

Artículo original

La teoría de cuerdas y la AdS/CFT: dos formalismos en proceso de construcción

String theory and AdS/CFT: two formalisms in progress

Andrés Felipe Beltrán,  Servio Tulio Pérez-Merchancano*,  Luz Elena Bolívar-Marinez

Departamento de Física, Universidad del Cauca, Sede Tulcán, Popayán Colombia

Resumen

Las teorías del modelo estándar (ME) y de la relatividad general (RG) no proporcionan todas las respuestas a los problemas que actualmente se plantean en la física teórica de altas energías. No obstante, la teoría de cuerdas constituye un marco teórico muy fértil donde es posible encontrar varias respuestas y construir una física que trascienda el modelo estándar. Además, dicha teoría es la candidata más convincente para convertirse en la teoría cuántica de la gravedad. Hacemos aquí una primera aproximación a la teoría de cuerdas bosónicas incluyendo algunos resultados importantes incorporados a los agujeros negros en el contexto de la dualidad holográfica.

Palabras clave: Modelo estándar; Relatividad general; Dualidad holográfica; Teoría de cuerdas; Teoría cuántica de la gravedad; Teoría de cuerdas bosónicas.

Abstract

The theories of the Standard Model (SM) and general relativity (GR) do not provide all the answers to the problems that are currently posed in high-energy theoretical physics. However, string theory constitutes a very fertile theoretical framework where it is possible to find answers and build physics beyond the standard model. Furthermore, it is the most compelling candidate to become the quantum theory of gravity. Here we present a first approach to bosonic string theory, showing some important results incorporated into black holes in the context of holographic duality.

Keywords: Standard Model; General relativity; Holographic duality; String theory; Quantum theory of gravity; Bosonic string theory.

Introducción

Para la comprensión básica de la teoría de cuerdas se hace obligatorio entender otros tópicos de la física que son muy relevantes y que han marcado un desarrollo notable de las ciencias como lo son: la física de partículas, la teoría clásica de campos, relatividad, etc. Así por ejemplo, en la física de partículas es preciso una introducción básica del modelo estándar (*SM*). Si bien hay varias razones para creer que dicho modelo es sólo el límite de baja energía de una teoría más fundamental, el *SM* ha sido probado con éxito con un nivel impresionante de precisión y proporciona en la actualidad la mejor comprensión fundamental de la fenomenología de la física de partículas. La perspectiva que aquí se asume no es de carácter histórico, sino la de resumir de manera precisa la percepción actual de este campo de la física, marcando en forma concisa los principales preliminares teóricos necesarios para dar sentido al desarrollo formal de la teoría de cuerdas. Se espera que este trabajo sea útil para el personal con conocimientos técnicos y para aquellos que les guste estar familiarizados con la temática.

Los principales ingredientes del *SM* son quarks, leptones y fuerzas. Las partículas involucradas se caracterizan por su espín, su masa y los números cuánticos (cargas) que determinan sus interacciones. El contenido de fermiones ($\text{espín} = 1/2$) se organiza en tres familias con

Citación: Beltrán AF, *et al.* La teoría de cuerdas y la AdS/CFT: dos formalismos en proceso de construcción. Revista de la Academia Colombiana de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales. 2025
Ago 8. doi: <https://doi.org/10.18257/raccefyn.3149>

Editor: Jairo Roa Rojas

***Correspondencia:**

Servio Tulio Pérez-Merchancano;
pbeltranro@unicauca.edu.co

Recibido: 14 de enero de 2025

Aceptado: 1 de agosto de 2025

Publicado en línea: 8 de agosto de 2025



Este artículo está bajo una licencia de Creative Commons Reconocimiento-NoComercial-Compartir Igual 4.0 Internacional

números cuánticos idénticos y masas diferentes. Las familias más pesadas son inestables y se descomponen en una más ligera, que constituye la mayor parte de la materia ordinaria. Los cuatro fermiones de cada familia se distinguen por sus cargas bajo interacciones fuertes y electromagnéticas. Dos de ellos son quarks, que están cargados bajo las interacciones fuertes, y dos son leptones, que no lo están. Los dos quarks tienen cargas electromagnéticas $2/3$ (quarks “arriba”) y $-1/3$ (quarks “abajo”) respectivamente, y los dos leptones tienen cargas -1 (leptones cargados o “abajo”) y 0 (neutrinos, o leptones “arriba”, en unidades en las que la carga del electrón es -1).

Los neutrinos son peculiares desde dos puntos de vista, que pueden estar teóricamente relacionados: son neutros tanto en las interacciones fuertes como en las electromagnéticas (aunque sienten interacciones débiles) y son al menos seis órdenes de magnitud más ligeros que todos los demás fermiones *SM*. Las masas de los fermiones *SM* abarcan un rango que va desde las masas de neutrinos *sub-eV* hasta el límite de $1,710^2 \text{ GeV}$ [1]. Presentan una estructura bastante peculiar, estando las masas de las diferentes familias separadas jerárquicamente. Cada fermión está asociado a dos llamadas quiralidades. La quiralidad se conserva para los fermiones sin masa, en cuyo caso la quiralidad coincide con la helicidad. Por eso a las dos posibles quiralidades se les llama zurdo y diestro. Desde un punto de vista teórico, la quiralidad, por definición, distingue las dos representaciones irreducibles del grupo de Lorentz que pueden usarse para describir fermiones de espín $1/2$. Los fermiones masivos cargados están necesariamente descritos por dos componentes de diferentes quiralidades combinados en lo que se llama espinor de Dirac. En cuanto a los neutrinos, hasta ahora sólo se ha observado la quiralidad zurda. Esto puede entenderse elegantemente en términos de los números cuánticos de un posible componente diestro, pero el argumento va más allá del alcance de este documento.

Las interacciones en el *SM* están asociadas al intercambio de cuatro bosones vectoriales (espín = 1). El fotón media las interacciones electromagnéticas, los gluones, las interacciones fuertes, las interacciones débiles *Z* y *W*. El fotón y los gluones no tienen masa, mientras que el *Z* y el *W* son masivos, razón por la cual las interacciones débiles lo son a baja energía (son suprimidas por potencias de $E = MZ; W$, donde *E* es la energía del proceso). A pesar de su debilidad, dan lugar a etiquetas distintivas porque violan la paridad *P*, la conjugación de carga *C*, su combinación *CP*, la inversión temporal *T* y el número de familia, que son simetrías de las interacciones electromagnéticas y fuertes. En particular, la descomposición de familias más pesadas en familias más ligeras se debe a interacciones débiles.

La descripción realizada anteriormente se genera a una energía relativamente baja y se conoce desde hace mucho tiempo antes de que se inventara el *SM*. La descripción *SM* se vuelve necesaria cuando se consideran procesos que involucran energías más altas. La transición del régimen “efectivo” de baja energía al régimen *SM* tiene lugar alrededor de la escala electrodébil $v \approx 174 \text{ GeV}$. Por encima de esta escala, la naturaleza exhibe un mayor grado de simetría. Las interacciones electromagnéticas y débiles se vuelven indistinguibles y se unifican en la interacción “electrodébil”. Los componentes quirales zurdos de los fermiones ascendentes y descendentes también se vuelven indistinguibles y se unifican en dobletes electrodébiles. La escala electrodébil es donde se rompe esa “electrodebilidad”. Junto con la *QCD* y la escala de Planck, es una de las escalas fundamentales de la naturaleza conocidas en la actualidad. El mecanismo por el cual se rompe la simetría electrodébil está bien establecido, también experimentalmente, y se denomina ruptura espontánea de simetría. Es a través de tal mecanismo que los fermiones y los bosones de calibre masivos adquieren una masa proporcional a la escala electrodébil. Sin embargo, aún no se sabe cuál es el mecanismo que desencadena la ruptura espontánea. El *SM* codifica la opción más simple (tanto desde el punto de vista de la consistencia teórica como fenomenológica): el mecanismo de Higgs [2]. Tal mecanismo postula la existencia de un campo de espín = 0, el campo de Higgs. A diferencia de todos los demás campos, que requieren energía para activarse,

el campo de Higgs está “encendido” incluso en el estado fundamental, donde impregna el espacio-tiempo. Es a través de sus interacciones con el campo de Higgs que las partículas masivas SM adquieren sus masas, proporcionales al acoplamiento con el Higgs. La identificación del mecanismo responsable de la ruptura de la simetría electrodébil y la estabilidad de la escala débil respecto a la escala de Planck son dos cuestiones centrales en la física de partículas actual y son dos de las misiones más importantes del *LHC*.

Uno de los resultados más impactantes en teoría de cuerdas es quien da nombre a este documento. Conocido también como la dualidad gauge/gravedad, correspondencia holográfica, dualidad holográfica o AdS/CFT. A continuación se pretende enseñar algunos principios básicos de la geometría del espacio anti-de Sitter, de las teorías cuánticas de campos conformes, se incluye una formulación pedagógica de la conjetura de Maldacena y algunas de sus aplicaciones más importantes.

Desarrollo Teórico

Espacio anti-de Sitter

Antes de entender exactamente qué es el espacio anti-de Sitter, es necesario describir un poco la teoría de la relatividad general. La relatividad general puede ser vista como la teoría gauge de las transformaciones locales de coordenadas. Esta teoría se fundamenta en el *principio de equivalencia*, el cual establece que la física debe ser independiente de la elección de un sistema de coordenadas; este hecho ya está en la dinámica newtoniana, donde la masa inercial de una partícula es igual a su masa gravitacional.

Otra versión del principio de equivalencia, que es el *principio de equivalencia débil*, puede ilustrarse con un experimento mental debido a Einstein. Suponiendo a un observador dentro de una caja, entonces dicho observador no debería ser capaz de distinguir entre la aceleración gravitacional y la inercial mediante experimentos locales, es decir, si la caja es lo suficientemente pequeña, ningún observador podría distinguir entre estos dos tipos de aceleración. Dicho de otra manera, el principio establece que los efectos de una aceleración y un campo gravitacional uniformes son indistinguibles localmente. Por otra parte, según el *principio de equivalencia fuerte* se concluye que las partículas se mueven a lo largo de las geodésicas de una variedad espaciotemporal \mathcal{M} con curvatura, sin importar la naturaleza de las partículas bajo consideración. En este sentido, la gravedad es equivalente a la curvatura del espaciotiempo (**Lust y Vleeshouwers**, 2018).

La relatividad general describe el universo como un espaciotiempo clásico \mathcal{M} con $d - 1$ dimensiones espaciales y una dimensión temporal (**Bousso**, 2002). Matemáticamente, \mathcal{M} es una variedad pseudoriemanniana cuya forma está descrita por la métrica g_{ab} , con signatura de Lorentz $(-, +, \dots, +)$. En un sistema de coordenadas (x^0, \dots, x^{D-1}) , la distancia invariante ds entre dos puntos infinitesimalmente cercanos está dada por

$$ds^2 = g_{ab}(x^0, \dots, x^{D-1}) dx^a dx^b,$$

donde se asume el convenio de suma de Einstein. Por ejemplo, para el espaciotiempo plano de la relatividad especial (el espacio de Minkowski en $d = 4$) la métrica tiene la forma:

$$\begin{aligned} ds^2 &= -dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 \\ &= -dt^2 + dr^2 + r^2 d\Omega^2, \end{aligned}$$

dada en coordenadas cartesianas y esféricas, respectivamente. Otro ejemplo es el agujero negro de Schwarzschild de masa M , descrito por la métrica

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2.$$

El horizonte del agujero negro, $r = 2M$, es una hipersuperficie regular, aunque no puede verse explícitamente en estas coordenadas, existe una singularidad en $r = 0$ (Bousso, 2002).

El *espaciotiempo anti-de Sitter* (AdS) es una solución máximamente simétrica de las ecuaciones de Einstein para un universo vacío con constante cosmológica negativa. Matemáticamente se expresa a partir de la ecuación de campo de Einstein:

$$R_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}R + \Lambda g_{ab} = 8\pi G T_{ab}, \quad (1)$$

siendo $R_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}R \equiv G_{ab}$ el tensor de Einstein, g_{ab} la métrica del espaciotiempo, Λ la constante cosmológica y T_{ab} el tensor de energía-momento; asociado a la materia que se puede acoplar al campo gravitatorio. La ecuación de Einstein relaciona entonces la geometría del espaciotiempo con su contenido de materia. Las soluciones de vacío son aquellas donde $T_{ab} = 0$. Así, la ecuación de Einstein se reduce a:

$$G_{ab} + \Lambda g_{ab} = 0. \quad (2)$$

Un subconjunto de estas soluciones de vacío son las soluciones máximamente simétricas, siendo máximamente simétrico el espaciotiempo que admite un número máximo de generadores de simetría. Estas soluciones considerando los distintos valores de la constante cosmológica son las siguientes (Blau, 2023)

- $\Lambda = 0 \rightarrow$ Minkowski.
- $\Lambda > 0 \rightarrow$ de Sitter.
- $\Lambda < 0 \rightarrow$ anti-de Sitter.

Particularmente, el espaciotiempo anti-de Sitter tiene curvatura negativa y, cuando tiene dimensión $d + 1$, su métrica puede escribirse como (Maldacena, 2014)

$$ds^2 = L^2 \left[-(r^2 + 1) dt^2 + \frac{dr^2}{r^2 + 1} + r^2 d\Omega_{d-1}^2 \right]. \quad (3)$$

Dentro de las aplicaciones hechas para la correspondencia AdS/CFT, es útil expresar la métrica del espaciotiempo anti-de Sitter en un sistema de coordenadas conocido como el parche de Poincaré:

$$ds^2 = L^2 \frac{-dt^2 + d\vec{x}_{d-1}^2 + dz^2}{z^2}. \quad (4)$$

Las propiedades de la geometría del espacio anti-de Sitter se alejan mucho de la geometría euclídeana. Una representación bidimensional euclídeana usual del espacio AdS es el *disco de Poincaré*, también conocido como geometría de Lobachevsky, con quien comparte gran parte de sus propiedades (Edelstein y Giribet, s.f.). El espacio AdS es un claro ejemplo de espacio hiperbólico, esto es, de un espacio con curvatura constante negativa.

Existe una representación del disco de Poincaré hecha por el artista M. C. Escher, *Circle Limit III*, el lector interesado puede apreciar dicha representación artística para ganar cierta intuición; en ella los peces se hacen cada vez más pequeños e infinitos a medida que se acercan a la frontera del disco. Según este punto de vista, el disco es finito, pero aun así los peces se hacen cada vez más pequeños cerca del borde, de manera que se acercan a la frontera siempre sintiéndola infinitamente lejos.

El espaciotiempo anti-de Sitter puede verse como una pila de estos discos de Poincaré, conformando un cilindro sólido, exactamente como en la figura 1, y donde la dirección temporal corre a lo largo de su eje. De este modo, existe otra forma de representar el espaciotiempo

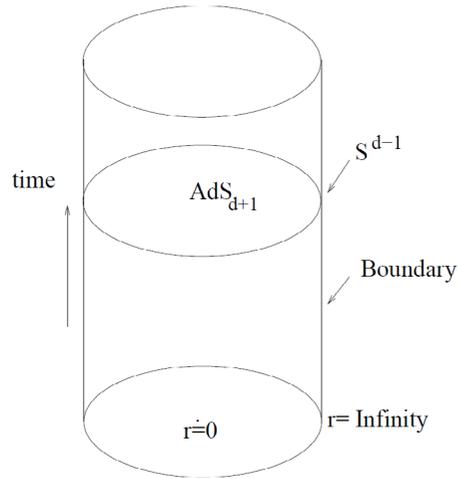


Figura 1. Diagrama de Penrose del espacio anti-de Sitter (Maldacena, 2014).

AdS_{d+1} , se consigue mediante su diagrama de Penrose. Pese a ser el espacio AdS espacialmente infinito en su extensión, puede definirse una frontera sobre el infinito. La frontera contiene la dirección temporal y una esfera S^{d-1} , el diagrama se observa en la figura 1.

Teniendo en cuenta la métrica dada en (4), entonces la frontera conforme del espacio AdS está en $z = 0$, descrita en las coordenadas de Poincaré. Las geodésicas del espacio AdS presentan comportamientos distintos según sea la masa de la partícula viviendo en dicho espacio. Así, los fotones que viajan desde un punto fijo del espacio AdS, a lo largo de la dirección z hacia la frontera en $z = 0$, retornan desde la frontera al punto de partida en un tiempo finito. Por el contrario, una partícula masiva con energía finita no alcanzará la frontera —alcanzar la frontera del espacio requeriría una energía infinita— pero retorna como si se tratase de un búmeran. El comportamiento de las geodésicas en el espacio AdS se observa en la figura 2.

Teoría cuántica de campos conforme

Las teorías de campos clásicas sin parámetros dimensionales son invariantes de escala. Un ejemplo sencillo es la teoría del campo escalar con un único término de interacción:

$$S = \int dx^4 \left(\frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{\lambda}{4!} \phi^4 \right),$$

esta acción es invariante bajo el escalamiento simultáneo con un factor específico, de las coordenadas espaciotemporales y el campo, de la forma

$$\phi(x) \rightarrow \lambda^\Delta \phi(\lambda x), \tag{5}$$

donde Δ se conoce como la dimensión de escalamiento del campo, en este caso $\Delta = 1$. La misma teoría no es invariante bajo la transformación (5) si se agrega un término de masa:

$$S = \int dx^4 \left(\frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \right) - \frac{\lambda}{4!} \phi^4.$$

Otro ejemplo de una teoría de campos clásicamente invariante de escala es la teoría de Yang-Mills acoplada a fermiones sin masa y a escalares. En todas las teorías invariantes de

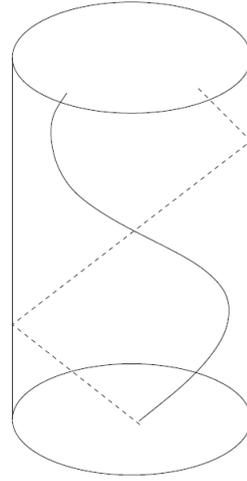


Figura 2. Las geodésicas para partículas sin masa (representadas con la línea punteada) alcanzan la frontera en el infinito y retornan en un tiempo finito. Las geodésicas con masa no alcanzan la frontera, puesto que necesitarían una energía infinita para hacerlo. (Maldacena, 2014).

escala en su versión clásica, tal invarianza de escala se ve violada al incluir correcciones cuánticas (Zaffaroni, 2000). Sin embargo, existen ejemplos de teorías cuánticas de campos con invarianza de escala exacta, son las descritas brevemente en esta sección, y tienen la particularidad de ser teorías muy útiles en el contexto de la correspondencia AdS/CFT.

Las teorías cuánticas de campos con simetría conforme (CFT), son teorías donde, además de presentar simetría de Poincaré, también existe la invarianza bajo *dilataciones* de la forma

$$x^{\mu'} = \lambda x^{\mu},$$

y transformaciones especiales conformes

$$x^{\mu'} = \frac{x^{\mu} + a^{\mu} x^2}{1 + 2a_{\nu} x^{\nu} + a^2 x^2}.$$

Estas transformaciones tienen como generadores a D , generador de la dilatación, y a K_{μ} , generador de la transformación especial conforme. Junto con los generadores de Poincaré P_{μ} , generador de traslaciones, y $J_{\mu\nu}$, generador de las transformaciones de Lorentz, integran el grupo conforme $SO(d, 2)$ del espacio de Minkowski de dimensión d (Harlow, 2018).

La invarianza bajo transformaciones de escala típicamente implica —bajo condiciones leves— también invarianza bajo el grupo de transformaciones conformes, donde estas reescalan las longitudes pero preservan los ángulos entre vectores. Es posible construir las corrientes asociadas con las transformaciones conformes como

$$J_{\mu} = T_{\mu\nu} \delta x^{\nu},$$

donde $T_{\mu\nu}$ es el tensor de energía-momento, expresión que puede obtenerse a partir del teorema de Noether. La conservación de la corriente correspondiente a las traslaciones requiere de la conservación del tensor de energía-momento, es decir:

$$\partial^{\mu} T_{\mu\nu} = 0,$$

y la conservación de la corriente correspondiente a las transformaciones de Lorentz se cumple si $T_{\mu\nu}$ es simétrico. La corriente para la dilatación $J_{\mu} = T_{\mu\nu} x^{\nu}$ se conserva si

$$\partial^{\mu} (T_{\mu\nu} x^{\nu}) = T_{\nu}^{\nu} \equiv 0.$$

Así, la condición para la invarianza de escala consiste en que el tensor de energía-momento sea sin traza. Entonces, se puede notar que en una teoría invariante de Poincaré e invariante de escala —con un tensor de energía-momento conservado simétrico y sin traza— las corrientes conformes se conservan:

$$\partial^\mu (T_{\mu\nu}v^\nu) = \partial^\mu T_{\mu\nu}v^\nu + T_{\mu\nu}\partial^\mu v^\nu = \frac{1}{2}T^{\mu\nu}(\partial_\mu v_\nu + \partial_\nu v_\mu) = \frac{1}{D}\partial^\tau v_\tau T^\mu_\mu \equiv 0.$$

Las condiciones sobre la traza y la propiedad de simetría del tensor de energía-momento se pueden cumplir en la mayoría de las teorías de campos clásicas y cuánticas. Pese a que existan algunos pocos contraejemplos, se puede asumir que las teorías invariantes de escala poseen también la invarianza conforme completa (Zaffaroni, 2000).

Específicamente en una teoría cuántica, la invarianza conforme es violada al introducir una *escala de renormalización*. Por ejemplo, en una teoría de Yang-Mills pura, que es invariante de escala a nivel clásico, el acoplamiento gauge viene dado según la escala de energía de la teoría¹, y se introduce además un parámetro dimensional ocasionado por el proceso cuántico llamado transmutación dimensional (DT, por sus siglas en inglés). De manera que el tensor de energía-momento en su versión cuántica pierde la propiedad de ser sin traza, perdiendo también la teoría su simetría de invarianza de escala, y por tanto, la simetría conforme.

Un ejemplo estándar de teoría cuántica de campos con simetría conforme es la teoría $\mathcal{N} = 4$ super-Yang-Mills, teoría que está involucrada en la correspondencia AdS/CFT.

La correspondencia

En 1997 surgió una conexión fascinante entre dos tipos muy distintos de teorías. En un lado de esta correspondencia estaban las teorías gauge cuánticas; similares a las que describen las fuerzas fuerte y electrodébil, las cuales rigen la naturaleza en las escalas microscópicas de la física de partículas y del otro lado de la correspondencia se encontraban las teorías de gravedad, cuya fuerza gobierna la naturaleza en las escalas macroscópicas de la cosmología y los agujeros negros. En este intervalo de tiempo, se descubrió que dentro de la teoría de cuerdas existían objetos cuya descripción venía dada por campos gauge en cierto límite, y por la gravedad en un límite diferente.

El límite en el cual la descripción mediante la gravedad es adecuada corresponde al límite donde la teoría gauge se convierte en fuertemente acoplada. La correspondencia *AdS/CFT*, o dualidad *gauge/gravedad*, afirma que estas dos descripciones son equivalentes para todos los valores del acoplamiento gauge, aunque por lo general, un único lado de la correspondencia es manejable. En acoplamiento débil, la teoría gauge está bajo control perturbativo, mientras que los grados de libertad gravitacionales duales se acoplan a la construcción completa de las excitaciones de la cuerda y no pueden tratarse clásicamente. Por el contrario, en acoplamiento fuerte, los grados de libertad de la teoría gauge no tienen un tratamiento perturbativo, y se reorganizan en una descripción dual en términos de la gravedad clásica (Probst, 2018).

La correspondencia *AdS/CFT* explota el hecho de que el grupo de isometrías del espacio anti-de Sitter en $d + 1$ dimensiones es idéntico al grupo conforme en el espacio de Minkowski en d dimensiones. La correspondencia *AdS/CFT* establece lo siguiente: toda la física en un espacio asintóticamente AdS puede ser descrita por una *CFT* local que “vive” sobre su frontera (Maldacena, 2014). Aunque se dice que la teoría de campos se define sobre

¹En las teorías clásicas de campos, la constante de acoplamiento (denotada comúnmente como g) corresponde a una constante adimensional. Sin embargo, bajo el proceso de cuantización, esta “constante” va a depender de la escala de energía del proceso en consideración, escala conocida como la escala del *grupo de renormalización* (RG, por sus siglas en inglés).

la frontera de AdS, realmente, describe toda la física ocurriendo dentro del espacio AdS. Entonces, cuando se piensa en la imagen de AdS, no es correcto considerar simultáneamente una teoría de campos adicional viviendo en la frontera (**Aharony, Gubser, Maldacena, Ooguri, y Oz**, 2000).

Una forma más general de exponer la correspondencia es la siguiente:

*Cualquier teoría cuántica de campos conforme que vive en $\mathbb{R} \times \mathbb{S}^{d-1}$ es equivalente a una teoría de la gravedad cuántica en un espacio asintóticamente $AdS_{d+1} \times M$, siendo M una variedad compacta (**Harlow**, 2018).*

El ejemplo más famoso y estudiado de esta correspondencia fue el propuesto por Juan Maldacena en (**Maldacena**, 1999). Este ejemplo relaciona una teoría de supercuerdas Tipo IIB en el espacio $AdS_5 \times S^5$ con una teoría de super-Yang-Mills $\mathcal{N} = 4$ $SU(N)$ en $d=4$. Note que la teoría de gravedad cuántica se relaciona con una teoría que vive en un espaciotiempo sin gravedad y en una dimensión menor. Algunos ejemplos (**Giribet**, 2023) de la correspondencia se listan a continuación:

- Supercuerdas Tipo IIB en $AdS_5 \times S^5$ en $d=4$. \longleftrightarrow $\mathcal{N} = 4$ super-Yang-Mills $SU(N)$
- Supercuerdas Tipo IIB en $AdS_3 \times S^3 \times \mathbb{T}^4$ \longleftrightarrow producto simétrico de CFTs.
- Supercuerdas Tipo IIA en $AdS_4 \times \mathbb{C}P^3$ \longleftrightarrow $\mathcal{N} = 6$ super-Chern-Simons $SU(N) \times SU(M)$ en $d = 3$.

Para el ejemplo dado originalmente por Maldacena, existe una especie de diccionario entre los parámetros de cada una de las teorías involucradas en la correspondencia. La teoría gauge posee dos parámetros adimensionales g_{YM} y N . Una combinación de ambos da lugar al acoplamiento de 't Hooft: $\lambda \equiv g_{YM}^2 N$. Técnicamente, la teoría gauge tiene ahora dos parámetros adimensionales independientes g_{YM} y λ .

Por otro lado, la teoría de cuerdas en $AdS_5 \times S^5$ tiene un acoplamiento adimensional g_s y dos parámetros dimensionales: la escala de longitud de la cuerda $\ell_s = \sqrt{\alpha'}$, y el radio del espacio AdS representado por L en las ecuaciones (3) y (4). Así, la teoría de cuerdas tiene dos parámetros adimensionales: g_s y L/ℓ_s .

Los parámetros de la teoría gauge y de la teoría de cuerdas están relacionados de la siguiente forma:

$$g_{YM}^2 = 2\pi g_s,$$

$$\lambda = \frac{1}{2} \frac{L^4}{\alpha'^2}.$$

De acuerdo con la versión más fuerte de la correspondencia AdS/CFT, se conjetura que la dualidad entre la teoría gauge supersimétrica $SU(N)$, y la de supercuerdas de Tipo IIB se debe mantener para cualquier valor de N y g_s . Esto implicaría que la teoría $\mathcal{N} = 4$ super-Yang-Mills es exactamente equivalente a la teoría de supercuerdas Tipo IIB $AdS_5 \times S^5$. Sin embargo, en la actualidad es imposible comprobar esta forma de la correspondencia, puesto que no existe todavía una formulación cuántica consistente a nivel no perturbativo de la teoría de cuerdas, y particularmente para espaciotiempos curvos (**Erdmenger**, 2018).

En la forma débil de la correspondencia AdS/CFT, se conjetura que es solamente válida en el límite de Maldacena: $N \rightarrow \infty$ y λ muy grande. Así, en su versión débil relaciona la supergravedad clásica con la teoría $\mathcal{N} = 4$ super-Yang-Mills en acoplamiento fuerte y $N \rightarrow \infty$. De manera que:

$$\left(\begin{array}{c} \lambda \rightarrow \infty \\ N \rightarrow \infty \end{array} \right) \leftrightarrow \left(\begin{array}{c} g_s \rightarrow 0 \\ \alpha' \rightarrow 0 \end{array} \right).$$

Claramente se observa que la correspondencia AdS/CFT provee una dualidad de acoplamiento débil/fuerte. La correspondencia es una dualidad en el sentido usual, es decir, cuando un lado de la correspondencia está débilmente acoplado, entonces la descripción dual del otro lado está fuertemente acoplada.

Una forma de ver una interpretación matemática de la correspondencia se consigue al estudiar las simetrías del espacio AdS. Considerando, por ejemplo, la métrica del espaciotiempo AdS_5 en coordenadas de Poincaré:

$$ds^2 = \left(\frac{r}{L}\right)^2 (-dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2) + L^2 \frac{dr^2}{r^2},$$

este espaciotiempo tiene simetría $SO(4, 2)$, de gran importancia física. La métrica tiene invarianza de Poincaré $ISO(3, 1)$ en $x^\mu = (t, x, y, z)$, que corresponde a la simetría de Poincaré de la teoría de campos dual en el espaciotiempo de 4 dimensiones. Así, x^μ se interpreta como las coordenadas espaciotemporales de la teoría de campos conforme. Análogamente, para el espaciotiempo AdS_{d+2} , d representa el número de dimensiones espaciales de la teoría gauge.

La métrica del espacio AdS_5 también es invariante bajo las transformaciones de escala

$$x^\mu \rightarrow ax^\mu, \quad r \rightarrow \frac{1}{a}r,$$

bajo este escalamiento, r se transforma como la energía conjugada a t . Esta es una razón del porqué la teoría de campos conforme es cuatridimensional, mientras que la teoría de gravedad tiene cinco dimensiones. La coordenada r tiene una interpretación como la escala de energía de la teoría sin gravedad. Así, por ejemplo, la teoría $\mathcal{N} = 4$ super-Yang-Mills tiene esta invarianza de escala, mientras que la invarianza es vista geoméricamente dentro de la teoría de gravedad (Natsuume, 2015).

El hecho de que la teoría de campos viva en un espacio de dimensión menor está en acuerdo con especulaciones hechas acerca de la gravedad cuántica. Desde el punto de vista histórico, rondaba sobre la década de los noventa una idea no muy bien establecida conocida actualmente como *principio holográfico*. Tal principio fue desarrollado por 't Hooft ('t Hooft, 1993) y Susskind (Susskind, 1995), sugiriendo que las teorías de gravedad cuántica deben ser holográficas, es decir, la física en cierta región puede ser descrita sin perder información por una teoría en la frontera. El principio holográfico surge como resultado del estudio de la termodinámica de los agujeros negros.

Stephen Hawking y Jacob Bekenstein demostraron a mediados de los 70 que los agujeros negros se comportan como objetos termodinámicos con temperaturas $T_H = \hbar c^3 / 8\pi kGM$, con M la masa del agujero negro, emitiendo radiación de Hawking, y también tienen una entropía dada por (6), donde se considera el área de su horizonte de eventos. Esto implica que eventualmente irradiará su energía, perdiendo masa en el proceso conocido como evaporación de Hawking. Dada la evaporación de Hawking, existe una paradoja en torno a la descripción cuántica de lo ocurrido con la información al caer dentro de un agujero negro, pareciera posible lanzar estados cuánticos puros dentro de un agujero negro y obtener en cambio estados mixtos/térmicos, aparentemente violando la propiedad de unitariedad y resultando en una pérdida de información —esta es la paradoja de pérdida de información en agujeros negros. Hawking creía que este análisis demostraba que la mecánica cuántica es violada por agujeros negros en evaporación. Al asignar una entropía a los agujeros negros, se deduce que deben tener asociados un conjunto de microestados, convirtiéndose así en un reto para las teorías cuánticas de la gravedad obtener tales microestados, compatibles con lo propuesto por Bekenstein (Rikles, 2014).

Según el límite de Bekenstein, la máxima entropía dentro de una región del espacio está dada por

$$S_{\text{máx}} = \frac{\text{Área}}{4G_N}, \quad (6)$$

donde el área corresponde a la de la frontera de dicha región. Suponiendo un estado con una entropía mayor que $S_{\text{máx}}$, entonces se puede mostrar que tal estado viola la segunda ley de la termodinámica. Este límite para la entropía implica que el número de grados de libertad dentro de alguna región crece como el área de su frontera y no como el volumen de la región dada; en las teorías cuánticas de campos típicas este comportamiento no es posible. Intentar entender este comportamiento conduce al principio holográfico antes mencionado, según el cual, dentro de una teoría cuántica de la gravedad, toda la física dentro de un volumen dado puede ser descrita en términos de una teoría sobre la frontera que tiene menos de un grado de libertad por área de Planck, satisfaciendo el límite de Bekenstein. Como es sabido, en la correspondencia AdS/CFT se está describiendo la física dentro del seno del espacio AdS mediante una teoría de campos con una dimensión menos viviendo sobre la frontera, en este sentido, es una realización del principio holográfico (**Aharony y cols.**, 2000).

Actualmente, la correspondencia presenta varias extensiones y generalizaciones. Una de ellas es la exploración de la posibilidad de una correspondencia dS/CFT. La dualidad dS/CFT relaciona una teoría de cuerdas en un espaciotiempo *de Sitter* de dimensión d con una teoría de campos conforme euclidiana sobre una esfera de dimensión $(d - 1)$, tal correspondencia se entiende mucho menos. Sin embargo, una de las motivaciones para dicha correspondencia es la evidencia experimental de una constante cosmológica positiva, es decir $\Lambda > 0$, sugiriendo que el universo se está acercando a una cosmología de Sitter en el futuro lejano. Esta correspondencia podría ser relevante en el universo muy temprano (**Becker, Becker, y Schwarz**, 2006).

Existe mucha evidencia de la validez de la correspondencia AdS/CFT, pese a que aún siga presentando la condición de conjetura. Se puede pensar en el problema de la construcción de una prueba matemáticamente rigurosa de la correspondencia, pero no existe aún para formular tal prueba, otra forma de ofrecer una definición completa de lo que es la teoría de cuerdas. Se ha asumido la conjetura como correcta, considerando que hasta ahora no ha llevado a contradicciones o paradojas. Por ejemplo, en el caso de cuatro dimensiones, las teorías gauge duales se definen sin ambigüedad, por lo tanto, la dualidad puede ser tomada como la definición de la teoría de cuerdas para la clase de configuraciones de fondo donde se aplica. Se puede tener la esperanza de que algún día se encuentre una formulación completamente independiente de la teoría de cuerdas, así sería mejor formulado el objetivo de probar la correspondencia AdS/CFT (**Becker y cols.**, 2006).

D3-branas y la conjetura de Maldacena

Un escenario en el cual ha sido posible probar la efectividad de la teoría de cuerdas es el de los agujeros negros. Es bien sabido que un agujero negro corresponde a una región del espaciotiempo en donde la gravedad es tan fuerte que incluso la luz no puede escapar de ella. Si la teoría de cuerdas continúa con su propósito de reconciliar la relatividad general con la mecánica cuántica, debería ser capaz de explicar la termodinámica de estos objetos astronómicos.

Así, pasos se han dado en esta dirección con el desarrollo hecho por Strominger y Vafa (**Strominger y Vafa**, 1996) en 1996, cuando encontraron que, al suponer los agujeros negros como compuestos por cuerdas, era posible conseguir un resultado para su entropía similar a (6). Siendo este el primer cálculo para la entropía de Bekenstein mediante el conteo de sus estados cuánticos, uno de los mayores avances luego del descubrimiento de las

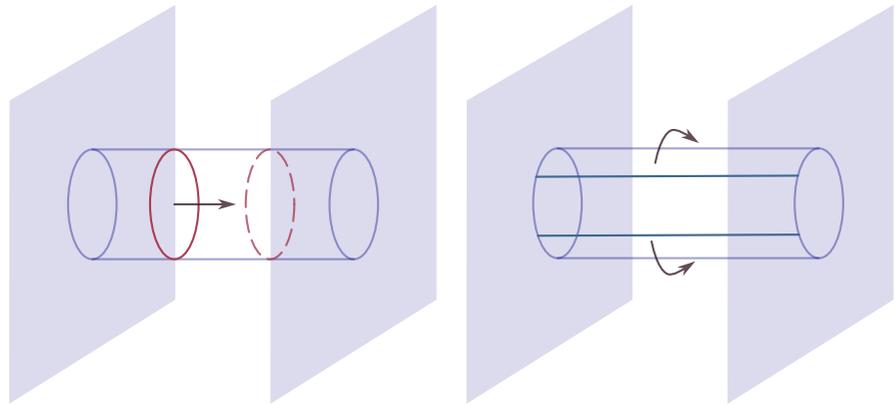


Figura 3. Representación esquemática de la dualidad entre cuerdas abiertas y cerradas. Del lado izquierdo se muestra el intercambio de una cuerda cerrada entre dos D-branas, del lado derecho se muestra un proceso equivalente que corresponde al intercambio de cuerdas abiertas (Edelstein y Giribet, s.f.).

D-branas. Aunque la situación considerada para el cálculo es altamente ideal, ya que se estudian agujeros negros con un valor grande de carga eléctrica y viviendo en un espaciotiempo de cinco dimensiones; muy diferentes a los que se observan en el universo. A pesar de esto, su entropía es también proporcional al área del horizonte de eventos. Tales agujeros negros son soluciones relativamente sencillas de las ecuaciones de la teoría de cuerdas con cinco de sus diez dimensiones compactificadas (Edelstein y Giribet, s.f.). Este cálculo necesita la existencia de D-branas dentro de la teoría, y es relevante ante la paradoja de la pérdida de información (Rickles, 2014).

Varios físicos siguieron el camino trazado por Strominger y Vafa, entre ellos Curtis Callan y Juan Maldacena, quienes hicieron un análisis similar para el caso con agujeros negros de Reissner-Nordström no extremales. Esta clase de ideas, combinadas con la noción de utilizar el límite para valores grandes de N D-branas coincidentes con descripciones duales, da origen a la que puede considerarse como la tercera revolución de supercuerdas. En este sentido, puede verse condensada en la correspondencia AdS/CFT gran parte de los desarrollos hechos durante esta revolución, lo que es lo mismo, es una consecuencia del conjunto de conceptos como dualidades y teoría M, agujeros negros y D-branas.

Las D-branas codifican las descripciones duales que la teoría de cuerdas lleva dentro de su formulación matemática, es decir, se cuenta con dos maneras distintas pero equivalentes para describir la misma física. Uno de los ejemplos representativos de esta propiedad se encuentra en la interacción entre dos D-branas. Si se considera, por ejemplo, la situación en que estos objetos intercambian cuerdas entre sí, entonces la fuerza que una D-brana ejerce sobre la otra puede representarse mediante el intercambio de una cuerda cerrada propagándose entre ellas, como se observa al lado izquierdo de la figura 3.

Dada la simetría de dualidad, el mismo proceso de interacción también puede verse como el intercambio de un par de cuerdas abiertas (con sus extremos atados a las D-branas) propagándose alrededor de la región que trazaría la cuerda cerrada, como se observa del lado derecho de la figura 3. Ambas descripciones son matemáticamente equivalentes. El primer caso involucra un intercambio de gravitones, mientras que en el segundo no aparecen, teniendo en cuenta la ausencia de estados correspondientes al gravitón en el espectro de cuerdas abiertas. Esto puede dar la sensación de la posibilidad de construir una teoría cuántica de la gravedad sin gravitones, y de esta forma una teoría con gravedad puede ser equivalente a una teoría gauge sin gravedad (Edelstein y Giribet, s.f.).

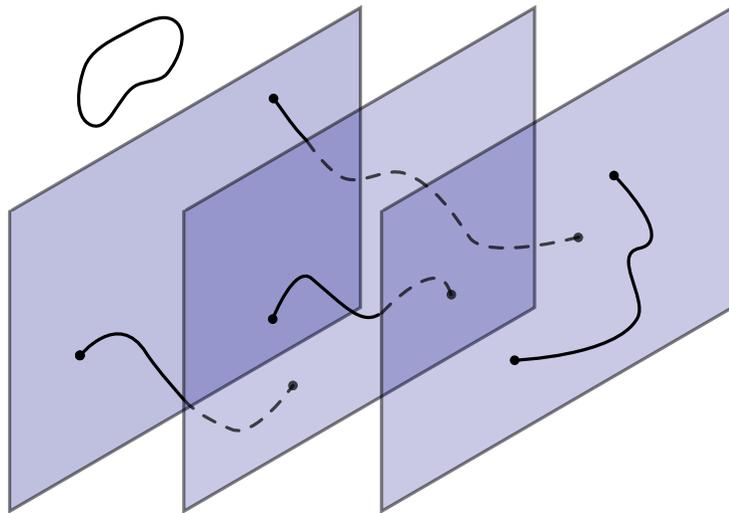


Figura 4. Conjunto de D-branas, con una cuerda abierta sobre la misma superficie y las tres restantes estiradas entre dos D-branas paralelas, como se observa en la figura, las cuerdas cerradas pueden propagarse libremente.

En el límite a bajas energías de las teorías de cuerdas se pueden encontrar solitones² correspondientes a soluciones de agujeros negros. Existe además la posibilidad de construir cierto tipo de agujeros negros como configuraciones de D-branas coincidentes. La dualidad descrita en el párrafo anterior —conocida también como dualidad entre cuerdas abiertas y cerradas o dualidad agujero negro/D-brana— es la base para la correspondencia AdS/CFT.

Considerando un conjunto de D3-branas paralelas, se puede demostrar que para cada par de ellas sus interacciones son nulas, puesto que la atracción gravitatoria es compensada con la repulsión debida a otros campos ante los cuales presentan carga. Esta condición de nulidad en la interacción se garantiza siempre y cuando las D3-branas se mantengan paralelas, tal arreglo permite alejar o acercar las D3-branas de manera arbitraria. En la figura 4 se observa un conjunto de D3-branas paralelas con los diferentes tipos de cuerdas posibles. Dentro de las cuerdas abiertas están aquellas con ambos extremos sobre una misma brana, y las que tienen cada extremo atado a una brana distinta. También es posible la existencia de cuerdas cerradas propagándose libremente, con la posibilidad de alejarse de todas las D3-branas a la vez.

En el mínimo nivel de energía, las cuerdas abiertas con extremos sobre dos D3-branas distintas, presentan estados con una masa que es proporcional al estiramiento de la cuerda, esto como consecuencia de su tensión intrínseca. Así, su masa puede aumentar o disminuir según se alejen o se acerquen las D3-branas. Por otra parte, las cuerdas abiertas con ambos extremos sobre la misma D3-brana dan lugar a partículas sin masa, situación donde pueden contraerse hasta tener tamaño nulo. Finalmente, las cuerdas cerradas viajan libremente, se perciben como un espaciotiempo plano en 10 dimensiones. En principio, las cuerdas abiertas y cerradas interactúan mutuamente (Edelstein y Giribet, s.f.).

Se supone ahora que el conjunto de N D3-branas se acerca de manera que sean coincidentes,

²Los solitones se definen como soluciones localizadas, no singulares e independientes del tiempo, de las ecuaciones del movimiento clásicas con energía finita en una teoría de campos. En un espaciotiempo de dimensión D , dichas soluciones se conocen como p -brana si están localizadas en $D - 1 - p$ coordenadas espaciales e independientes de las restantes p coordenadas, donde $p < D - 1$. Por ejemplo, el caso $p = 0$ (0-brana) tiene característica de partícula puntual y también es llamada agujero negro; con $p = 1$ se tiene una cuerda; el caso $p = 2$ se conoce como membrana.

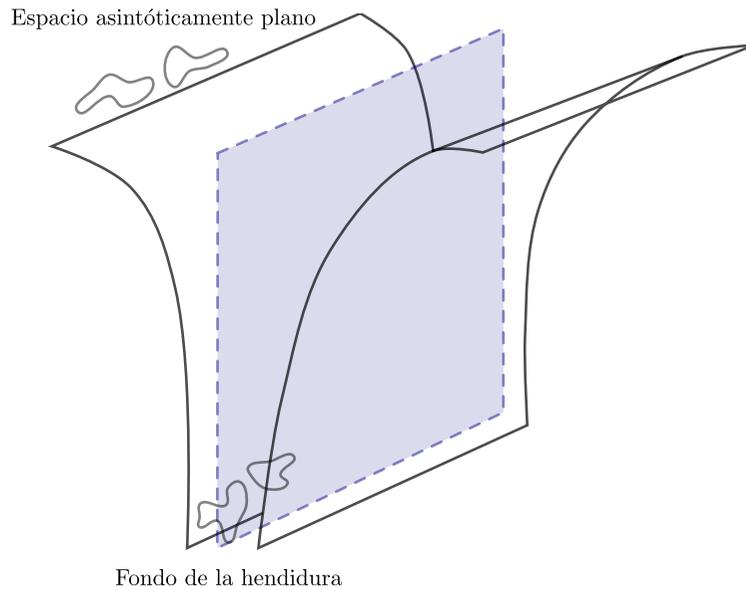


Figura 5. El conjunto de D3-branas deforma el espaciotiempo, y la conjetura de Maldacena asume que es intercambiable por el campo gravitacional generado por el conjunto (Edelstein y Giribet, s.f.).

esto es, se encuentren en el mismo lugar del espacio. Esto sugiere que todas las partículas, derivadas de las excitaciones de cuerdas abiertas con extremos en distintas D3-branas, experimentan una pérdida de masa, producto de tal acercamiento. De manera esquemática, la descripción de este sistema está dada por:

$$S = S_{\text{cuerdas abiertas en } N \text{ D3-branas}} + S_{\text{cuerdas cerradas lejanas}} + S_{\text{interacción}}, \quad (7)$$

donde la S se refiere a “sistema”. Teniendo en cuenta que las D3-branas son hipersuperficies con masa, y como su tamaño es infinito, entonces el conjunto de D3-branas de este tipo se puede interpretar como un objeto de gran peso deformando el espaciotiempo, comportándose esencialmente como un agujero negro. En la figura 5 se representa de forma muy simplificada la situación, donde se observa que el espaciotiempo de diez dimensiones de la teoría —dibujado en líneas de color negro— sufre una marcada hendidura en el lugar donde están superpuestas las N D3-branas —representadas en azul con líneas punteadas— y lejos de este lugar, es plano, dada la débil influencia gravitacional.

Un paso importante dentro de la *conjetura de Maldacena* consiste en considerar solamente el campo gravitacional generado por el conjunto de D3-branas, es decir, eliminando las D3-branas y dejando en su lugar al campo gravitacional promedio (conocido como una *brana negra*). Dados sus aspectos gravitacionales, este objeto ahora pertenece a una teoría de cuerdas cerradas. Alexander Polyakov se refirió a esta maniobra hábil de cambiar la descripción con D-branas a una descripción gravitacional como sigue: “un poco como sustituir el famoso gato por su sonrisa” (Rickles, 2014), probablemente refiriéndose al gato de Cheshire de la obra de Lewis Carroll, *Las aventuras de Alicia en el país de las maravillas*.

Al haber eliminado las D3-branas en la descripción del sistema (7), se tiene entonces un sistema de cuerdas cerradas moviéndose bajo la influencia de la geometría del espaciotiempo. La mecánica cuántica impone a las D3-branas una forma de carga repartida a lo largo de toda su extensión tridimensional, generando campos similares al electromagnético. Así, el arreglo de D3-branas tiene carga N , mostrando que a nivel microscópico su descripción

viene dada en términos de un número N de D3-branas, cada una de las cuales presenta una unidad de la carga fundamental. Considerando que existen seis direcciones transversales —las D3-branas dejan un rastro cuadrimensional cuando se mueven dentro de un espaciotiempo de diez dimensiones— y como las seis direcciones transversales se pueden representar como el conjunto de todas las posibles esferas de dimensión cinco, entonces quedan así encerradas las N unidades de la “carga eléctrica generalizada” poseídas por las D3-branas. En analogía con el campo electromagnético, se dice que las esferas encierran N unidades de flujo (**Edelstein y Giribet**, s.f.).

La nueva configuración (representada en la figura 5) tiene solamente cuerdas cerradas vi-viendo en un espaciotiempo curvo, donde existen cuerdas cerradas en el fondo de la hendidura (con campo gravitatorio fuerte) y otras cuerdas cerradas muy lejos de la misma. En este caso, también es posible la interacción entre ambas, es decir, las cuerdas pueden entrar o salir de la hendidura. Representando esquemáticamente esta situación, se tiene el sistema:

$$S = S_{\text{cuerdas cerradas en hendidura} \& N \text{ flujos}} + S_{\text{cuerdas cerradas lejanas}} + S_{\text{interacción}} \cdot \quad (8)$$

Tal sistema es equivalente al representado en (7). Pese a que los términos de interacción en (7) y (8) aparentemente tengan una interpretación distinta, en el caso en que la longitud de la cuerda es arbitrariamente pequeña ambos términos son insignificantes. Maldacena anticipó las profundas consecuencias a las que se llega si se supone adicionalmente que el número de las D3-branas es muy grande. Además, si se considera la longitud de la cuerda como infinitesimal, entonces los sistemas descritos se parecen a las teorías de partículas y campos basadas en objetos puntuales.

Dentro de la descripción de las cuerdas abiertas para el sistema, el primer término en (7), hacer infinitesimal el tamaño de las cuerdas lleva a simplificaciones — la teoría de cuerdas produce un resultado preciso para la dinámica de cuerdas abiertas con extremos en las N D3-branas: se trata de la teoría ya nombrada en este capítulo, la teoría super-Yang-Mills $\mathcal{N} = 4$, prima cercana de la cromodinámica cuántica. Así, la descripción de la dinámica de las D3-branas puede estar dada por el mismo tipo de teorías usadas para describir la física de partículas. Sin embargo, dicha teoría se trata de una extensión supersimétrica de la teoría de Yang-Mills, con la máxima supersimetría posible, hecho bastante alejado de la fenomenología, debido a la falta de evidencia experimental precisa para la supersimetría. A pesar de ser de la misma clase que la cromodinámica cuántica, la teoría es demasiado simétrica como para ser compatible con el universo observable.

Continuando con la descripción de los términos dentro del sistema (7), la contribución de las cuerdas cerradas se simplifica a gravitones propagándose libremente en un espaciotiempo plano. También, el término de interacción (en principio el más complejo del sistema) se ve eliminado totalmente.

Se puede resumir el sistema S en (7), considerando las suposiciones de que la longitud de la cuerda es infinitamente pequeña y el número de D3-branas es muy grande, de la forma:

$$S = S_{\text{super-Yang-Mills } \mathcal{N}=4} + S_{\text{gravitones libres}} \cdot \quad (9)$$

Las cuerdas cerradas se mueven en la geometría mostrada de forma esquemática en la figura, dicho límite hace muy estrecha la hendidura y con una profundidad grande. De tal manera que las pequeñas cuerdas cerradas quedan atrapadas en el fondo, con nula probabilidad de escapar de la hendidura y también es cero la probabilidad de que una cuerda cerrada se adentre en la hendidura. Así, el término de interacción no figura en el sistema 9.

El primer término del sistema, referenciado como (8), caracteriza el movimiento de las pequeñas cuerdas cerradas en la hendidura. Esta hendidura adopta una geometría específica,

conocida como el espacio anti-de Sitter en cinco dimensiones, previamente mencionado; las cinco dimensiones restantes están compactificadas en una esfera, donde las N unidades de carga descritas en esta sección quedan encerradas por aquella 5–esfera. El segundo término corresponde a las pequeñas cuerdas cerradas que viven en una geometría plana, considerando que la curvatura solo se presenta en la región de la hendidura. Así, el sistema resulta:

$$S = S_{\text{gravedad en AdS \& N flujos}} + S_{\text{gravitones libres}}, \quad (10)$$

donde el primer término corresponde a una teoría de supergravedad obtenida como el límite a bajas energías de la teoría de supercuerdas Tipo IIB. Los sistemas (9) y (10) son los mismos, son dos descripciones alternas de un mismo conjunto de N D3-branas paralelas. Por lo tanto, se pueden “igualar” los sistemas (9) y (10), tras cancelar los términos de gravitones libres, se llega a la igualdad:

$$S_{\text{gravedad en AdS \& N flujos}} = S_{n=4 \text{ SYM}},$$

denotada simbólicamente como:

$$\text{AdS} = \text{CFT}. \quad (11)$$

Todo lo anterior ha permitido una revisión intuitiva de la correspondencia AdS/CFT, en particular, los casos propuesto originalmente por Maldacena. A continuación se presentan algunas aplicaciones donde es útil esta teoría.

Aplicaciones

La característica más útil de la correspondencia es el hecho de que se traduce el régimen fuertemente acoplado, o no perturbativo, de una teoría cuántica de campos a una teoría de la gravedad débilmente acoplada. Los cálculos convencionales en teoría cuántica de campos dependen de una expansión perturbativa en términos de una constante de acoplamiento (denotada generalmente por g) suficientemente pequeña. Este enfoque a nivel perturbativo, permite describir las interacciones electrodébiles, la cromodinámica cuántica con libertad asintótica a altas energías y gran parte de los sistemas de la materia condensada. Por ejemplo, los conductores fuertemente correlacionados, superconductores estándar tipo BCS, cadenas de espín, etc.

Sin embargo, el enfoque perturbativo falla en el acoplamiento fuerte, y por lo tanto, no es adecuado para dar razón a muchos problemas abiertos en sistemas cuánticos fuertemente interactuantes: como lo son la cromodinámica cuántica a escalas de energía bajas o intermedias, el plasma de quarks y gluones, y los metales extraños en sistemas de materia condensada. La correspondencia AdS/CFT simplifica de gran manera dichos cálculos en acoplamiento fuerte. Pero teniendo en cuenta que involucra teorías poco realistas, a lo sumo puede ser útil como un modelo de prueba para los sistemas fuertemente acoplados del mundo real (Probst, 2018). A continuación, se presentan las descripciones de dos aplicaciones de la correspondencia:

- El *plasma de quarks y gluones* es un nuevo estado de la materia que pudo ser generado experimentalmente en el año 2000, mediante la colisión a muy altas energías de iones pesados —iones de oro en el caso del RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), operado por el laboratorio nacional de Brookhaven, en Nueva York. Se usan iones de plomo en el experimento Alice que se realiza en las instalaciones del LHC. En estos experimentos se hacen chocar los núcleos de frente, viajando a velocidades muy

cercanas a la de la luz. La colisión produce una pequeña región del espacio donde la temperatura resulta casi un millón de veces la temperatura del núcleo de sol, es decir, del orden de 10^{13}K . Así, cada uno de los quarks y gluones presentan una gran cantidad de energía.

La cromodinámica cuántica por medio del fenómeno de *desconfinamiento* predice que los quarks y gluones se comportan como si estuvieran libres de toda interacción, siempre y cuando estén a energías lo suficientemente altas. Para estos experimentos se esperaba observar algo similar a un plasma gaseoso de quarks y gluones, donde luego de la colisión se dispersaran en todas las direcciones, porque si su interacción es muy pequeña, entonces cada partícula saldría despedida en alguna dirección aleatoria e independiente de las demás (**Edelstein y Giribet**, s.f.).

Pero, lo que se observa realmente en los experimentos de colisión de iones pesados es algo diferente a lo esperado. El plasma de quarks y gluones se comporta como un líquido fuertemente interactuante y de muy baja viscosidad. Los físicos de partículas tuvieron grandes dificultades para describir este comportamiento inesperado. Sin embargo, Policastro, Son y Starinets (**Policastro, Son, y Starinets**, 2001) usaron la correspondencia AdS/CFT para explicarlo, aprovechando el hecho de que a altas temperaturas las teorías $\mathcal{N} = 4$ super-Yang-Mills y la cromodinámica cuántica son similares.

El valor que se calcula para la relación entre la viscosidad η y la densidad de entropía s , relación que en unidades de \hbar/k_B , toma el valor $1/4\pi$ en una clase amplia de sistemas holográficos, es ampliamente diferente al calculado mediante las teorías débilmente acopladas, está muy cerca del valor experimental observado en el plasma de quarks y gluones (**Probst**, 2018), considerando que las medidas en el RHIC favorecen un valor pequeño, $\eta/s \leq 0,25$, es así que el valor de $\eta/s = 1/4\pi \simeq 0,08$ obtenido mediante la dualidad gauge/gravedad está en total acuerdo con dicho acotamiento (**Ammon y Erdmenger**, 2015). El valor tan pequeño para η/s indica que el plasma de quarks y gluones es el fluido más fuertemente acoplado conocido hasta el momento.

Otra característica importante del plasma de quarks y gluones, es el fenómeno de *termalización*. Cuando los iones pesados colisionan, se forma un estado de no equilibrio, que luego se relaja a un estado de equilibrio térmico. Existen distintos modelos dentro de la dualidad holográfica para describir este fenómeno. Una posibilidad consiste en considerar ondas de choque colisionantes dentro de la teoría dual gravitacional. y otra posibilidad consiste en estudiar el colapso de una capa de materia y la formación de un agujero negro en el espacio asintóticamente AdS. Esta es un área de la investigación bastante amplia, cuyos resultados obtenidos recientemente implican que para los sistemas fuertemente acoplados el tiempo de relajación es muy corto (**Ammon y Erdmenger**, 2015).

- Existe una combinación particular de las áreas de la física: materia condensada, gravedad, teoría de cuerdas y la teoría cuántica de campos. Dicha interfase de áreas tan variadas ha sido posible gracias a la dualidad holográfica, en este caso particular nombrado como la correspondencia AdS/CMT (**Hartnoll, Lucas, y Sachdev**, 2018) (donde CMT hace referencia a Condensed Matter Theory). AdS/CMT es el estudio de sistemas de materia condensada sin quasipartículas, ofreciendo modelos sin una descripción basada en las quasipartículas, y en las que aun así los cálculos controlados se pueden realizar.

Dentro de la física del estado sólido, los *metales extraños* exhiben una fase metálica de la materia que no está bien descrita por la teoría del líquido de Fermi propuesta por Landau, la cual trata con pequeñas perturbaciones en torno al mar de Fermi. Este

modelo es ampliamente exitoso para los metales ordinarios, pero falla en materiales con orden topológico no perturbativo, es decir, en los metales extraños. Los metales extraños exhiben un orden topológico en el sentido de que su estado fundamental tiene un entrelazamiento de largo alcance (correspondiente a una fase topológica de la materia). Así, en lugar de estar descritos por la teoría de líquido de Fermi, tienen una mejor descripción en la versión de la dualidad holográfica con aplicaciones a la materia condensada, la dualidad AdS/CMT.

Conclusiones

En física teórica, regularmente se encuentran nuevos resultados importantes al percibir de que dos conceptos diferentes están relacionados entre sí en un nivel profundo y fundamental. Ejemplos de tales relaciones son las dualidades que relacionan dos teorías cuánticas aparentemente diferentes entre sí afirmando que las teorías son en realidad equivalentes. En particular, los espacios de Hilbert y la dinámica de las dos teorías coinciden. Desde un punto de vista matemático, esto significa que las teorías son idénticas. Sin embargo, desde un punto de vista físico, sus descripciones pueden diferir; por ejemplo, puede haber diferentes funciones lagrangianas para las dos teorías. Los ejemplos de dualidad mencionados en este trabajo tocan las teorías cuánticas de campos entre sí o relacionan las teorías de cuerdas. La correspondencia *AdS/CFT*, sin embargo, es un nuevo tipo de dualidad que conecta una teoría cuántica de campos en el espaciotiempo plano con una teoría de cuerdas. Esto es particularmente notable dado que actualmente la teoría de cuerdas es un candidato muy prometedor para una teoría consistente de la gravedad cuántica. A primera vista, la teoría cuántica de campos en el espaciotiempo plano no parece ser una teoría de la gravedad cuántica. Sin embargo, la correspondencia *AdS/CFT*, al ser una dualidad, implica que las dos teorías son equivalentes. Esto explica por qué en la actualidad muchos científicos piensan que la correspondencia *AdS/CFT*, es uno de los descubrimientos más apasionantes de la física teórica moderna de las últimas dos décadas.

Así mismo, la correspondencia *AdS/CFT* es una construcción importante del principio holográfico, donde se establece que en una teoría gravitacional, el número de grados de libertad aumentan significativamente permitiendo ampliar el estudio en el espacio tiempo de Minkowski. En este caso, la teoría de la gravedad cuántica involucrada en la correspondencia *AdS/CFT* se define en una variedad de la forma $AdS \times X$, donde *AdS* es el espacio Anti-de Sitter y *X* es un espacio compacto. En este caso, la teoría cuántica de campos se define en el límite conforme de este espacio Anti-de Sitter.

Particularmente, la correspondencia *AdS/CFT* es un ejemplo de una dualidad de acoplamiento fuerte-débil. Si la teoría de campo está fuertemente acoplada, la teoría de la gravedad dual es clásica y débilmente curvada. Por esa razón, la correspondencia *AdS/CFT* es un formalismo prometedor para el estudio de teorías de campos fuertemente acoplados. Ciertas cuestiones como los cálculos de las funciones de correlación y el estudio de anomalías dentro de las teorías cuánticas de campos fuertemente acopladas se vuelven computacionalmente manejables en el lado de la gravedad y también se tornan conceptualmente más claras.

Agradecimientos

Los autores agradecen a las vicerrectoría de investigaciones (VRI) y administración de la Universidad del Cauca por el financiamiento parcial para desarrollar este trabajo de investigación a través del proyecto de investigación ID 5937.

Contribución de los autores

La concepción, redacción y enfoque de esta revisión corresponden a los autores de esta contribución.

Conflicto de intereses

Los autores declaran no tener conflicto de intereses.

Referencias

- Aharony, O., Gubser, S. S., Maldacena, J., Ooguri, H., y Oz, Y.** (2000, enero). Large n field theories, string theory and gravity. *Physics Reports*, **323**(3–4), 183–386. Descargado de [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573\(99\)00083-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573(99)00083-6) doi: 10.1016/S0370-1573(99)00083-6
- Ammon, M., y Erdmenger, J.** (2015). *Gauge/gravity duality: Foundations and applications*. Cambridge University Press.
- Becker, K., Becker, M., y Schwarz, J. H.** (2006). *String theory and m-theory: A modern introduction*. Cambridge University Press. doi: 10.1017/CBO9780511816086
- Blau, M.** (2023). *Lecture Notes on General Relativity*. Descargado de <http://www.blau.itp.unibe.ch/GRlecturenotes.html>
- Bousso, R.** (2002, agosto). The holographic principle. *Reviews of Modern Physics*, **74**(3), 825–874. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.74.825>
- Edelstein, J., y Giribet, G.** (s.f.). *Cuerdas y supercuerdas* (R. Coleccionables, Ed.).
- Erdmenger, J.** (2018). *Introduction to gauge/gravity duality (tasi lectures 2017)*.
- Giribet, G.** (2023). *Introduction to ads/cft*. Descargado de https://youtu.be/D_tH0hMS-VE?si=0ju15b-kMwcwPnSB
- Harlow, D.** (2018). Tasi lectures on the emergence of the bulk in ads/cft.
- Hartnoll, S. A., Lucas, A., y Sachdev, S.** (2018). *Holographic quantum matter*.
- Lust, D., y Vleeshouwers, W.** (2018). *Black hole information and thermodynamics*.
- Maldacena, J.** (1999). The large- n limit of superconformal field theories and supergravity. *International Journal of Theoretical Physics*, **38**(4), 1113–1133. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1023/A:1026654312961> doi: 10.1023/a:1026654312961
- Maldacena, J.** (2014). *The gauge/gravity duality*.
- Natsuume, M.** (2015). *Ads/cft duality user guide*. Tokyo: Springer Japan. Descargado de <https://doi.org/10.1007/978-4-431-55441-7>
- Policastro, G., Son, D. T., y Starinets, A. O.** (2001, agosto). Shear viscosity of strongly coupled $n=4$ supersymmetric yang-mills plasma. *Physical Review Letters*, **87**(8), . Descargado de <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.081601> doi: 10.1103/physrevlett.87.081601
- Probst, J.** (2018). *Applications of the gauge/gravity duality*. Springer Cham. doi: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-93967-4>
- Rickles, D.** (2014). *A brief history of string theory* (1.^a ed.). Springer Berlin, Heidelberg. doi: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-45128-7>
- Strominger, A., y Vafa, C.** (1996). Microscopic origin of the bekenstein-hawking entropy. *Physics Letters B*, **379**(1), 99-104. Descargado de <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269396003450> doi: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(96\)00345-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(96)00345-0)

- Susskind, L.** (1995, noviembre). The world as a hologram. *Journal of Mathematical Physics*, **36**(11), 6377–6396. Descargado de <http://dx.doi.org/10.1063/1.531249> doi: 10.1063/1.531249
- 't Hooft, G.** (1993). *Dimensional reduction in quantum gravity*.
- Zaffaroni, A.** (2000, septiembre). Introduction to the ads-cft correspondence. *Classical and Quantum Gravity*, **17**(17), 3571. Descargado de <https://dx.doi.org/10.1088/0264-9381/17/17/306>