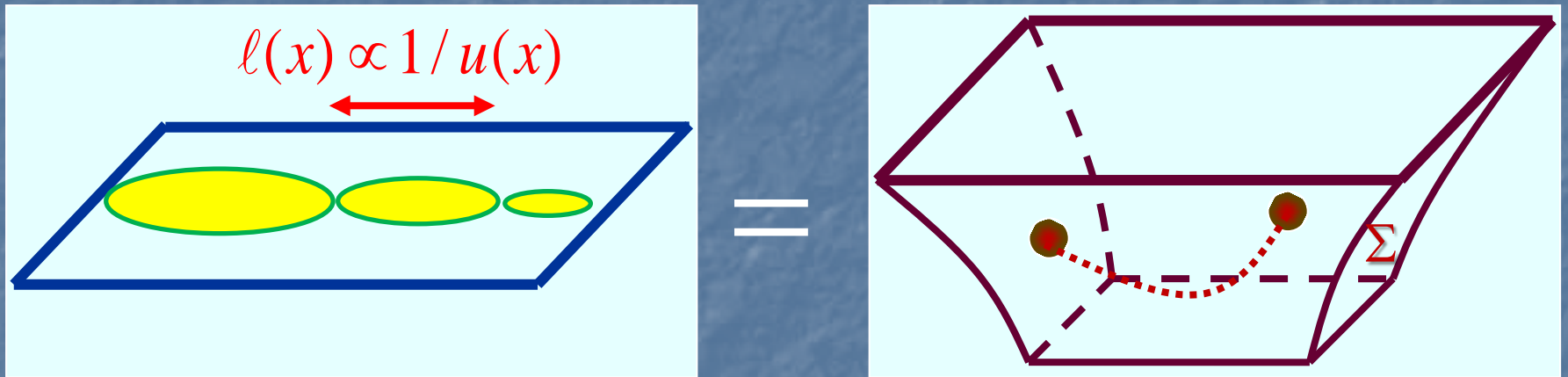


Sumando y restando superficies mínimas (“entropía diferencial”), podemos reconstruir **CUALQUIER** superficie

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

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

Geometría Emergente



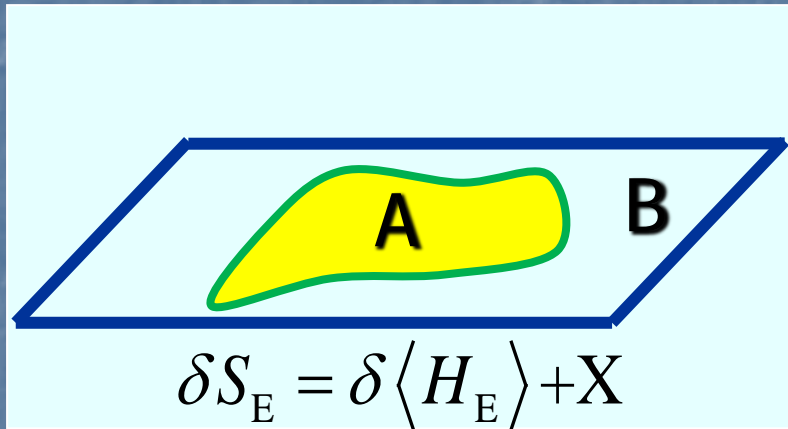
¡Y encogiendo las superficies podemos **DEFINIR PUNTOS Y DISTANCIAS**, es decir, la **métrica!**

[Czech,Lamprou; Czech,Lamprou,McCandlish,Mosk,Sully]

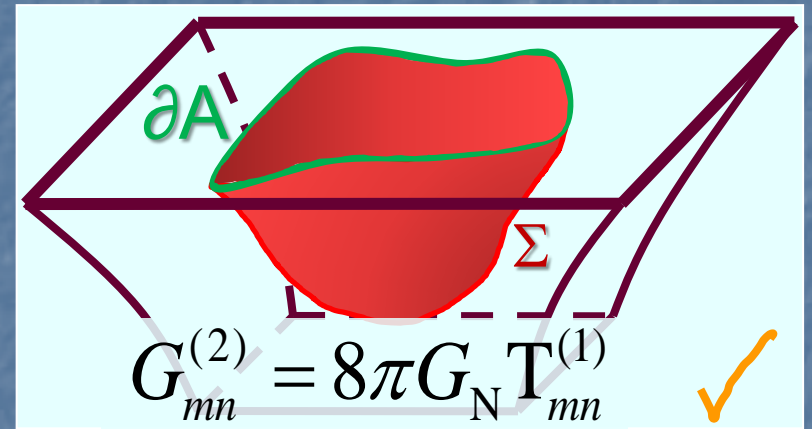
Si conocemos el **PATRÓN DE ENTRELAZAMIENTO** en el estado dado de nuestra Teoría de Campos, ¡¡podemos **RECONSTRUIR EL ESPACIO DISTORSIONADO!!**

(Hemos incursionado en esto en [Espíndola,Güijosa,Landetta,Pedraza; Espíndola,Güijosa,Pedraza])

Einstein a partir de Entrelazamiento



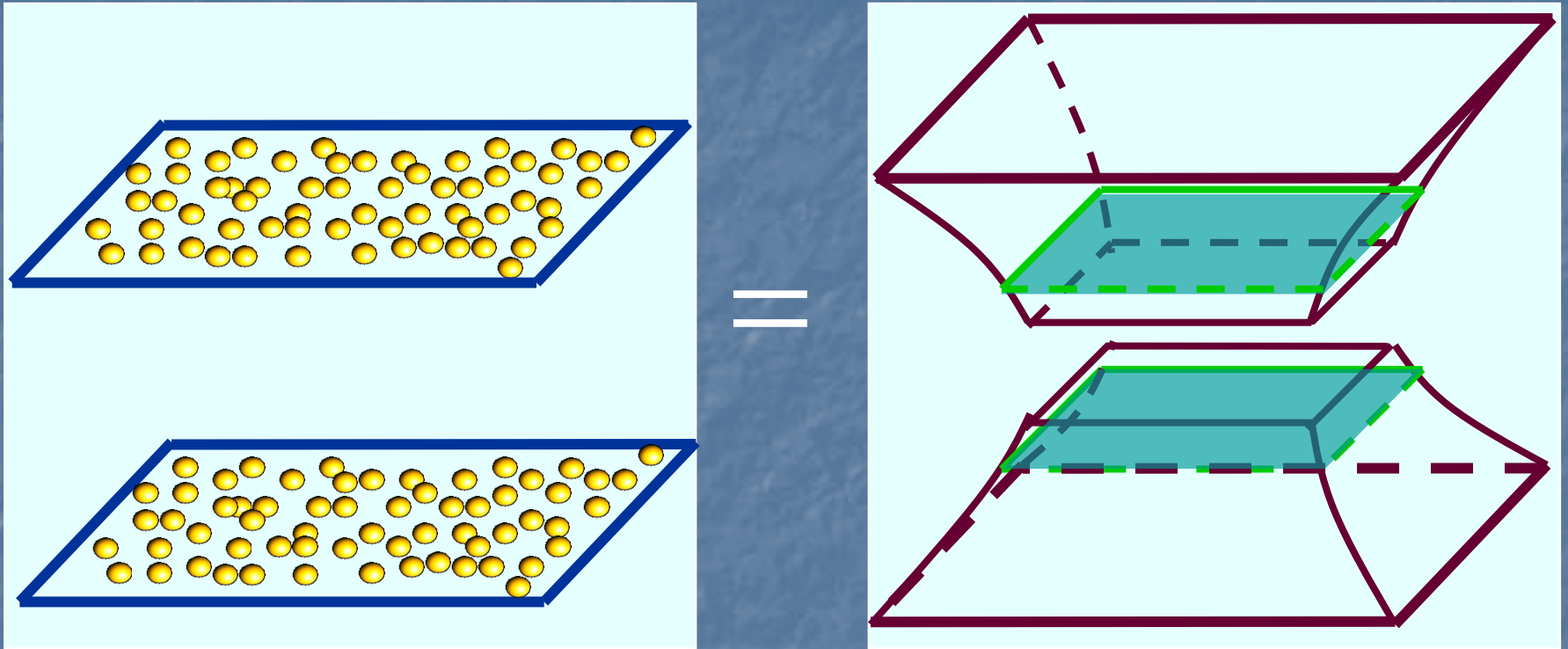
=



Y considerando pequeñas excitaciones por encima del vacío de una CFT (que en la Teoría de Gravedad son pequeñas distorsiones de la geometría), ¡¡podemos deducir la **ECUACIÓN DE EINSTEIN a orden cuadrático**, a partir de entrelazamiento en la Teoría de Campos!!

[Lashkari,McDermott, Van Raamsdonk;Faulkner,Guica,Hartman,Myers, VanRaamsdonk; Faulkner; Mosk; Czech,Lamprou,McCandlish,Mosk,Sully; Swingle, Van Raamsdonk; Faulkner,Haehl,Hijano,Parrikar,Rabideau, VanRaamsdonk]

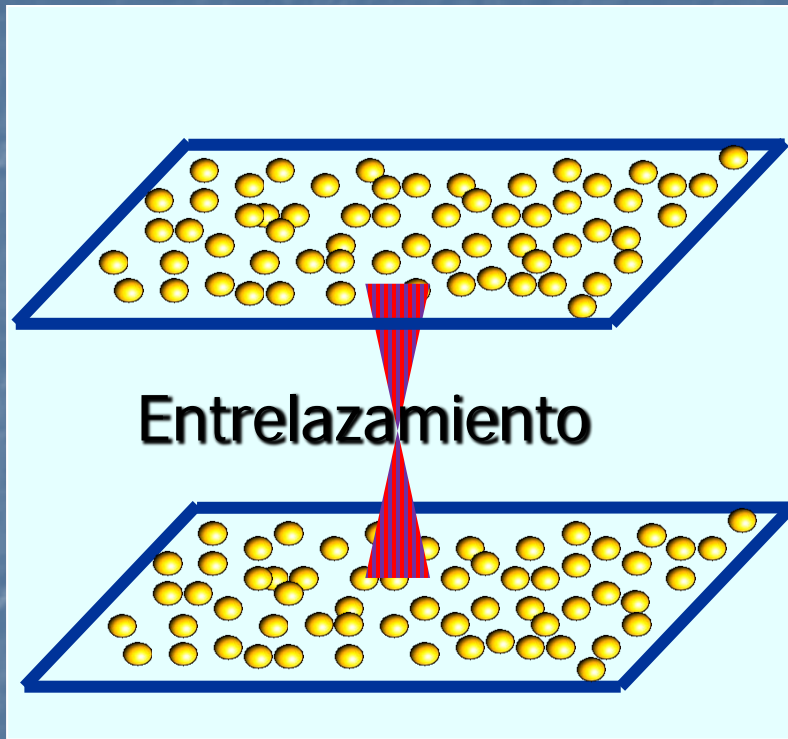
Entrelazamiento es "Pegamento"



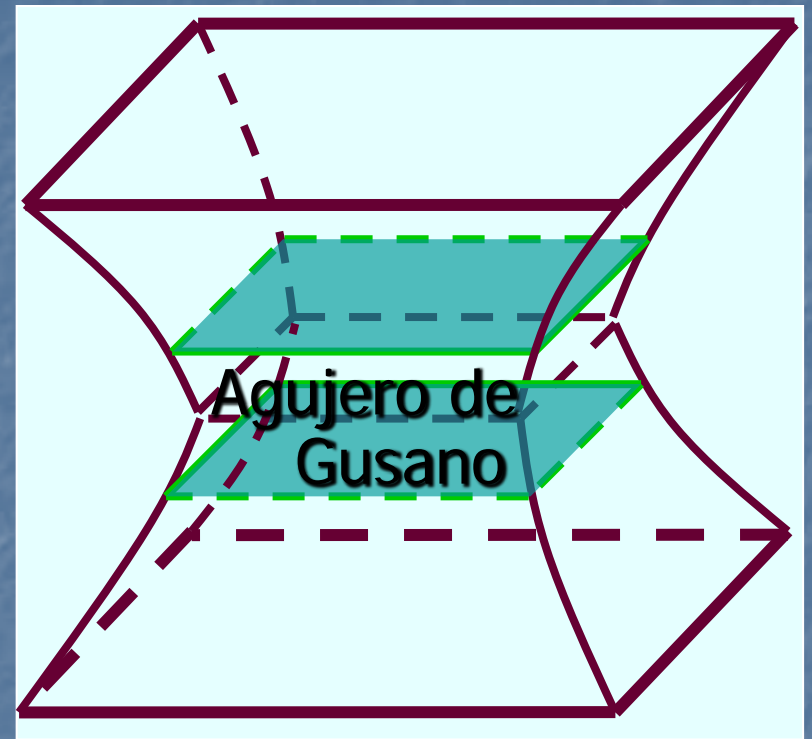
Hay indicios interesantes de que, en el contexto de la gravedad cuántica, **el entrelazamiento es el 'pegamento' entre regiones que de otro modo serían disjuntas**

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

Entrelazamiento es "Pegamento"



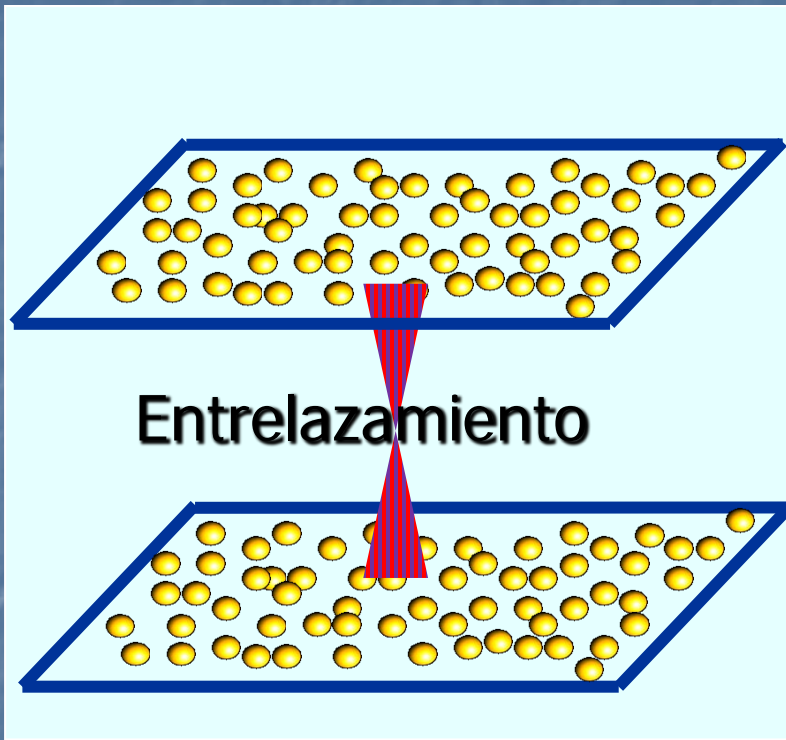
=



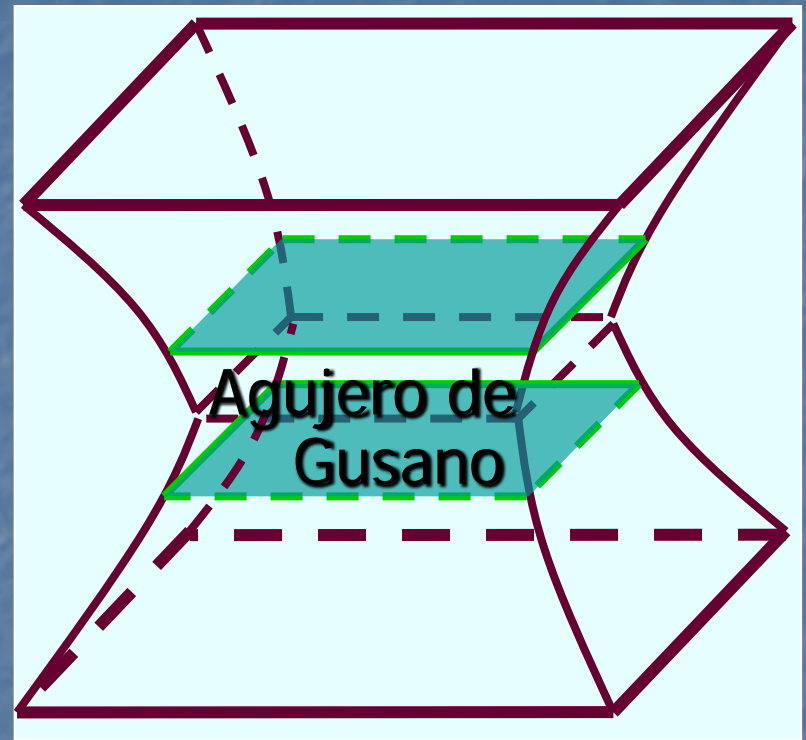
Hay indicios interesantes de que, en el contexto de la gravedad cuántica, **el entrelazamiento es el 'pegamento' entre regiones que de otro modo serían disjuntas**

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

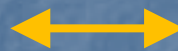
ER=EPR



=



Einstein-Poldosky-Rosen



Einstein-Rosen

Conjetura: en una **Teoría de Gravedad Cuántica**, el **ENTRELAZAMIENTO** implica una conexión geométrica, un **AGUJERO DE GUSANO** [Maldacena, Susskind]

(Hemos incursionado en esto en [Chernicoff, Güijosa, Pedraza])

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, cosmología, etc.)
- 3) La correspondencia define una **teoría de gravedad cuántica completa** (para fondos con ciertas asintopias), donde el **entrelazamiento** es un ingrediente importante para que emerja el **espaciotiempo**
- 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!**

Por si quieres aprender más sobre holografía, a continuación listamos
ALGUNOS LIBROS Y ARTÍCULOS DE
REVISIÓN

Aspectos Generales de la Correspondencia

- Nastase, *Introduction to the AdS/CFT Correspondence*, Cambridge University Press (2015)
- M. Ammon y J. Erdmenger, *Gauge/Gravity Duality*, Cambridge University Press (2015)
- 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

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
- Iqbal, Liu, Mezei, arXiv:1110.3814

Entrelazamiento e Información Cuántica

- van Raamsdonk, arXiv:1609.00026
- Rangamani, Takayanagi, arXiv:1609.01287
- Nishioka, Ryu, Takayanagi, arXiv:0905.0932
- Headrick, arXiv:1312.6717
- Harlow, arXiv:1409.1231, arXiv:1802.01040
- De Jonckheere, arXiv:1711.07787
- Witten, arXiv:1803.04993, arXiv:1805.11965

Varios

- V.E. Hubeny, S. Minwalla, M. Rangamani, arXiv:1107.5780 (correspondencia fluidos/gravedad)
- Alday, Roiban arXiv:0807.1889 (amplitudes de dispersión)
- Plefka, hep-th/0507136 (BMN y cadenas de espín)
- Beisert et al., arXiv:1012.3982 (integrabilidad)
- Bredberg, Keeler, Lysov, Strominger, arXiv:1103.2355 (Kerr/CFT)
- Berenstein, arXiv:1010.3270 (gravedad cuántica)
- Horowitz, gr-qc/0410049 (espaciotiempo en cuerdas)
- Seiberg, hep-th/0601234 (espaciotiempo emergente)
- Skenderis, Taylor arXiv:0804.0552 (bolas de pelusa)
- Peet, hep-th/9712253 (entropía de hoyos negros)
- Sen, arXiv:0708.1270 (conteos de precisión para entropía de hoyos negros)

LAS QUE SIGUEN SON LAS
TRANSPARENCIAS QUE TUVIMOS QUE
OMITIR DEL CURSO POR FALTA DE TIEMPO

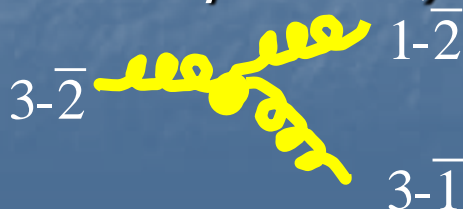
Primas de QCD

- '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

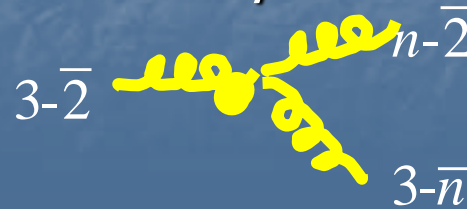
Tomar $N_c \rightarrow \infty$ con $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c$ fija ['t Hooft]

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) del 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** $N_c \times N_c$

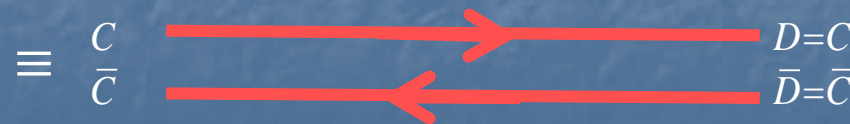
Propagador libre:

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



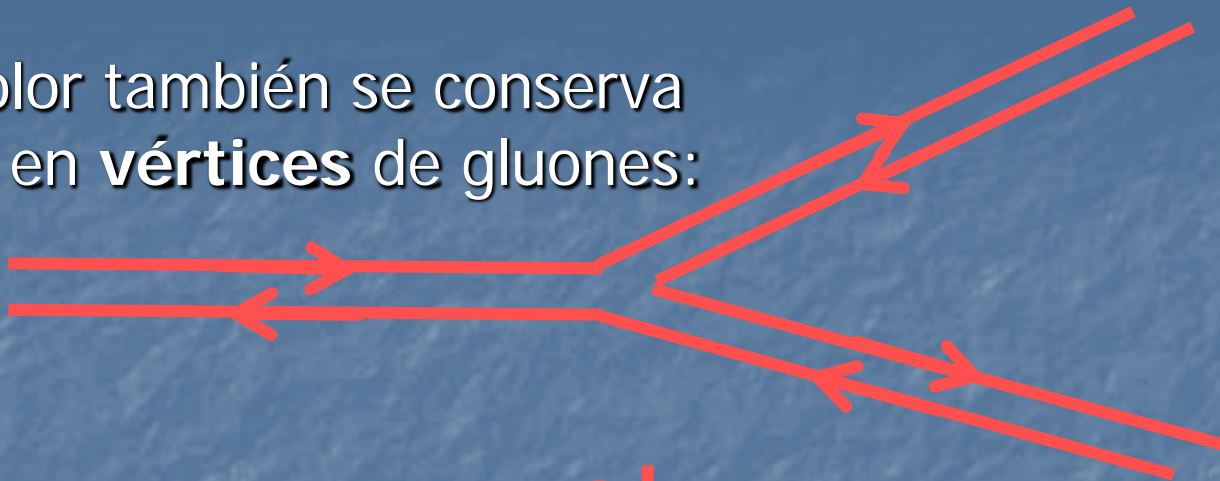
ignorar

"Notación de
doble línea"

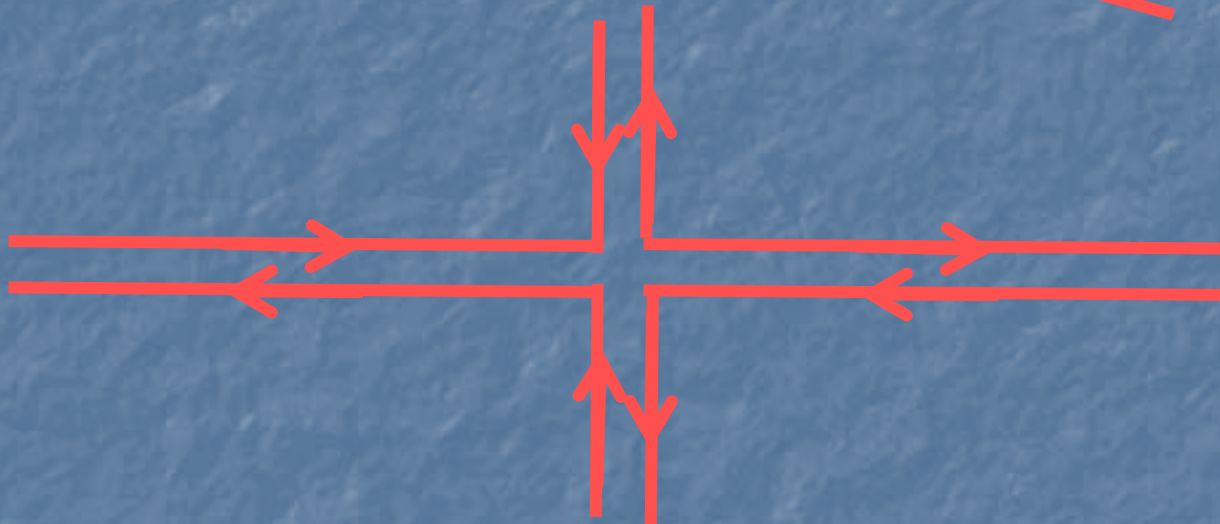


Como si gluón
fuera un
par quark-
antiquark

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



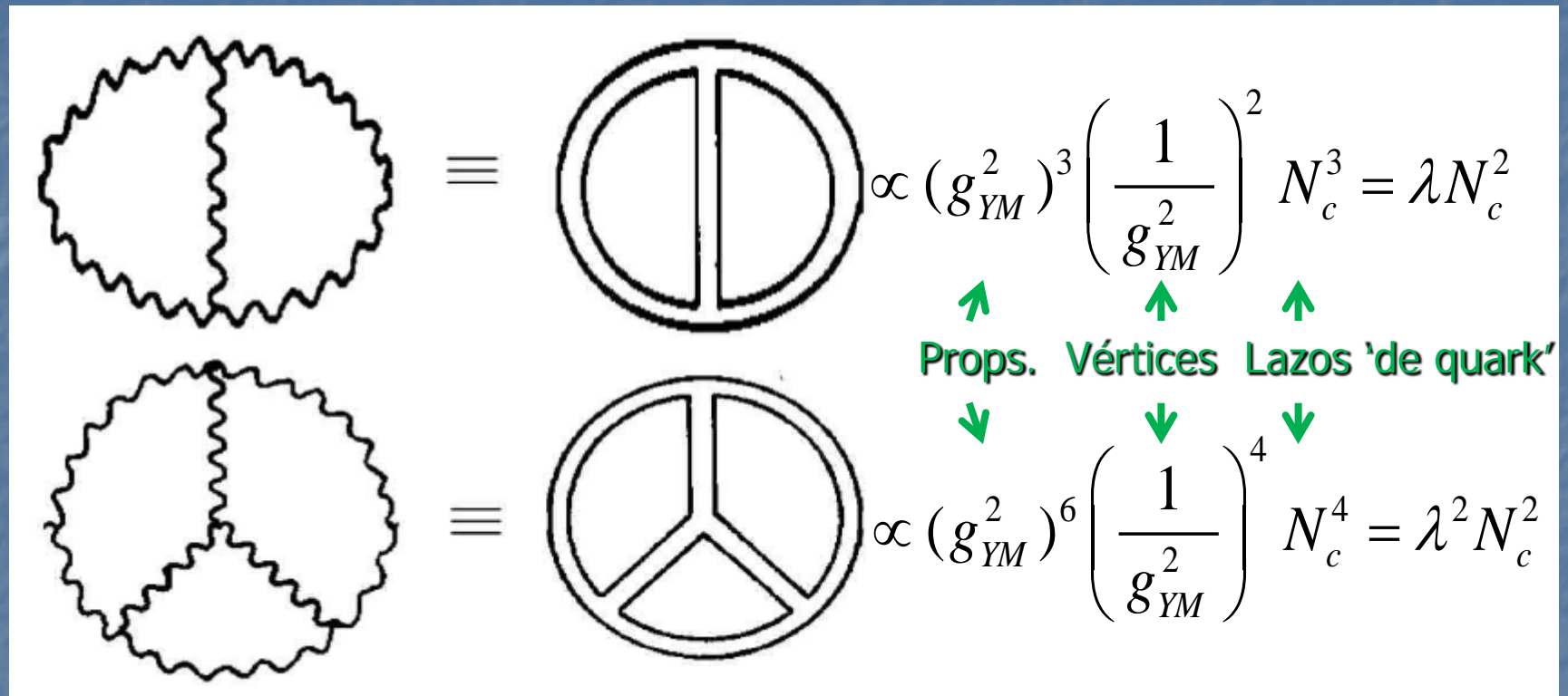
$$\propto \frac{1}{g_{YM}^2}$$



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

Además, cada lazo 'de quark' que se forme en un diagrama contribuirá factor de N_c por suma sobre las opciones de colores disponibles

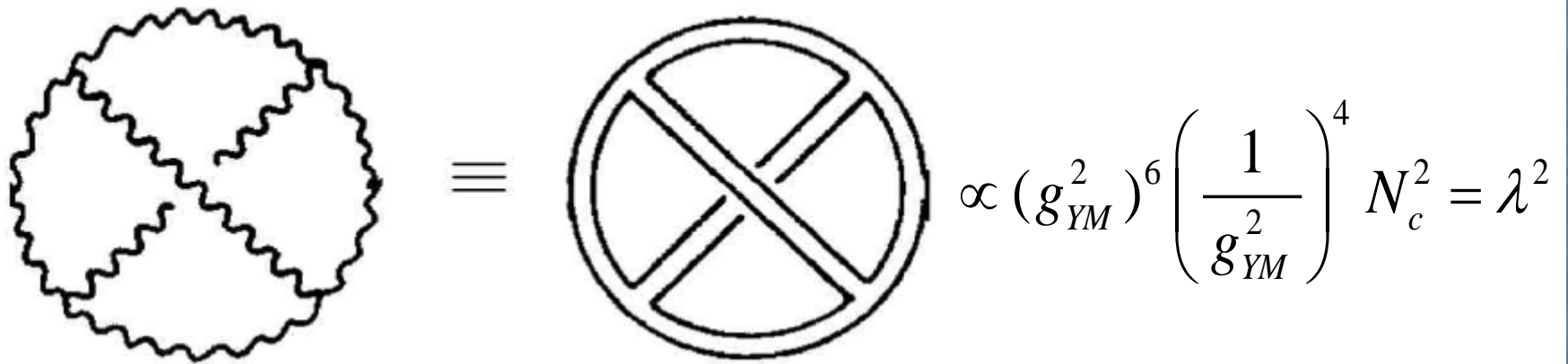
Podemos entonces fácilmente contar factores:



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 $1/N_c$:

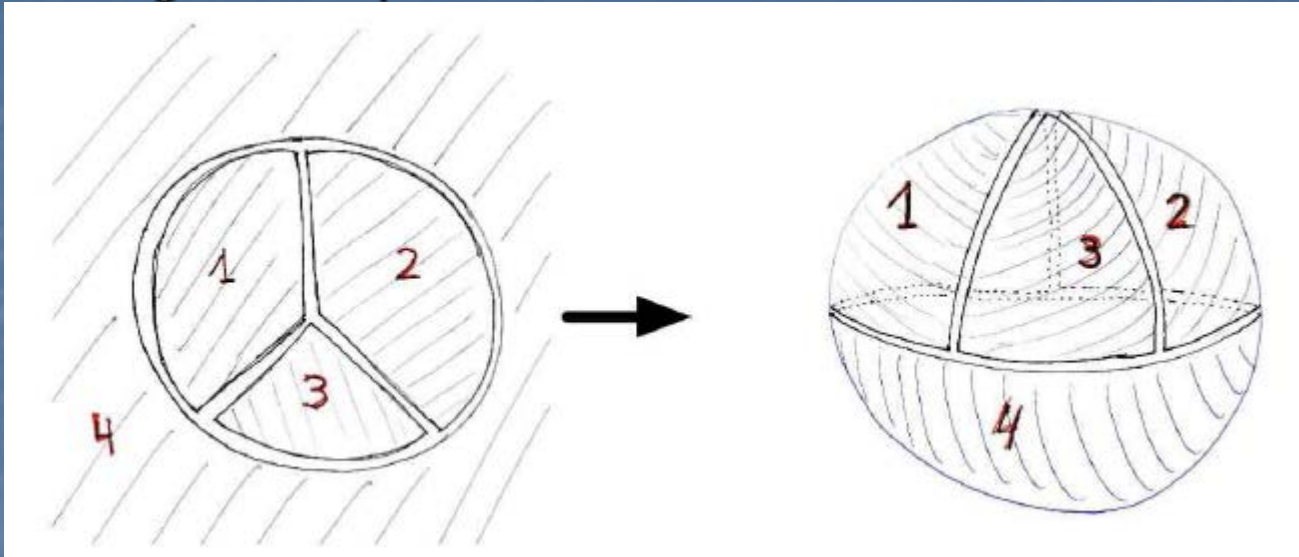


The diagrammatic equation shows a non-planar diagram (left) with a wavy boundary, followed by an equivalence symbol (\equiv), a planar diagram (right) consisting of a double-line circle with two diagonal lines crossing it, and a mathematical expression: $\propto (g_{YM}^2)^6 \left(\frac{1}{g_{YM}^2}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

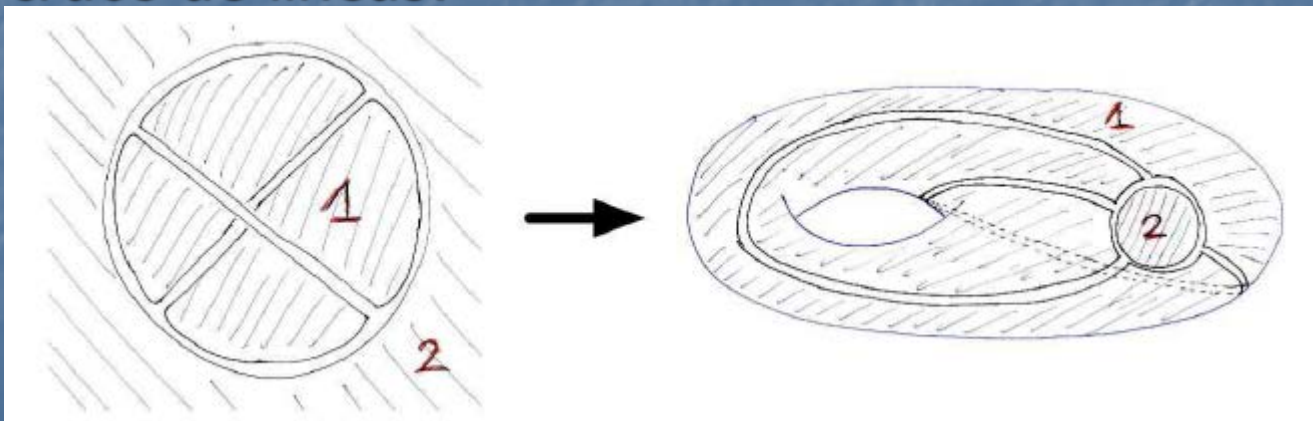
Tomar $N_c \rightarrow \infty$ con $\lambda \equiv g_{YM}^2 N_c$ fija simplifica la teoría porque **retiene solo los diagramas planares**

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

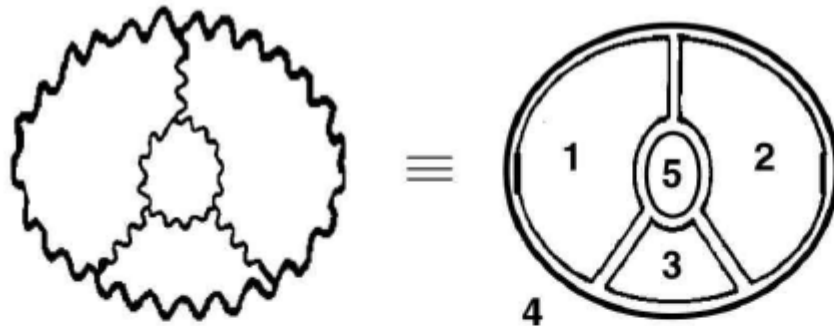
$$\left(g_{YM}^2\right)^{A-V} \left(N_c\right)^C = \left(\frac{\lambda}{N_c}\right)^{A-V} \left(N_c\right)^C = \left(N_c\right)^\chi \lambda^{A-V}$$

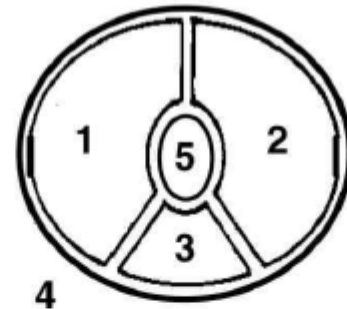
donde $\chi \equiv V - A + C$ es el **número (o característica) de Euler** de la superficie, un invariante topológico que puede reescribirse en la forma

$$\chi = 2 - 2m$$

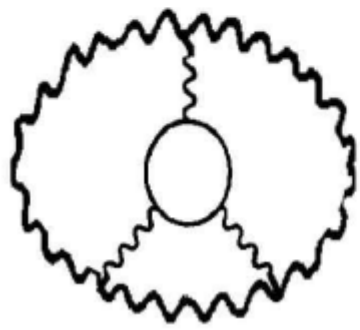
con m el número de manijas (=género de la superficie). Esto da otra manera de explicar por qué los diagramas no planares están suprimidos

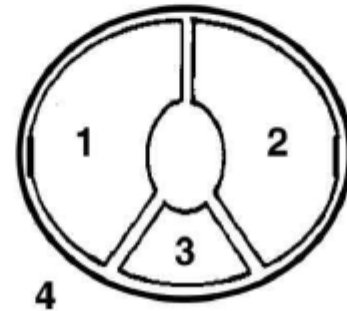
Al agregar quarks, tenemos propagadores de 1 sola línea,



\equiv

 $\propto (g_{YM}^2)^9 \left(\frac{1}{g_{YM}^2} \right)^6 N_c^5 = \lambda^3 N_c^2$

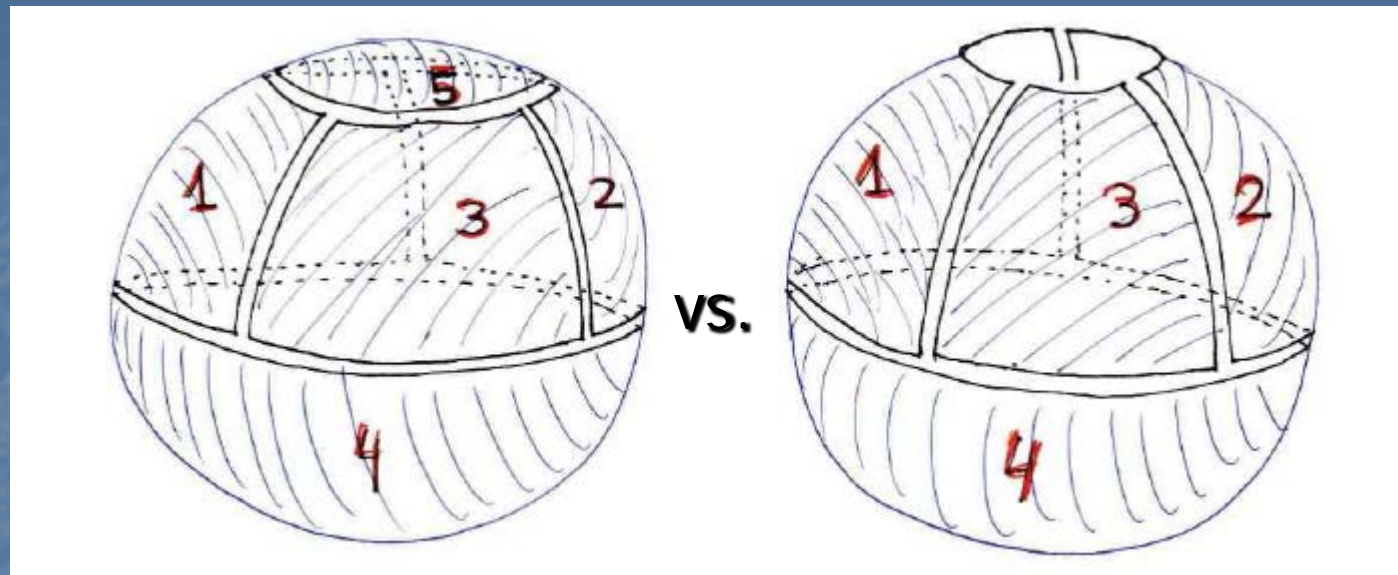
VS.



\equiv

 $\propto (g_{YM}^2)^9 \left(\frac{1}{g_{YM}^2} \right)^6 N_c^4 N_s = \lambda^3 N_c N_s$

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 $N_s \propto N_c \rightarrow \infty$)

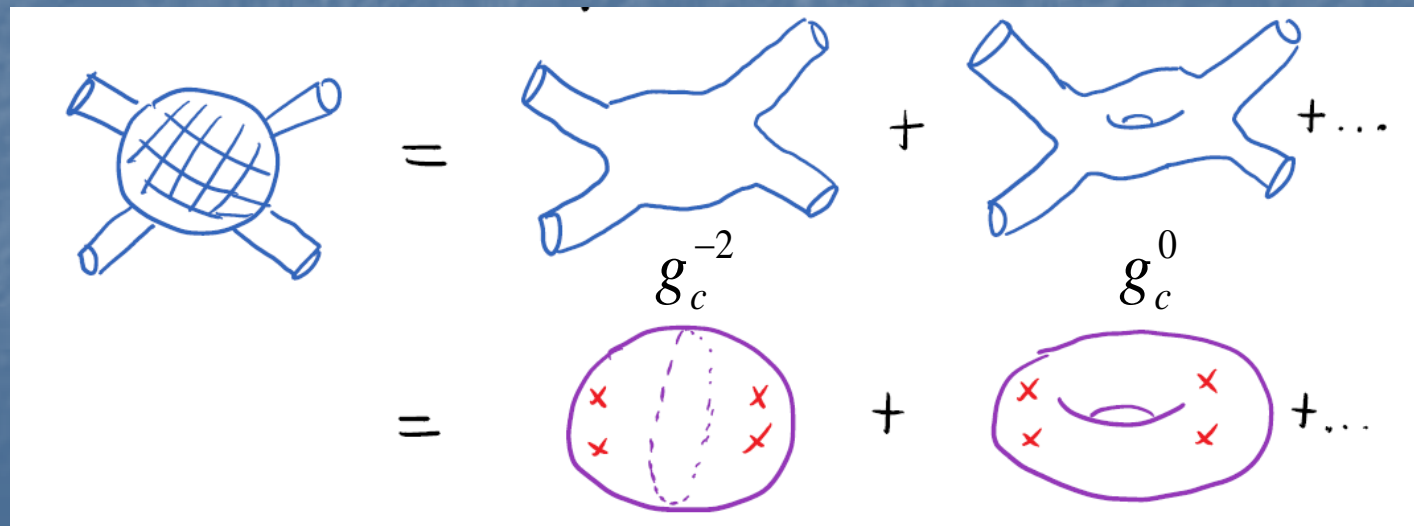
Concluimos entonces que las amplitudes tienen la forma

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

¡¡¡ 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 $g_c^{-\chi}$) !!!



Concluimos entonces que las amplitudes tienen la forma

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

iii 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**, en "representación adjunta"), dando lugar a **glubolas**, NO hay bordes: se trata de una teoría de **cuerdas cerradas**

Si además hay quarks (campos ψ_c son **columnas**, en "representación fundamental"), 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

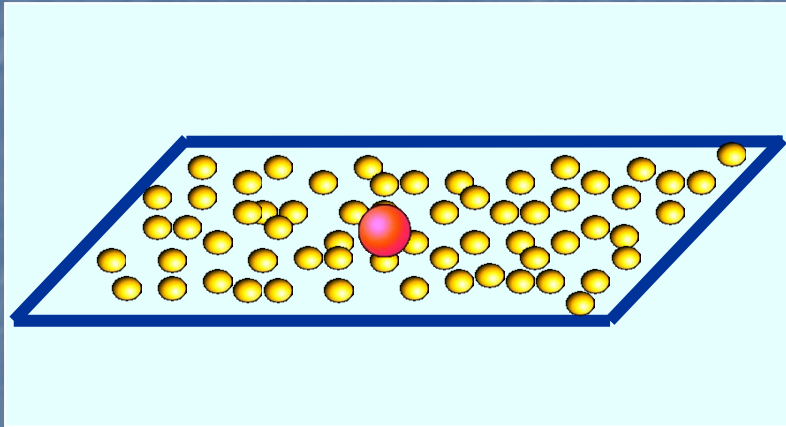
$\lambda \gg 1$ Intuitivamente, dominan diagramas con muchos vértices, ¿acaso se llenan los hoyos para dar verdaderas superficies?

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

Como veremos, AdS/CFT hace todo esto muy explícito

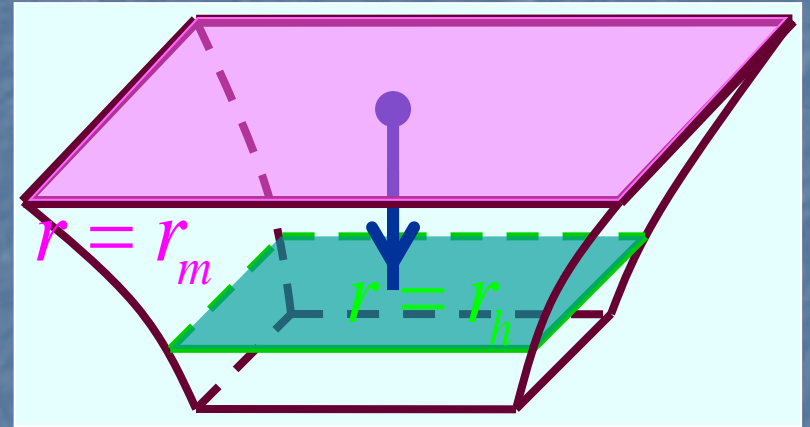
Para entender mejor el régimen de **acoplamiento fuerte**, nos conviene cambiar a una prima más distante de QCD...

Aplicación: Movimiento Browniano



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

=

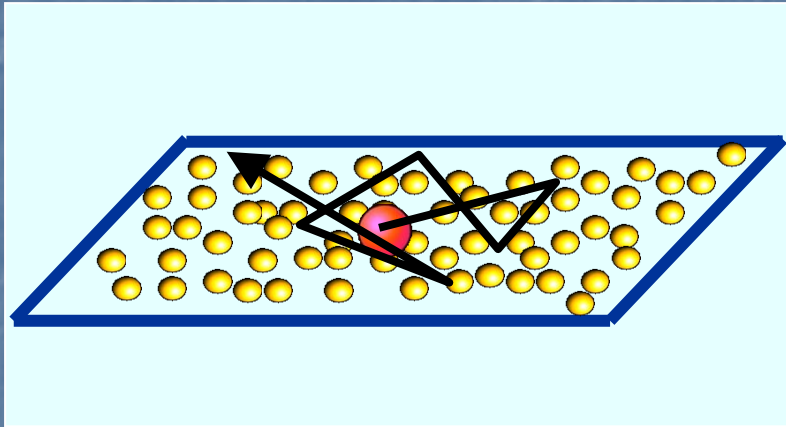


= Cuerda vertical en Schw-AdS
desde $r = r_m$ a $r = r_h \ll r_m$

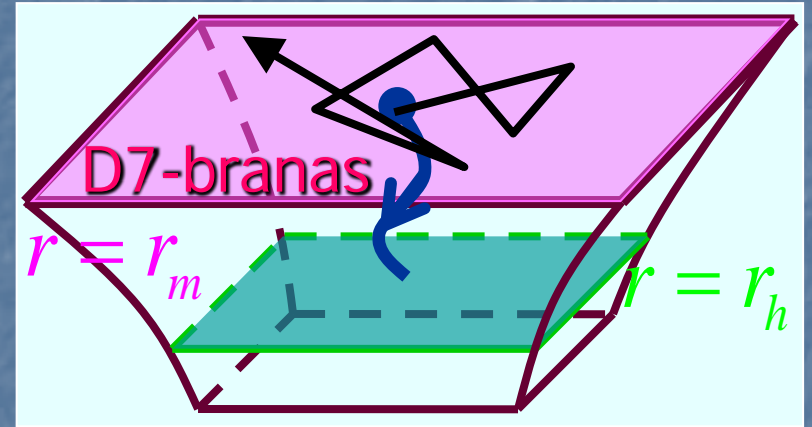
Esperamos que el quark
experimente movimiento
Browniano...

¿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]

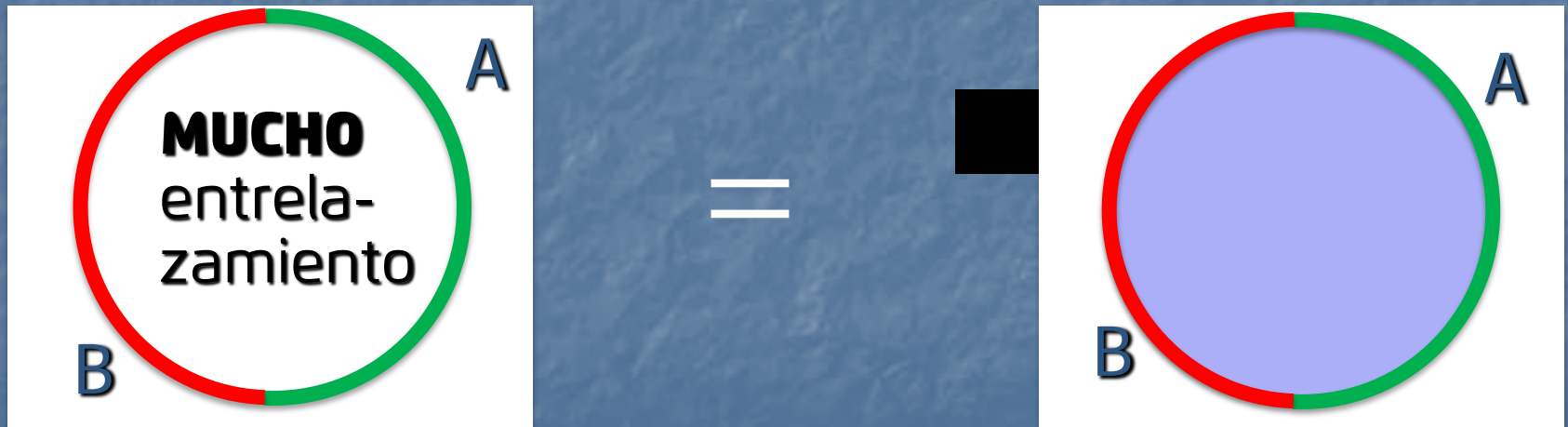
En la correspondencia norma/gravedad,
¡¡Hawking = Brown!!



Geometría Emergente

En ejemplos concretos, se puede ver que CUANDO EL **ENTRELAZAMIENTO DISMINUYE** entre 2 regiones de la QFT, las correspondientes REGIONES DEL ESPACIO EN LA TEORÍA DE GRAVEDAD SE ALEJAN Y **SE DESCONECTAN**

[Van Raamsdonk]



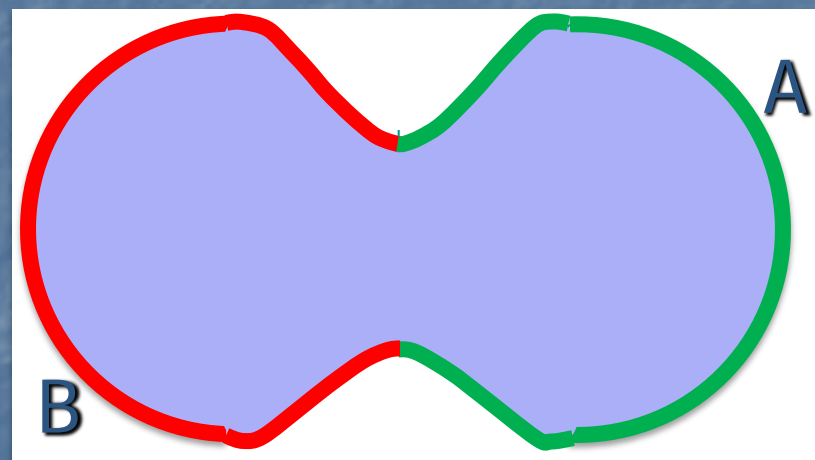
Geometría Emergente

En ejemplos concretos, se puede ver que CUANDO EL **ENTRELAZAMIENTO DISMINUYE** entre 2 regiones de la QFT, las correspondientes REGIONES DEL ESPACIO EN LA TEORÍA DE GRAVEDAD SE ALEJAN Y **SE DESCONECTAN**

[Van Raamsdonk]



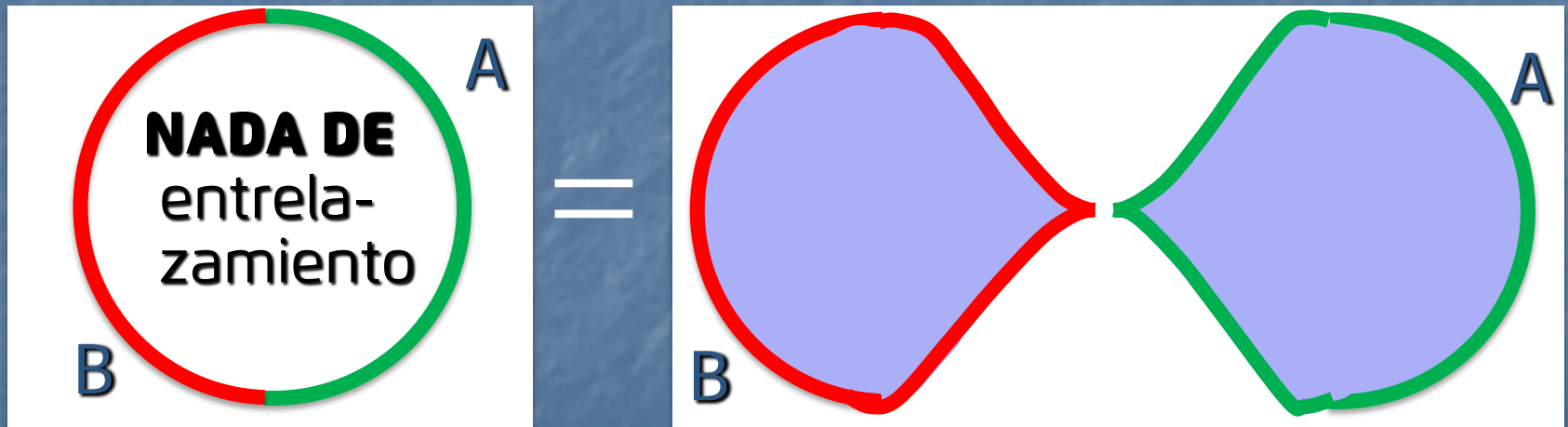
=



Geometría Emergente

En ejemplos concretos, se puede ver que CUANDO EL **ENTRELAZAMIENTO DISMINUYE** entre 2 regiones de la QFT, las correspondientes REGIONES DEL ESPACIO EN LA TEORÍA DE GRAVEDAD SE ALEJAN Y **SE DESCONECTAN**

[Van Raamsdonk]



Entrelazamiento es "Pegamento"

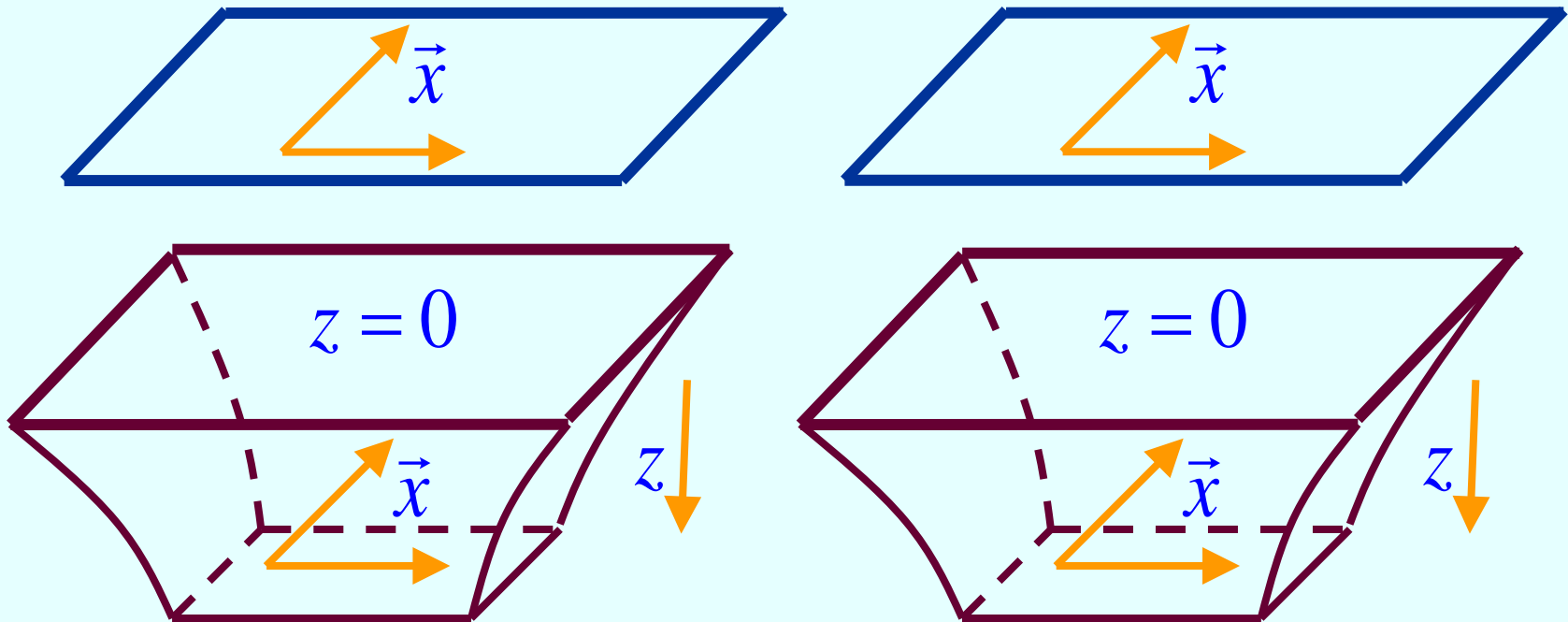
Consideremos 2 copias de la misma
QFT, **NO interactuantes**

$$I = I_{\text{QFT},1} + I_{\text{QFT},2}$$

Si analizamos un estado **NO entrelazado**,

$$|\psi\rangle = |\varphi\rangle_1 \otimes |\chi\rangle_2$$

cada QFT tendrá su **descripción gravitacional POR SEPARADO**



Entrelazamiento es "Pegamento"

Consideremos 2 copias de la misma
QFT, **NO interactuantes**

$$I = I_{\text{QFT},1} + I_{\text{QFT},2}$$

Consideremos ahora el estado **ENTRELAZADO**

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{Z}} \sum_n \exp\left(-\frac{\beta}{2} E_n\right) |E_n\rangle_1 \otimes |E_n\rangle_2$$

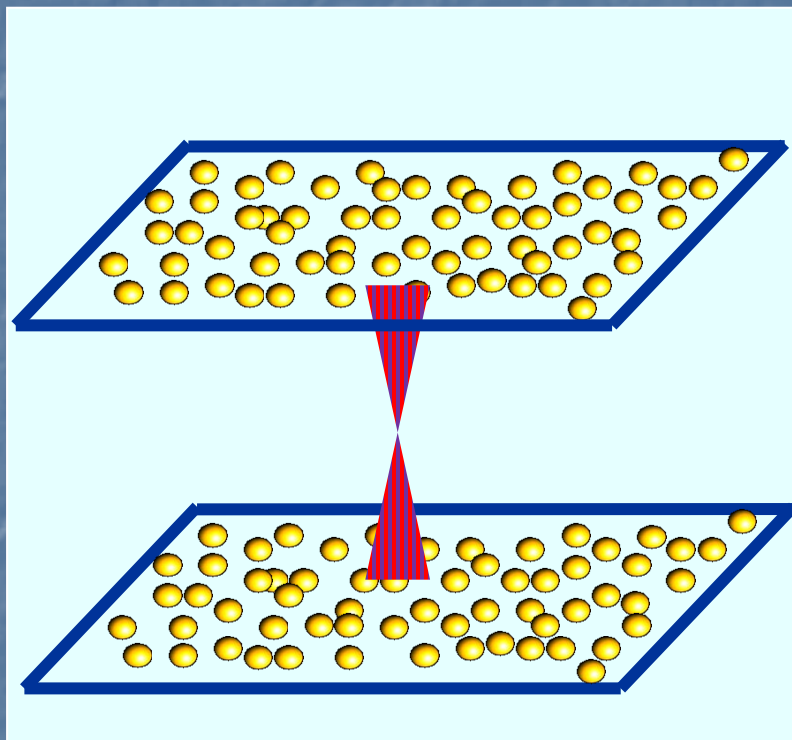
Desde el punto de vista del sistema 1, este estado **puro**
es equivalente a **matriz de densidad TÉRMICA**

$$\text{Tr}_2 |\psi\rangle\langle\psi| = \frac{1}{Z} \sum_n \exp(-\beta E_n) |E_n\rangle_1 \langle E_n|_1 = \frac{1}{Z} \exp(-\beta H_1)$$

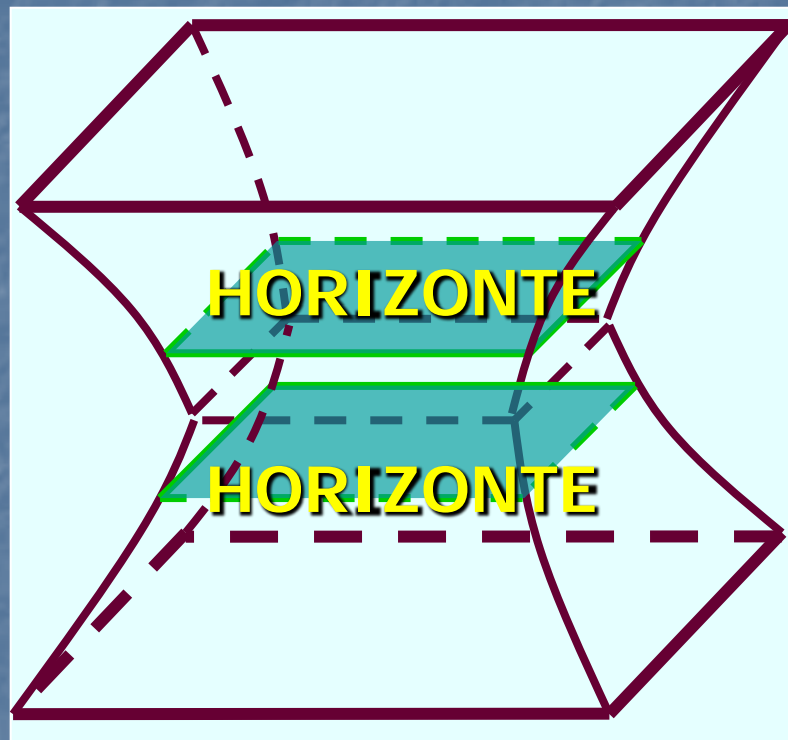
Lo mismo desde el punto de vista del sistema 2

Recordar que estado térmico es dual a un **HOYO NEGRO**

Entrelazamiento es "Pegamento"



=

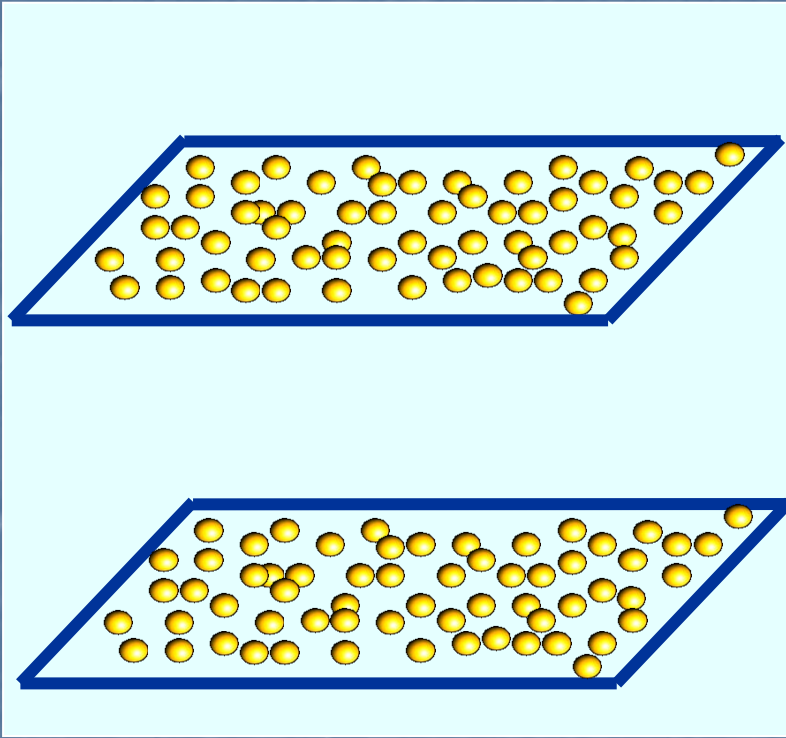


Este estado **ENTRELAZADO**
de las 2 Teorías de Campo
NO INTERACTUANTES

[Maldacena;
Israel]

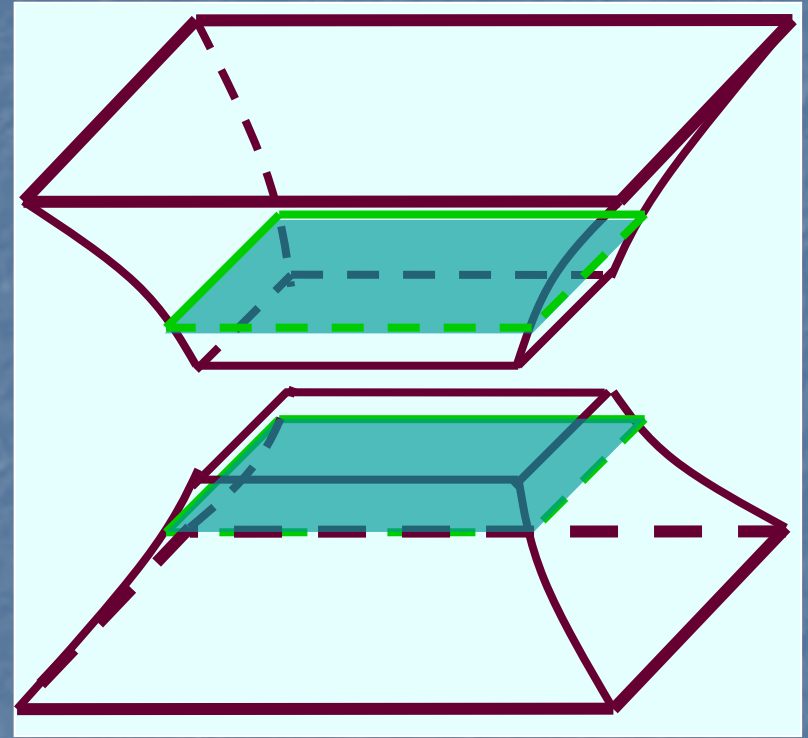
DOS regiones exteriores
de hoyo negro
CONECTADAS por un
AGUJERO DE GUSANO

Entrelazamiento es "Pegamento"



Estado **NO ENTRELAZADO**
en 2 Teorías de Campo
NO INTERACTUANTES

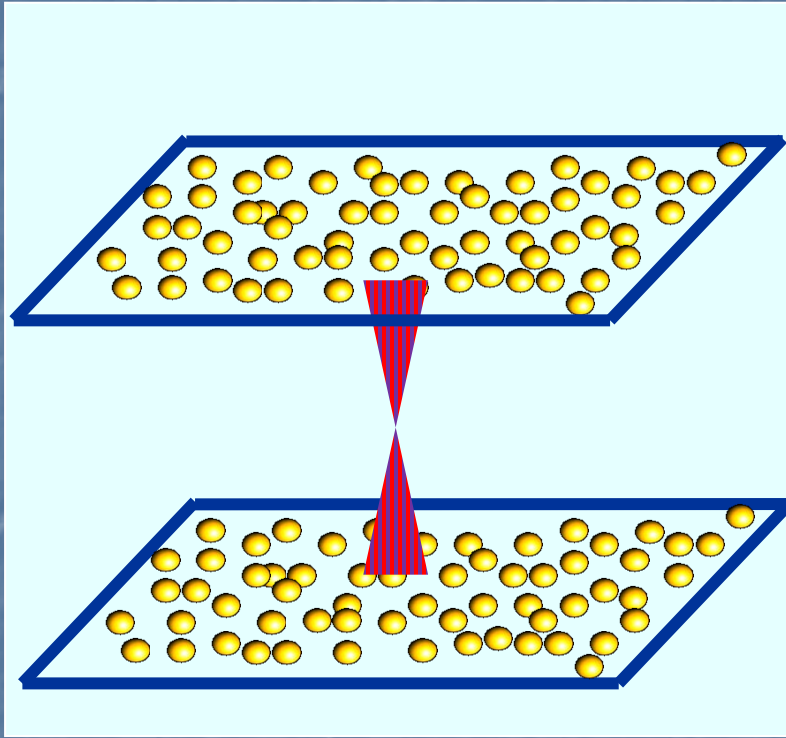
=



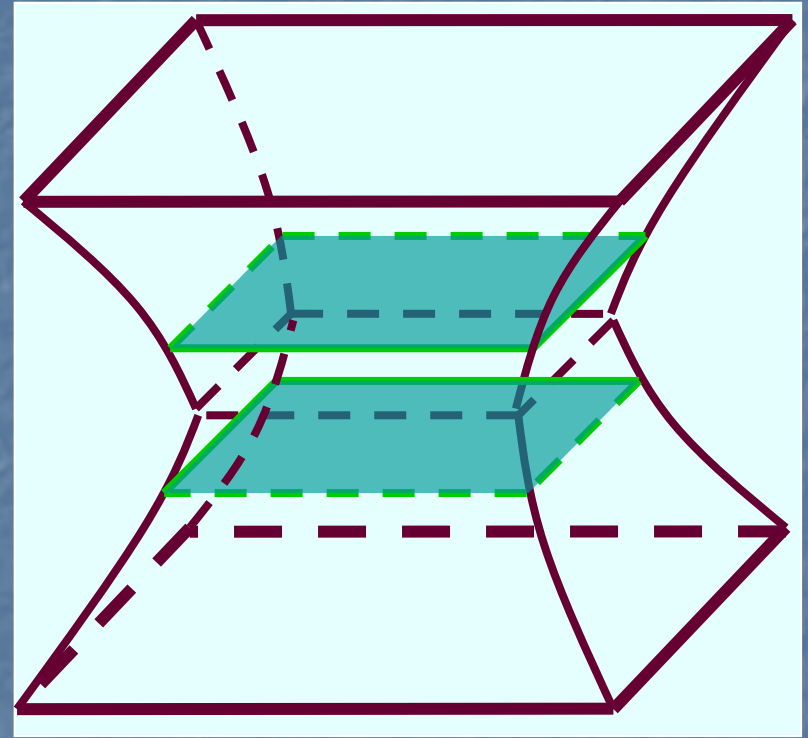
2 geometrías
NO CONECTADAS



Entrelazamiento es "Pegamento"



=



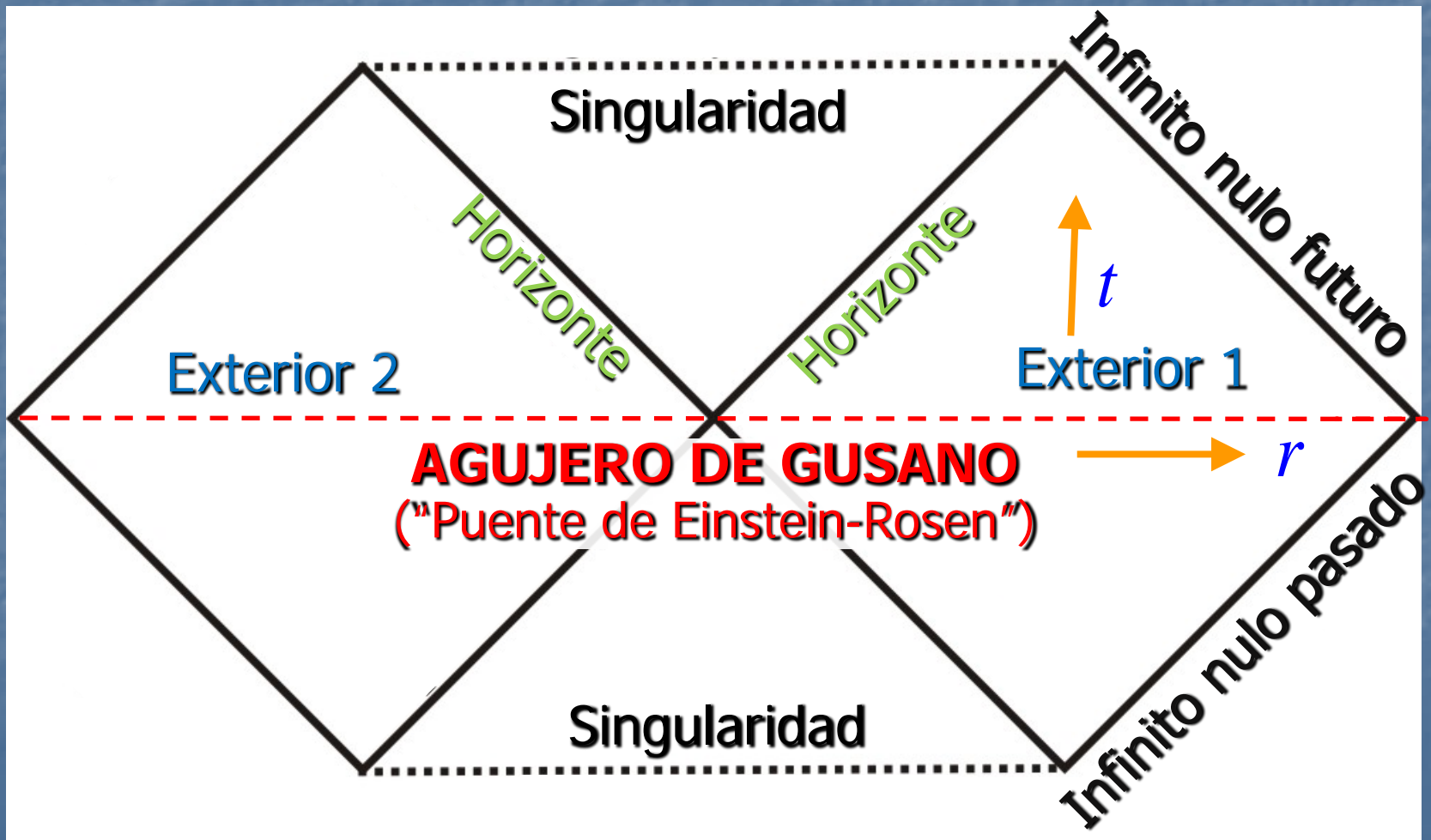
Estado **ENTRELAZADO**
de las 2 Teorías de Campo
NO INTERACTUANTES



DOS regiones exteriores
de hoyo negro
CONECTADAS por un
AGUJERO DE GUSANO

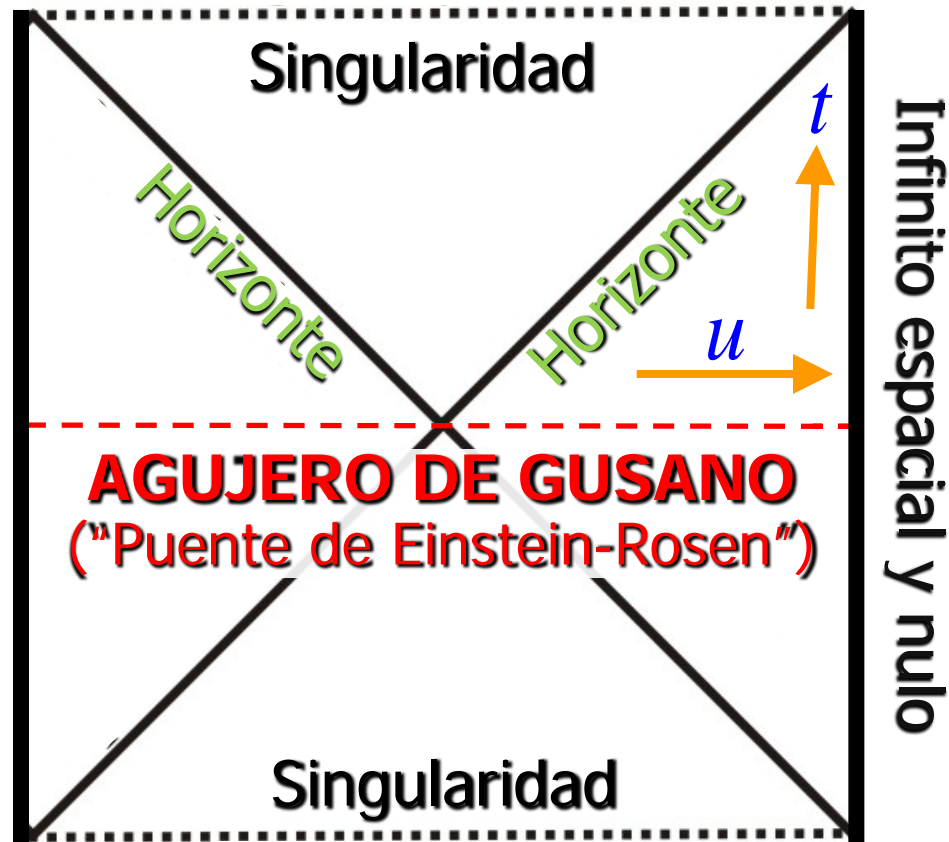
Hoyo Negro Schwarzschild ETERNO

Diagrama de Penrose: espaciotiempo reescalado para acercar el infinito, manteniendo trayectorias nulas a 45°



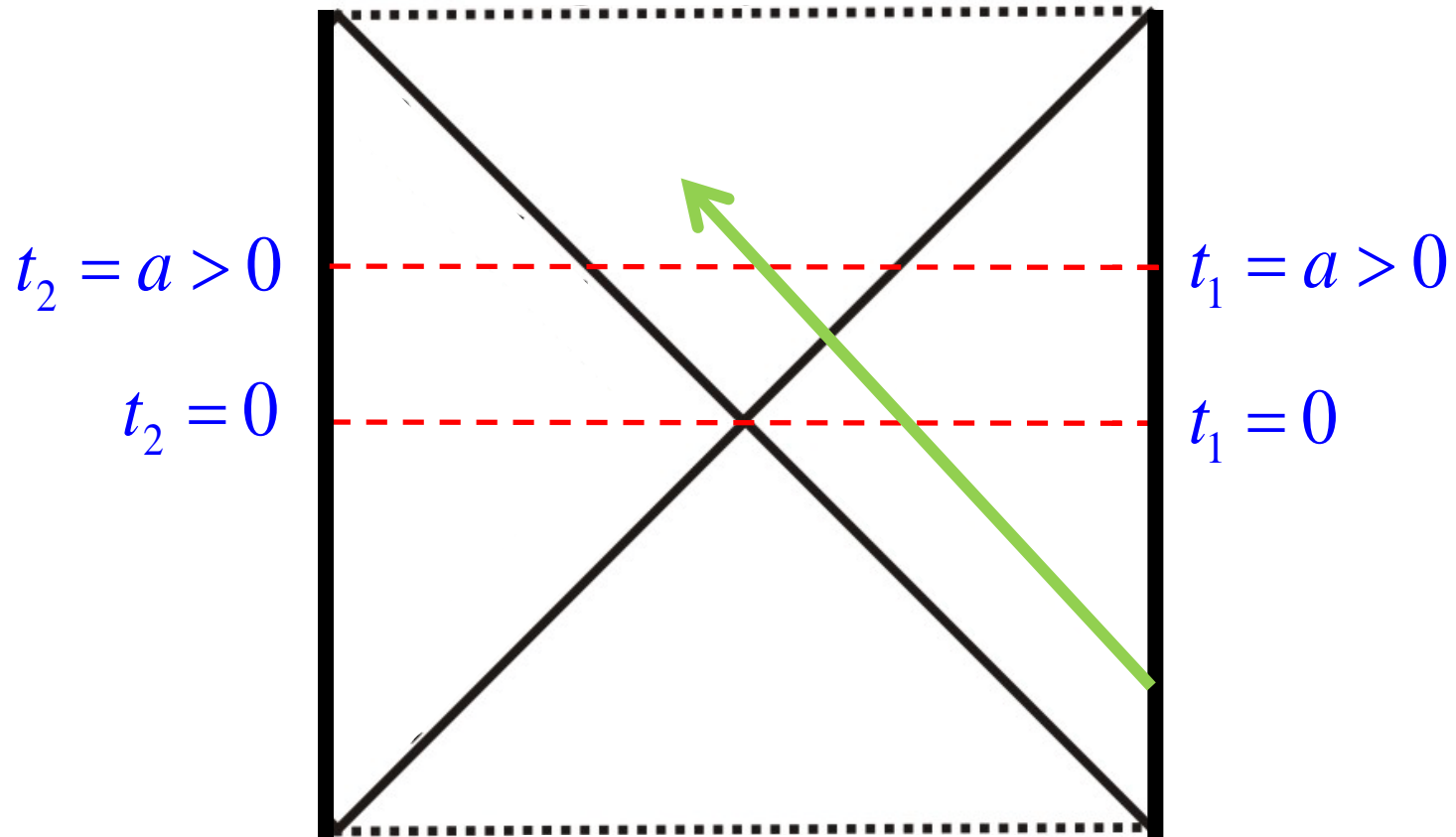
Hoyo Negro Schw-AdS ETERNO

Diagrama de Penrose: espaciotiempo reescalado para acercar el infinito, manteniendo trayectorias nulas a 45°

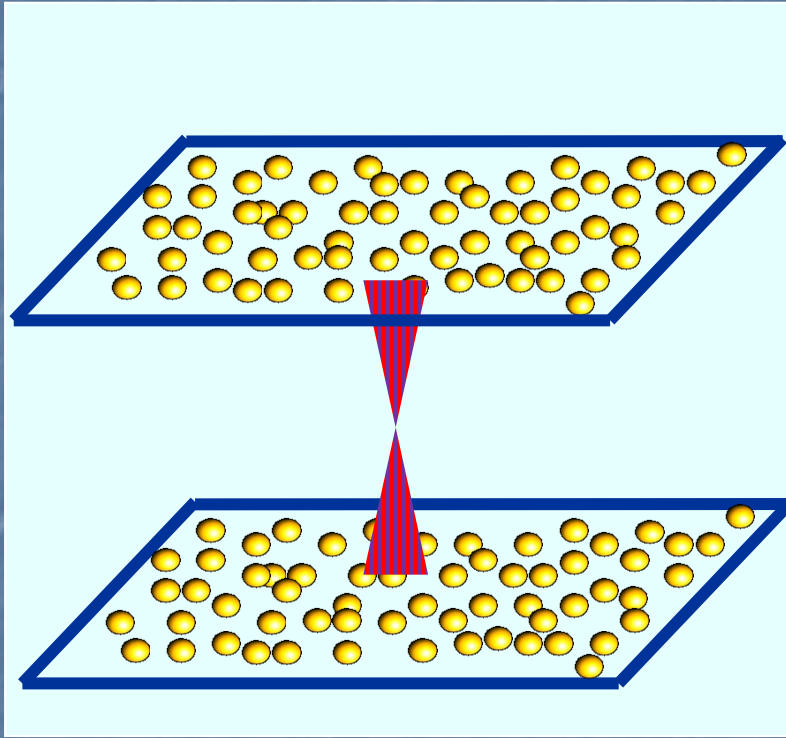


Hoyo Negro Schw-AdS ETERNO

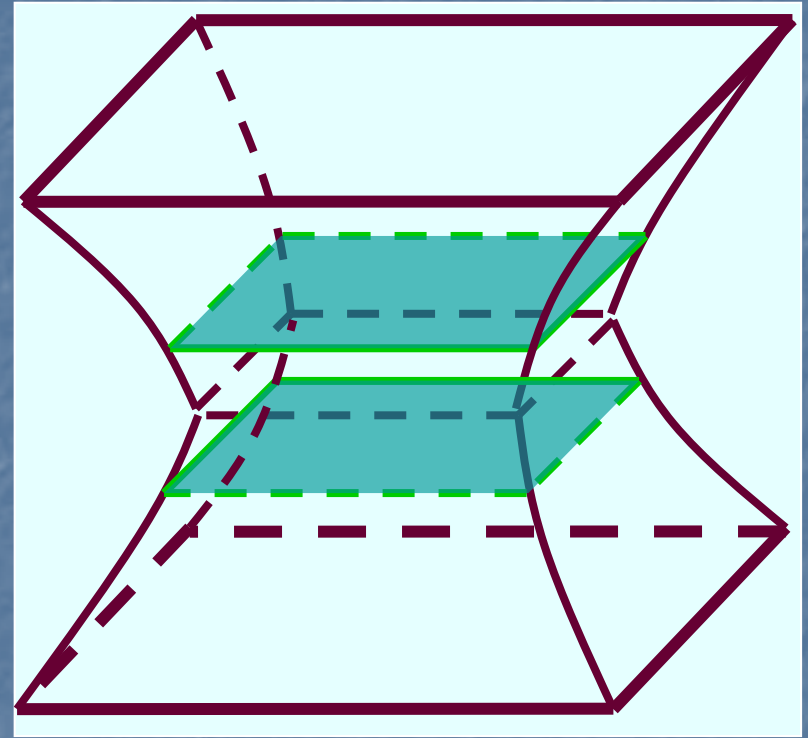
Diagrama de Penrose: espaciotiempo reescalado para acercar el infinito, manteniendo trayectorias nulas a 45°



Entrelazamiento es "Pegamento"



=

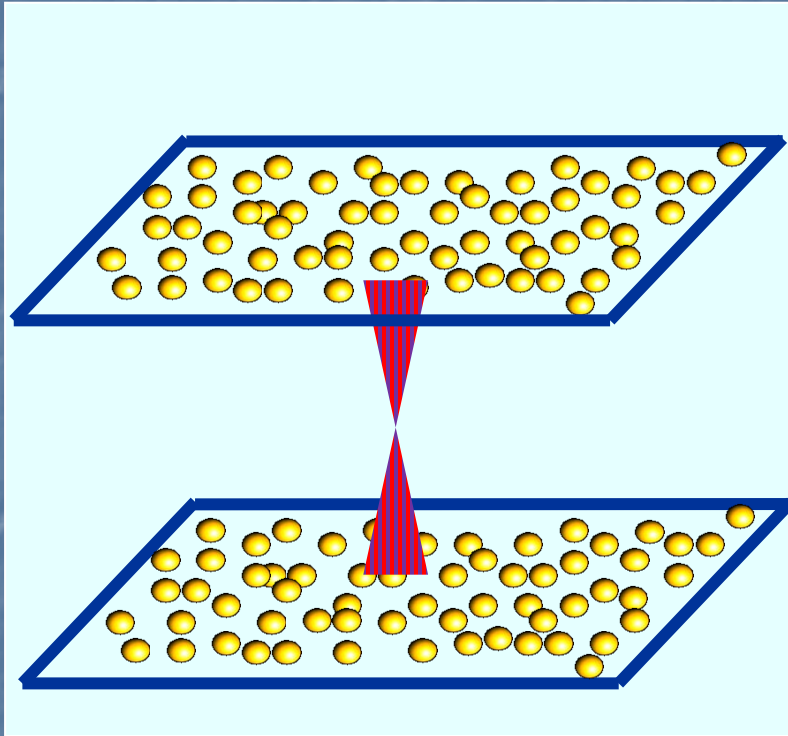


Estado **ENTRELAZADO**
de las 2 Teorías de Campo
NO INTERACTUANTES

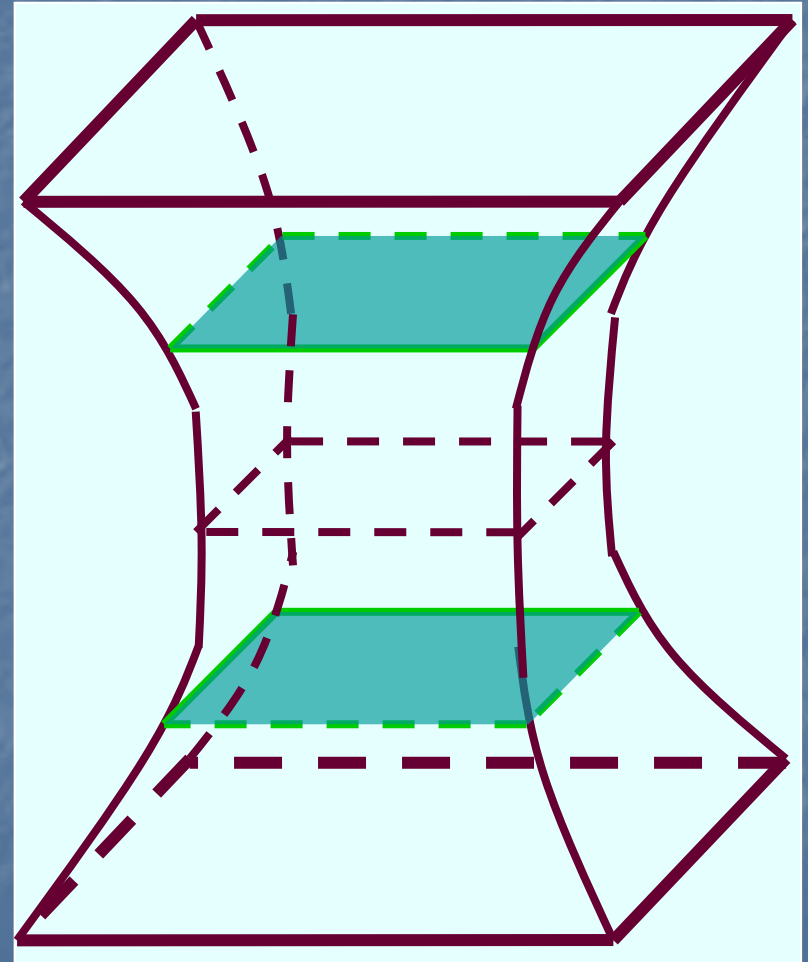


DOS regiones exteriores
de hoyo negro
CONECTADAS por un
AGUJERO DE GUSANO

Entrelazamiento es "Pegamento"

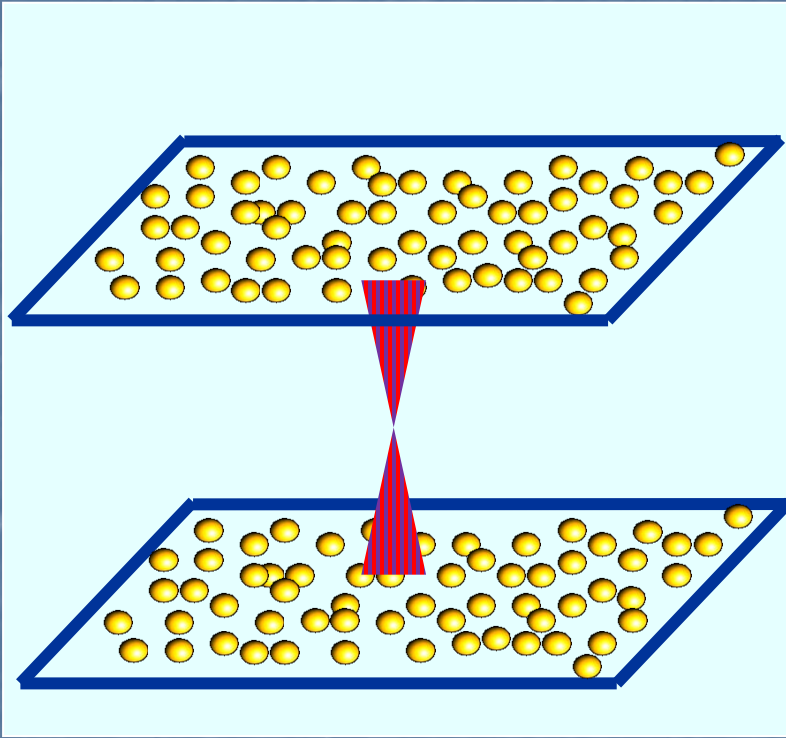


=

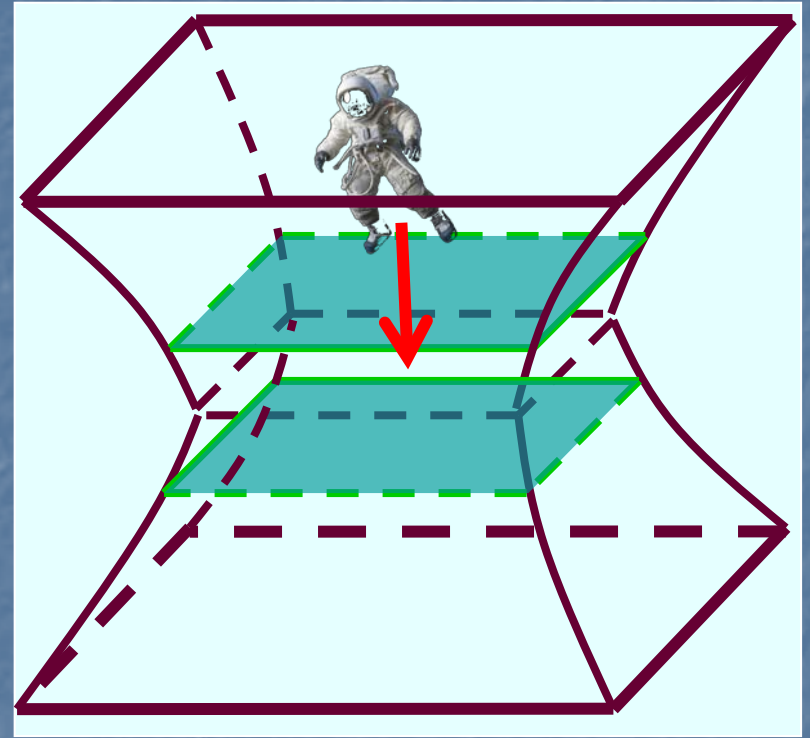


La longitud del agujero de gusano **crece a la velocidad de la luz**, así que **NO ES ATRAVESABLE** [Maldacena; Hartman, Maldacena]

Entrelazamiento es "Pegamento"

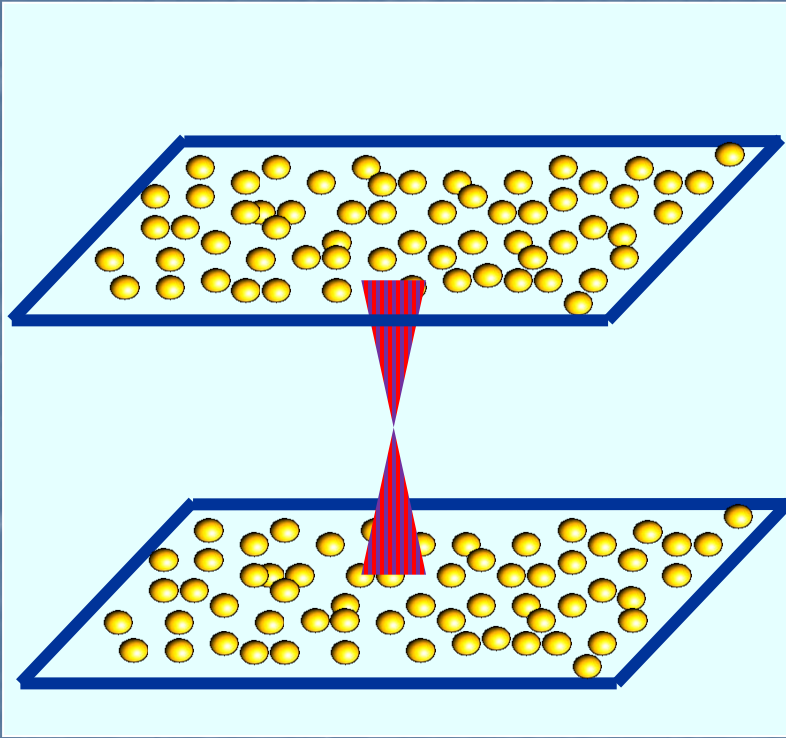


=

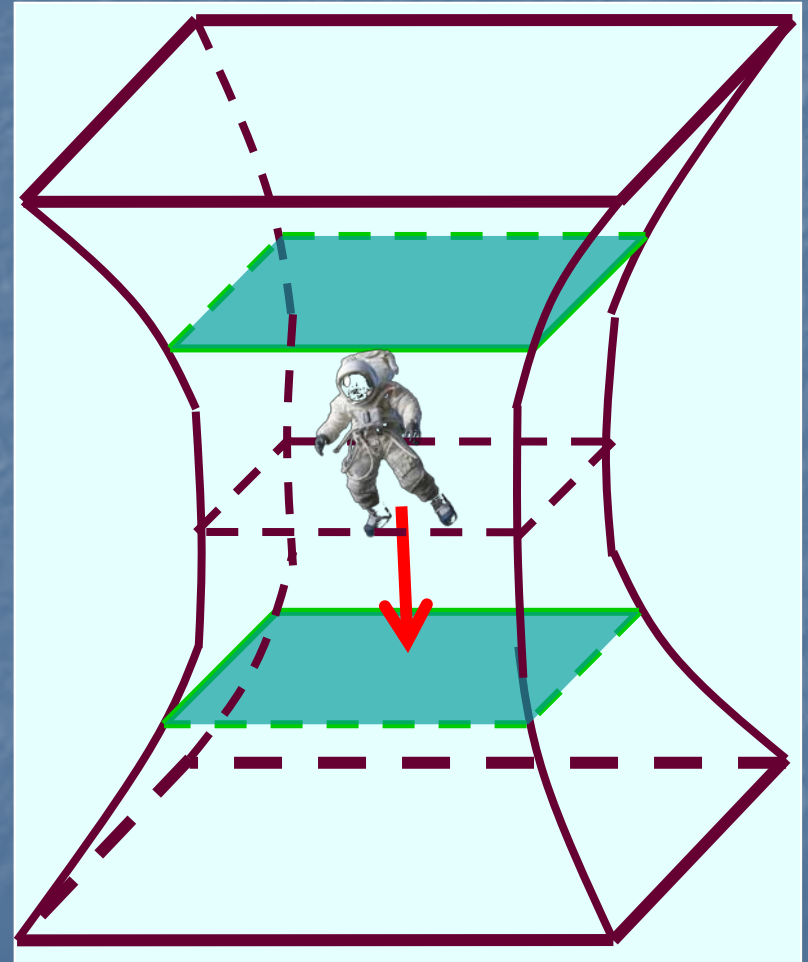


Un astronauta puede saltar al interior del agujero de gusano

Entrelazamiento es "Pegamento"

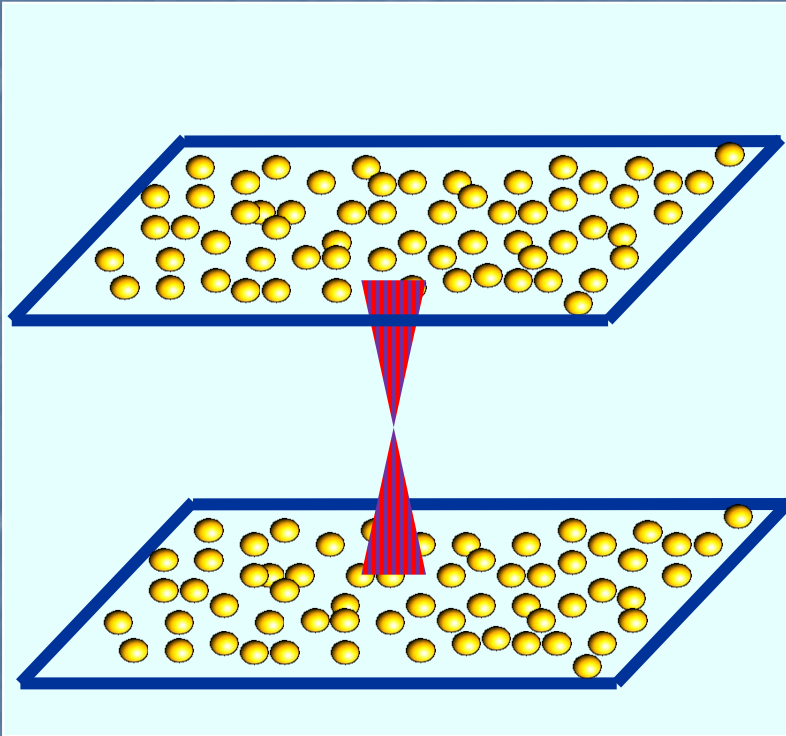


=

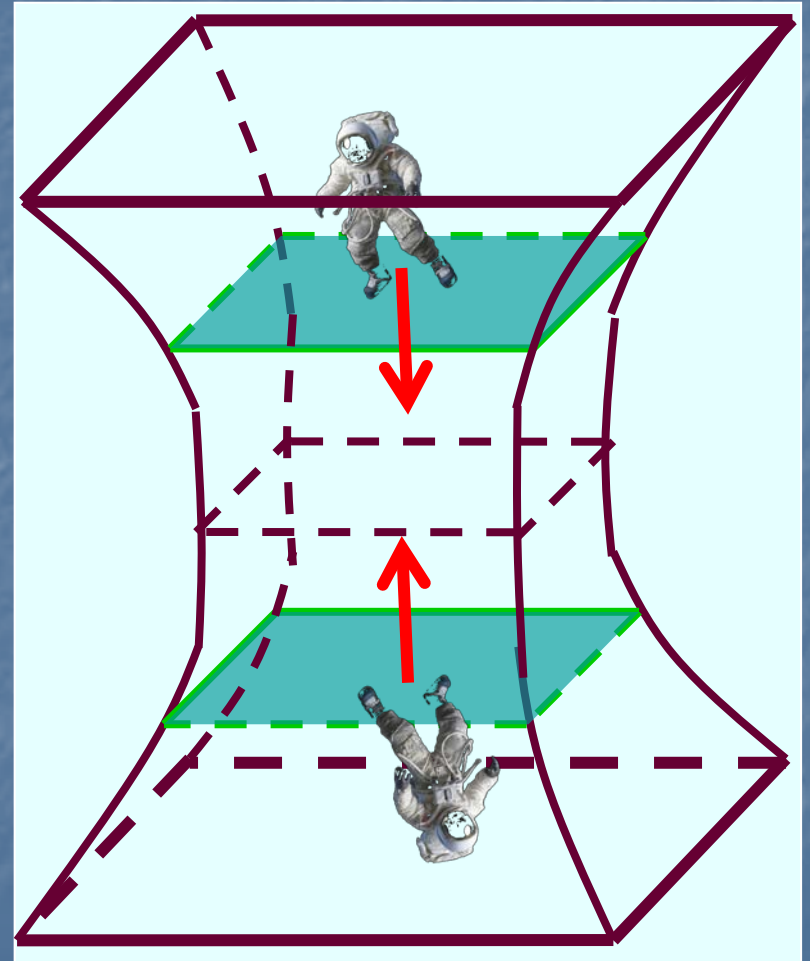


Un astronauta puede saltar al interior del agujero de gusano; pero **NO alcanza a salir por el otro lado**

Entrelazamiento es "Pegamento"



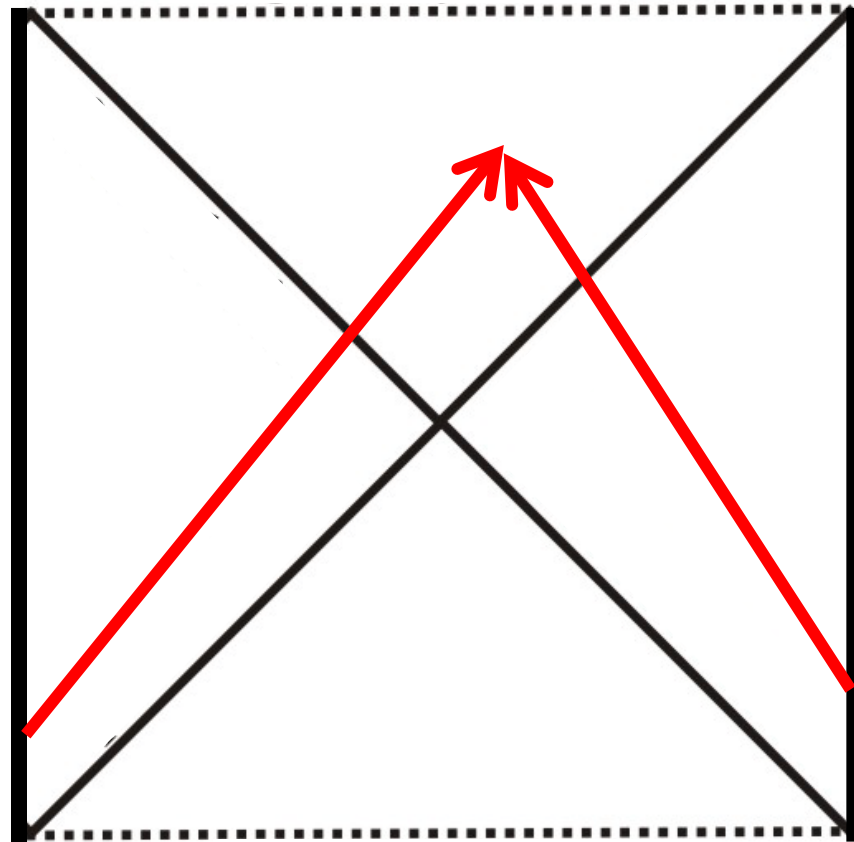
=



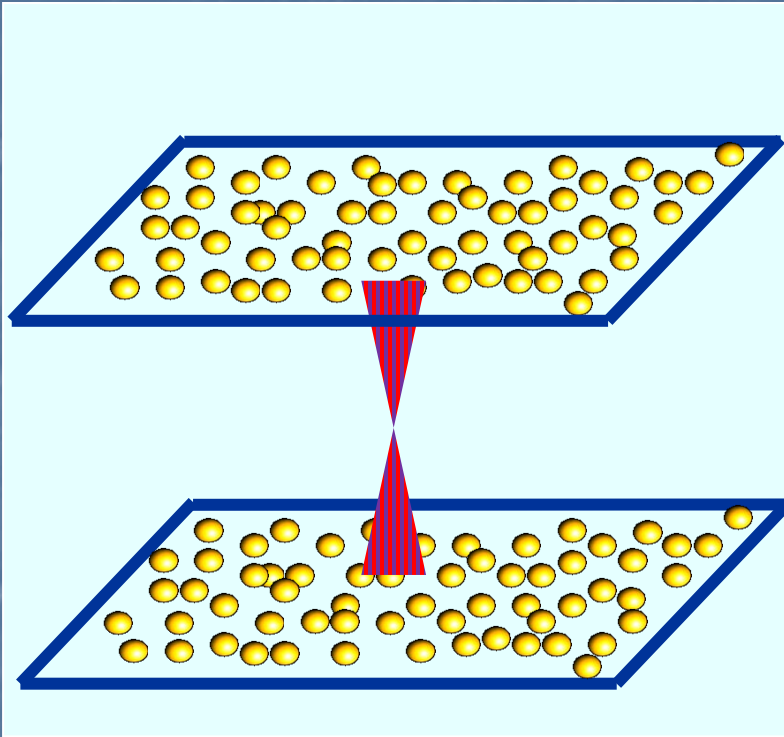
A pesar de eso, astronautas de las 2 regiones exteriores SÍ podrían saltar al interior y encontrarse

Hoyo Negro Schw-AdS ETERNO

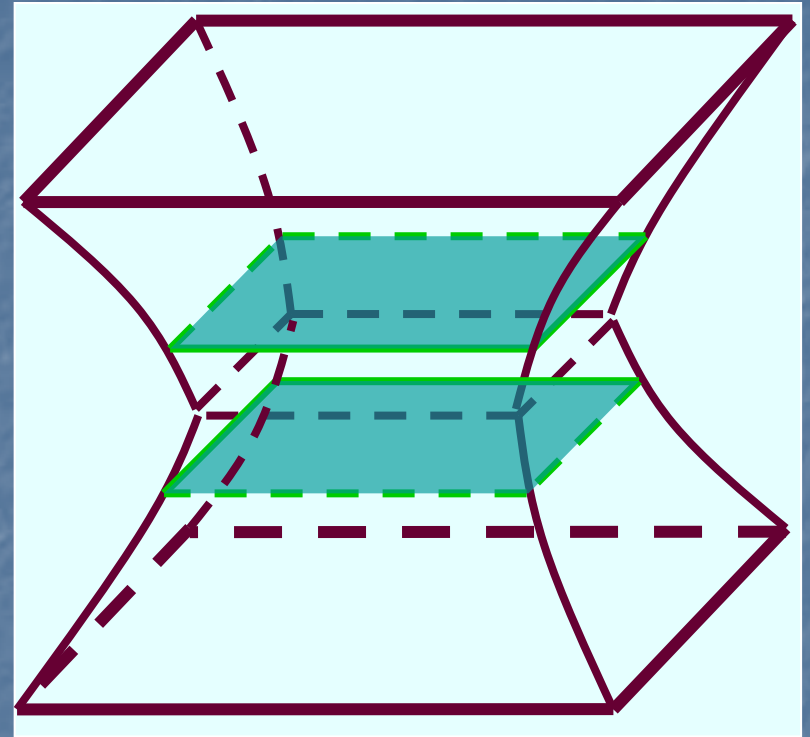
Diagrama de Penrose: espaciotiempo reescalado para acercar el infinito, manteniendo trayectorias nulas a 45°



Entrelazamiento vs Agujero de Gusano



=

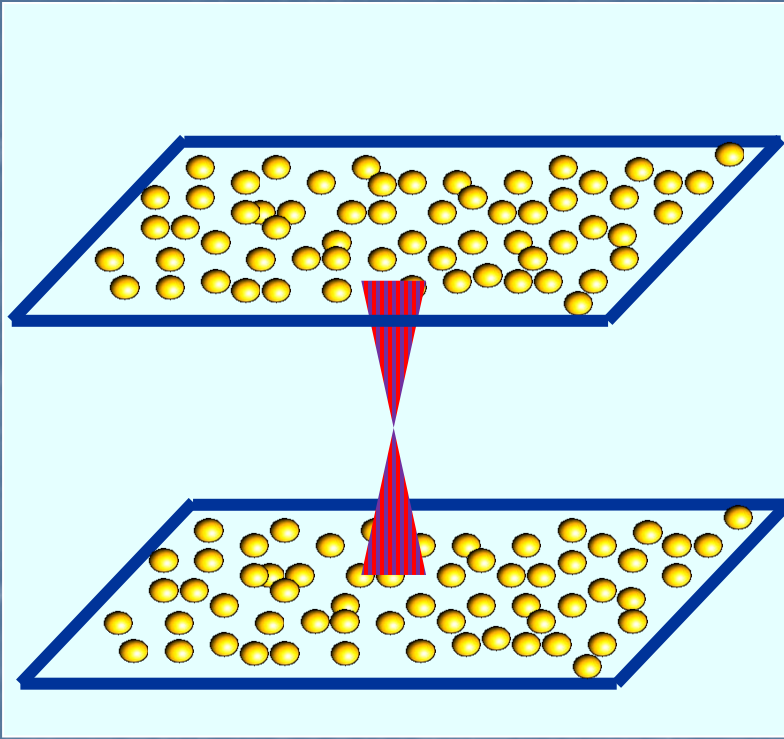


NO se pueden mandar señales **más rápidas que la luz** a través del **ENTRELAZAMIENTO**

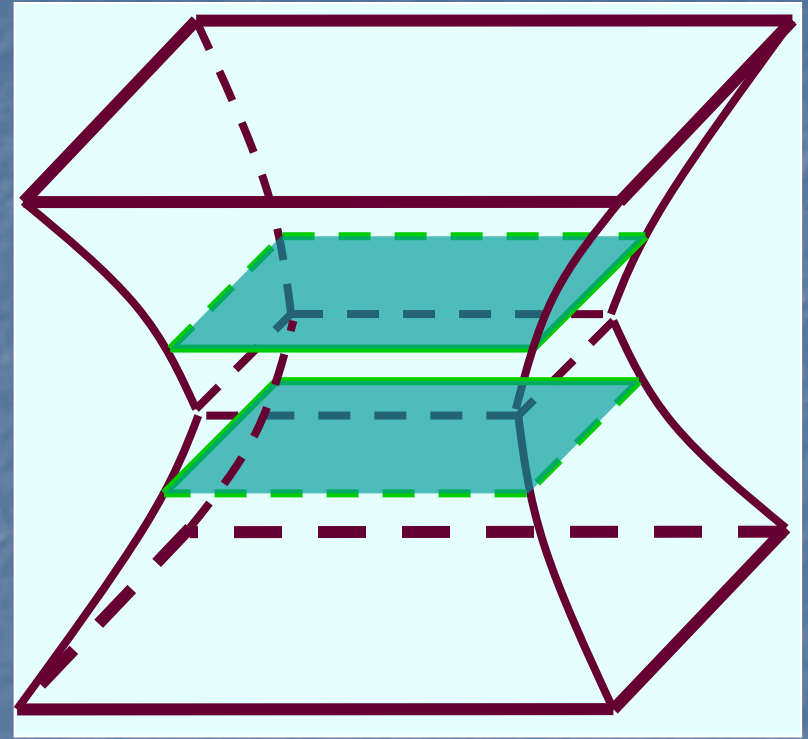


NO se pueden mandar señales **más rápidas que la luz** a través del **AGUJERO DE GUSANO**

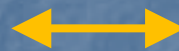
ER=EPR



=



Einstein-Poldosky-Rosen

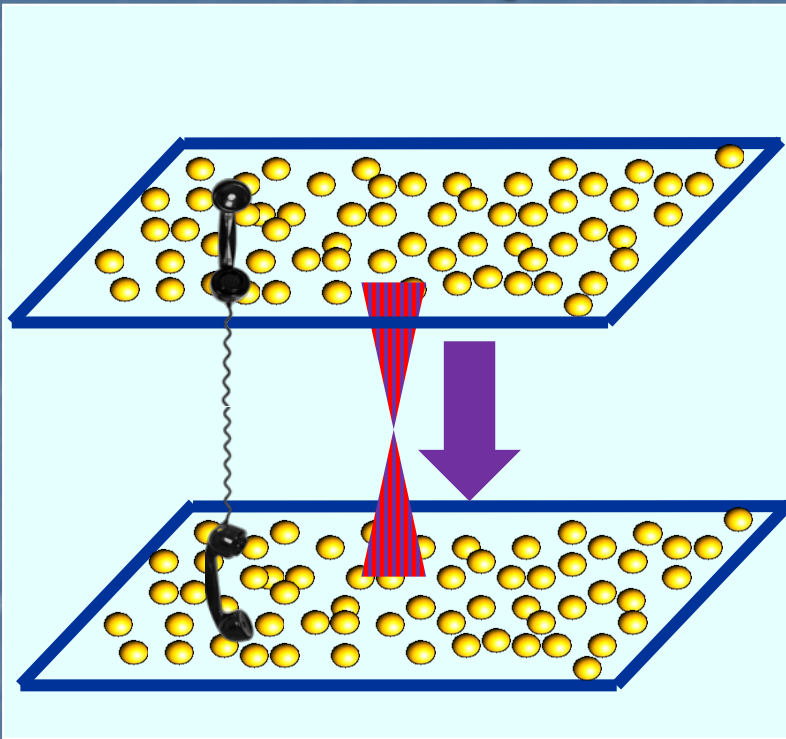


Einstein-Rosen

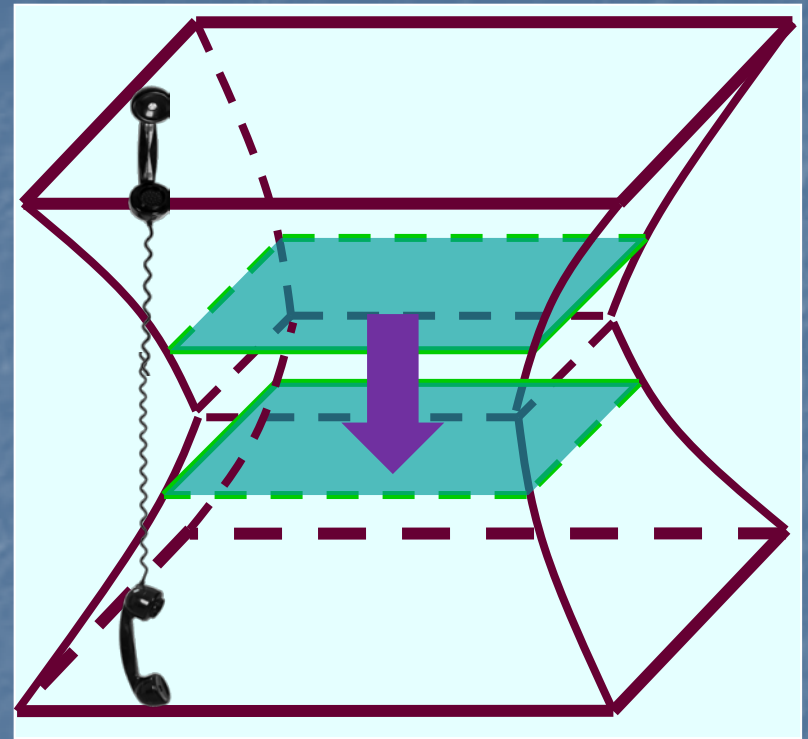
Conjetura: en una **Teoría de Gravedad Cuántica**, el **ENTRELAZAMIENTO** implica una conexión geométrica, un **AGUJERO DE GUSANO** [Maldacena, Susskind]

(Hemos incursionado en esto en [Chernicoff, Güijosa, Pedraza])

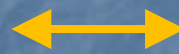
Teleportación Cuántica



=



Si permitimos que de una QFT se envíe información clásica a la otra (agregando interacción), el entrelazamiento permite **TELEPORTACIÓN**



El agujero de gusano se acorta (por energía extra **negativa**), ¡y **se vuelve ATRAVESABLE!**

[Gao, Jafferis, Wall; Maldacena, Stanford]