

eliminar la redundancia y después cuantizarlos). En sentido inverso, se encuentra que la CCL solo es covariante bajo Lorentz si  $D=26$ .

Como veremos más adelante, el caso  $\alpha=1, D=26$ , que es el único donde a nivel de la teoría libre (en el espacio tiempo, es decir, cuando las cuerdas no interactúan)

tenemos

$$\mathcal{H}_{CCA} = \mathcal{H}_{CCL} = \mathcal{H}_{CCM} \text{ (BEST)}$$

*covariante antigua*
*con luz*
*covariante moderna (ver más adelante)*

es también el único que tiene sentido al considerar interacciones.

Usando  $\alpha=1, D=26$ , podemos listar con más precisión los estados de la cuerda bosónica abierta (libre) asociados a una  $D_p$ -brana:

- $N=0$   $|0; k\rangle$  con  $m^2 = -k^2 = -\frac{1}{\alpha'}$  Taquión  
*solo  $k_\alpha \neq 0$*   $\leftrightarrow$  campo escalar  $\phi(x)$  sobre  $D_p$
- $N=1$   $\epsilon_\alpha \alpha_{-1}^\alpha |0; k\rangle$  con  $m^2 = -k^2 = 0$  Fotón  
 $\epsilon \cdot k = 0$   
 $\epsilon_\alpha \sim \epsilon_\alpha + \lambda k_\alpha$   $\leftrightarrow$  campo de norma  $A_\alpha(x)$  sobre  $D_p$

$$\varepsilon_i \alpha_{-1}^i |0; k\rangle \quad \text{con } m^2 = -k^2 = 0 \quad \text{Escalares}$$

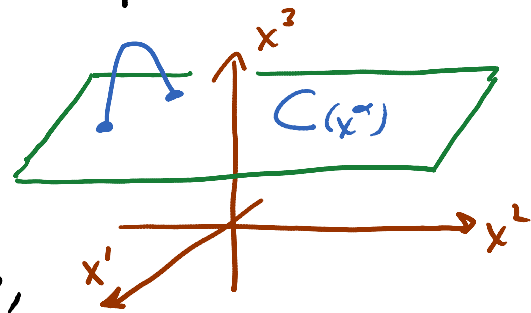
↔ 25-p campo escalares  $\Phi^i(x)$  sobre  $D_p$

- $N \geq 2$  estado de partícula con  $m^2 = -k^2 = \frac{N-1}{\alpha'}$  y spin  $s \leq N$

↔ campo tensoriales  $C_{\alpha_1 \dots \alpha_s}(x)$  sobre  $D_p$ .

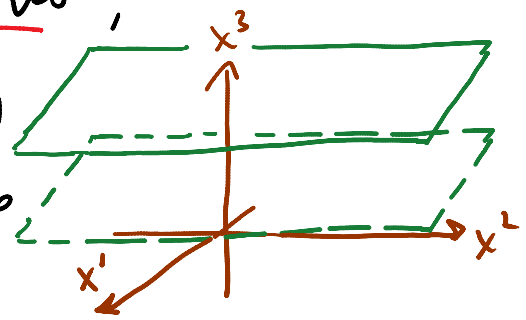
Entendamos que estas partículas/campo representan excitaciones / grados de libertad de los D-branes. ¿Qué expectativas tenemos para ellas?

Si la D-brane en verdad es un objeto dinámico, entonces, como mínimo,



esperaríamos que pueda moverse. Pensaríamos entonces en describir su trayectoria covariantemente usando  $D=26$  funciones de empuje  $X^M(\sigma^0, \sigma^1, \dots, \sigma^p)$ , o, si fijamos la norma estática  $\sigma^\alpha = x^\alpha$ , en 25-p funciones  $X^i(x^\alpha)$  asociadas a las direcciones transversales. Estas son campos escalares bajo el grupo de Lorentz en la  $D_p$ .

Y esperamos que sean campos no masivos,  
 puesto que la  $\mathcal{L}_p$  en cualquier posición  
 en Minkowski (cualquier valor esperado  
 $\langle X^i(x^\alpha) \rangle = c^i$ ) tiene la misma



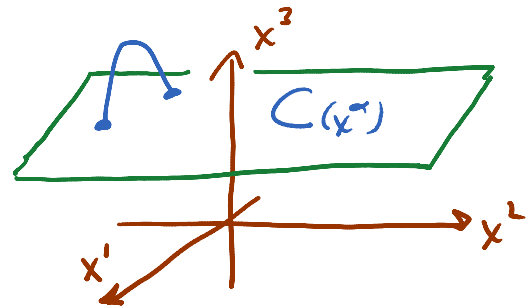
energía, así que las pequeñas fluctuaciones en su posición  
 (es decir, las partículas asociadas a los campos  $X^i(x^\alpha)$ )  
 deben tener masa cero (su energía mínima posible,  
 correspondiente al modo constante  $k^\alpha \rightarrow 0$ , es cero).

Ésta es una propiedad genérica de los objetos solitarios  
 (en ausencia de un potencial): su posición está descrita  
 por campos escalares no masivos, que se conocen como los  
condensados colectivos del solitón.

Y hemos visto que precisamente eso es lo que obtenemos  
 en el espectro de los cuantos asociados a una  $\mathcal{L}_p$ :  
 un campo escalar no masivo  $\Phi^i(x^\alpha)$  por cada dirección  
 transversal a la brana ( $i=p+1, \dots, 25$ ). ¡Así que los  
 $\Phi^i$  son los condensados colectivos esperados para la D-brana!  
 (Más adelante comprobaremos que  $X^i = \frac{\Phi^i}{2\pi\alpha'}$ .) Y a las partículas  
 asociadas bien les podríamos llamar entonces "particioner"...

Al cuantizar la cuerda abierta hemos obtenido entonces este resultado esperado, y mucho más: aprendemos que la D-brana tiene de hecho un número infinito de excitaciones internas descritas por los campos

$C_{\alpha_1 \dots \alpha_j}(x)$ , incluyendo en particular al campo de norma vectorial  $A_\alpha(x)$ .

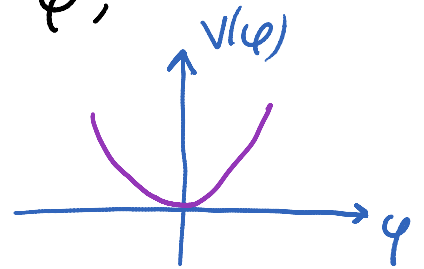


Todos ellos tienen  $m^2 \geq 0$ , excepto el campo escalar  $\phi(x)$  que corresponde a la cuerda sin oscilar: el taquión.

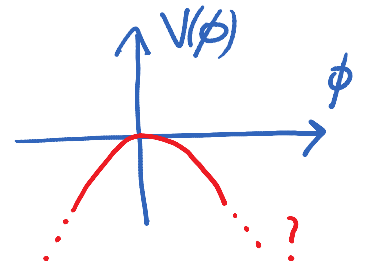
Recordemos que para un campo arbitrario  $\varphi$ ,

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi)^2 - V(\varphi)$$

$$\text{con } V(\varphi) = V(0) + \cancel{V'(0)}\varphi + \frac{1}{2}V''(0)\varphi^2 + \dots, \\ \underbrace{\quad}_{\equiv m^2} \text{ (masa en el caso libre)}$$



así que  $m^2 < 0$ , como obtuvimos para el modo más bajo  $\phi$  en la cuerda abierta, simplemente quiere decir que  $V''(0) < 0$ .

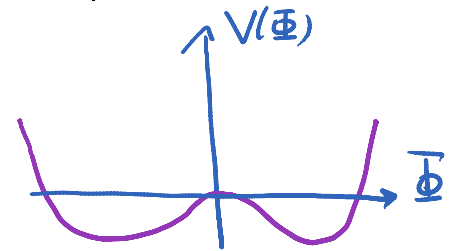


Es decir, estamos perturbando alrededor de un extremo del potencial que es un máximo, en lugar de un mínimo.

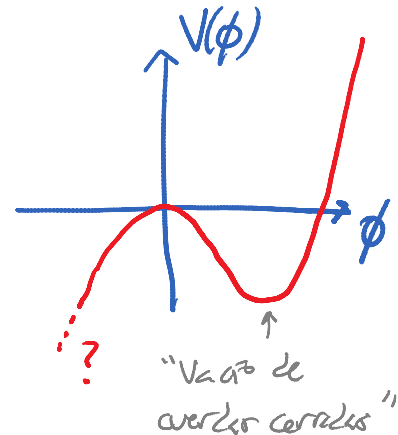
La existencia del taquión nos informa entonces que el

vacío con  $\langle \phi \rangle = 0$ , alrededor del cual estamos perturbando, es inestable: el sistema tiende a cambiar de estado para adquirir  $\langle \phi \rangle \neq 0$  (porque es energéticamente favorable), proceso conocido como condensación del taquión.

La teoría será saludable solo si, al tomar en cuenta las interacciones,  $V(\phi)$  tiene un mínimo absoluto, como sucede p.ej. para el campo de Higgs  $\Phi$  en el Modelo Estándar.



Cálculos en la teoría del campo de cuerdas abiertas muestran que el potencial para el taquión  $\phi$  es como se indica a la derecha, y que el mínimo corresponde a la completa desaparición de la D-brana (dejando solo el espaciotiempo cuerdas, cuyas excitaciones son solo cuerdas cerradas).



Así que las D-branas en la teoría de cuerdas bosónicas son inestables y tienden a decaer.

[Ver p.ej. hep-th/0311017, 0102085, 0410103.]

Procedamos ahora a cuantizar las cuerdas cerradas.

El procedimiento es virtualmente idéntico, con la salvedad de que ahora los modos izquierdos  $\alpha_n^{\mu}$  son independientes de los derechos  $\tilde{\alpha}_n^{\mu}$ . El espectro es entonces básicamente el producto tensorial de 2 copias del espectro de la cuerda abierta.

Tenemos también modos de Virasoro independientes  $L_n$  y  $\tilde{L}_n$ , así que las condiciones de estado físico son

$$\begin{aligned} L_{n>0} |f\rangle &= 0, & \tilde{L}_{n>0} |f\rangle &= 0, \\ (L_0 - a) |f\rangle &= 0, & (\tilde{L}_0 - \tilde{a}) |f\rangle &= 0, \end{aligned}$$

donde (para las cuerdas bosónicas) tenemos por simetría  $a = \tilde{a}$ . Y, como la cuerda cerrada (a diferencia de la abierta) es además invariante bajo transformaciones

$$\sigma^1 \rightarrow \sigma^1 + c \quad \longleftrightarrow \quad \text{rotaciones en el plano } z = e^{\sigma^2 + i\sigma^1},$$

cuyo generador es  $L_0 - a - \tilde{L}_0 + \tilde{a} = L_0 - \tilde{L}_0$  (p. 211),

debemos imponer la condición adicional

$$(L_0 - \tilde{L}_0) |f_{rs}\rangle = 0 ,$$

conocida como la condición de emparejamiento de niveles ("level-matching"). Esta es la única conexión entre los modos izquierdos y los derechos. Usando (p. 225)

$$L_0 = \frac{\alpha' p^2}{4} + N , \quad \tilde{L}_0 = \frac{\alpha' p^2}{4} + \tilde{N} ,$$

claramente equivale a

$$(N - \tilde{N}) |f_{rs}\rangle = 0 .$$

Con un análisis idéntico al de la cuerda abierta, se encuentra nuevamente que los estados con normas negativas se eliminan solo si  $a \leq 1$  y  $D \leq 26$ , y que en el caso límite  $a=1, D=26$  hay muchos más estados nulos, de manera tal que el espectro coincide con el de cuantización en el caso de luz.

Especializando a este caso, tenemos entonces (a partir de  $L_0 - 1 = 0 = \tilde{L}_0 - 1$ ) el espectro

$$m^2 = \frac{4}{\alpha'} (N-1) = \frac{4}{\alpha'} (\tilde{N}-1)$$

Los niveles más bajos son

- $N = \tilde{N} = 0 \leftrightarrow m^2 = -\frac{4}{\alpha'}$  : estado  $|0,0;k\rangle$  con  $k^2 = \frac{4}{\alpha'}$   
(todos son físicos)

Partícula sin espín  $\leftrightarrow$  Fluctuación de campo escalar  $\phi(x)$

Taquión de cuerda cerrada

$x^\mu \rightarrow$   
 $\mu=0, \dots, 25$

( $\neq$  taquión de cuerda abierta  $\phi(x)$  con  $m^2 = -\frac{1}{\alpha'}$ )

$\uparrow x^\alpha \alpha=0,1,\dots,p$

- $N = \tilde{N} = 1 \leftrightarrow m^2 = 0$  :  $\sum_{\mu\nu} \alpha_{-1}^\mu \tilde{\alpha}_{-1}^\nu |0,0;k\rangle$  con  $k^2 = 0$

$L_{n \geq 2} = 0 = \tilde{L}_{n \geq 2}$  se satisfacen en automático

$L_1 = 0 = \tilde{L}_1$  exigen que  $k^\mu \sum_{\mu\nu} = 0 = k^\nu \sum_{\mu\nu}$

polarización transversa .

Los estados

$L_{-1} \sum_{\nu} \tilde{\alpha}_{-1}^\nu |0,0;k\rangle$  y  $\sum_{\mu} \alpha_{-1}^\mu \tilde{L}_{-1} |0,0;k\rangle$

son físicos, y por tanto nulos, si  $\sum \cdot k = 0 = \tilde{\sum} \cdot k$ .

Tenemos entonces la relación de equivalencia



$$\Sigma_{\mu\nu} \simeq \Sigma'_{\mu\nu} = \Sigma_{\mu\nu} + k_\mu \tilde{\gamma}_\nu + \tilde{\xi}_\mu k_\nu \quad \text{con } \tilde{\gamma} \cdot k = 0 = \tilde{\xi} \cdot k.$$

En el marco donde  $k^\mu = (k, k, 0, 0, \dots)$ , concluimos entonces que cada estado físico es equivalente a una combinación lineal

$$\Sigma_{ij} \propto \begin{pmatrix} i & \sim & j \\ -1 & & -1 \end{pmatrix} |0,0;k\rangle \quad \text{con } i,j = 2, \dots, 25.$$

Estos son  $(D-2)^2 = 24^2$  estados con polarización transversal. Podemos separarlos en 3 conjuntos de estados que no se mezclan entre sí bajo Lorentz:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{la traza } \Sigma_{ij} \propto \delta_{ij} & 1 \text{ estado} \\ \text{la parte simétrica sin traza } \Sigma_{(ij)} & \frac{(D-2)(D-1)}{2} - 1 \text{ estados} \\ \text{la parte antisimétrica } \Sigma_{[ij]} & \frac{(D-2)(D-3)}{2} \text{ estados} \end{array} \right.$$

Reservando un marco arbitrario, esto es

$$* \Sigma_{\mu\nu}^T \propto \begin{pmatrix} \mu & \sim & \nu \\ -1 & & -1 \end{pmatrix} |0,0;k\rangle \text{ partícula no masiva sin espín Dilatación$$

$$k \cdot \eta^T = 0 = \eta^T \cdot k$$

$\leftrightarrow$  campo escalar  $\phi(x)$

\*  $\Sigma_{(\mu\nu)} \alpha_{-1}^{\mu} \tilde{\alpha}_{-1}^{\nu} |0, p; k\rangle$  partícula no masiva con espín 2 Gravitón  
 $k \cdot \xi = 0$   
 $\xi_{\mu\nu} \approx \xi_{\mu\nu} + \xi_{\mu} k_{\nu} + k_{\mu} \xi_{\nu}$   
 (con  $k \cdot \xi = 0$ )  $\leftrightarrow$  campo tensorial simétrico  $h_{\mu\nu}(x)$   
 ¡ Justo lo que esperamos como fluctuación  
 de la Métrica  $g_{\mu\nu}(x) \equiv \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x)$  !

\*  $\Sigma_{[\mu\nu]} \alpha_{-1}^{\mu} \tilde{\alpha}_{-1}^{\nu} |0, p; k\rangle$  partícula en rep. antisimétrica "Antisimetrón"  
 $k \cdot \xi = 0$   
 $\xi_{\mu\nu} \approx \xi_{\mu\nu} + \xi_{\mu} k_{\nu} - k_{\mu} \xi_{\nu}$   
 $\leftrightarrow$  campo tensorial antisimétrico  $B_{\mu\nu}(x)$   
Campo de Kalb-Ramond

(Como veremos el próximo semestre, estos mismos 3 campos aparecen también entre los estados no masivos de la teoría de supercuerdas.)

Podemos notar que, en el caso del gravitón, la equivalencia

$$\xi_{\mu\nu} \approx \xi'_{\mu\nu} = \xi_{\mu\nu} + k_{\mu} \xi_{\nu} + \xi_{\mu} k_{\nu}$$

corresponde a la invariancia de norma

$$h_{\mu\nu}(x) \approx h'_{\mu\nu}(x) = h_{\mu\nu}(x) + \partial_{\mu} \xi_{\nu}(x) + \partial_{\nu} \xi_{\mu}(x),$$

que no es otra cosa que la expresión que corresponde

al cambio en la métrica debido a una reparametrización  
en el espaciotiempo,  $x^\mu \rightarrow x'^\mu = x^\mu - \xi^\mu(x)$

(caso particular de la fórmula para un

fondo arbitrario,  $h_{\mu\nu}(x) \rightarrow h'_{\mu\nu}(x) = h_{\mu\nu}(x) + \nabla_\mu \xi_\nu(x) + \nabla_\nu \xi_\mu(x)$ .)

Y en este mismo caso, la condición

$$k^\mu \epsilon_{\mu\nu} = 0 \quad \longleftrightarrow \quad \partial^\mu h_{\mu\nu}(x) = 0$$

es básicamente la definición de la norma de Lorentz  
(= armónica = de de Donder).

Dentro del enfoque que hemos adoptado, donde consideramos  
solo pequeñas fluctuaciones alrededor del espaciotiempo de  
Minkowski, vemos entonces que estos estados de  
vibración de la cuerda,  $E_{(\mu\nu)} \propto \tilde{\alpha}_{-1}^\mu \tilde{\alpha}_{-1}^\nu |0, 0; k\rangle$ , en  
verdad reproducen perfectamente a un gravitón libre.

Más adelante aprenderemos cómo excitar un valor  
de fondo para el campo correspondiente,  $\langle h_{\mu\nu}(x) \rangle \neq 0$ ,  
y comprobaremos que el efecto es justamente una  
deformación grande de la métrica,  $\eta_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}(x)$ .  
Y al agregar interacciones veremos que estos modos de

la cuerda en realidad interactúa como gravitones.

De manera similar, en el caso del antisimetrización

$$E_{\mu\nu} \approx E'_{\mu\nu} + k_{\mu} J_{\nu} - J_{\mu} k_{\nu}$$

expresaz la invariancia de norma

$$B_{\mu\nu}(x) \approx B'_{\mu\nu}(x) = B_{\mu\nu}(x) + \partial_{\mu} J_{\nu}(x) - \partial_{\nu} J_{\mu}(x),$$

análoga a la transformación de norma

$$A_{\mu}(x) \approx A'_{\mu}(x) = A_{\mu}(x) + \partial_{\mu} \lambda(x)$$

para el potencial electromagnético.

Así que el campo de Kalb-Ramond es un campo de norma generalizado: un potencial con 2 índices en lugar de 1. Por analogía con  $F_{\mu\nu} \equiv \partial_{\mu} A_{\nu} - \partial_{\nu} A_{\mu}$ , podemos definir una intensidad de campo asociada a  $B_{\mu\nu}$ ,

$$H_{\mu\nu\lambda}(x) \equiv \partial_{\mu} B_{\nu\lambda} - \partial_{\nu} B_{\mu\lambda} - \partial_{\lambda} B_{\mu\nu},$$

tensor (0,3) totalmente antisimétrico que es invariante de norma.

Este campo juega un papel muy especial en la teoría

de cuerdas: veremos más adelante que, justo como el campo de norma vectorial se acopla de manera natural a una partícula (objeto cero-dimensional) a través de

$$S_{\text{int}} = q \int dz A_{\mu}(X(z)) \partial_z X^{\mu}(z),$$

↑ carga

el campo de norma tensorial  $B_{\mu\nu}(x)$  se acopla de manera natural a la cuerda (objeto uno-dimensional) a través de

$$S_{\text{int}} = \rho \int dz d\sigma B_{\mu\nu}(X(z,\sigma)) \partial_z X^{\mu}(z,\sigma) \partial_{\sigma} X^{\nu}(z,\sigma).$$

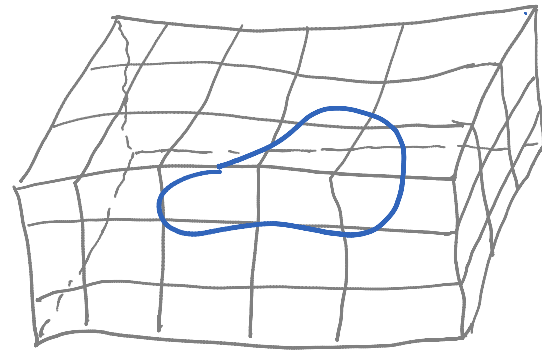
↑ densidad de carga

Es decir, nuestras cuerdas (cerradas o abiertas) están cargadas "eléctricamente" bajo  $B_{\mu\nu}(x)$ .

Pero, de nuevo, esto tendrá que esperar hasta que aprendamos cómo encontrar valores de fondo no triviales para los campos que hasta ahora solo hemos encontrado como fluctuaciones infinitesimales.

Lo que ya hemos podido empezar a confirmar es que en verdad las cuerdas cerradas son pequeñas fluctuaciones de

una estructura (el campo de cuerdas cerradas) que incluye el propio espaciotiempo 26-dimensional, junto con un número infinito de otros campos.



El hecho de que entre estos campos se encuentre el tejián  $\phi(x)$  indica que el fondo  $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$  (todos los otros campos = 0) alrededor del cual estamos perturbando es también inestable a decaer en algo más (tal vez a un espaciotiempo con  $D=2$  y un fondo dilatónico lineal  $\phi(t,x) \propto x$ , o quizás, a la nada  $\equiv$  ausencia de espaciotiempo).

[Ver p.ej. hep-th/0607037, 0611003, 0405064, 0506077.]

[9:03/04/13]

En resumen, comenzando con ingredientes muy sencillos,

Cuerdas como  
excitaciones  
básicas + Mecánica  
Cuántica + Relatividad  
Especial

hemos llegado a predecir la existencia de, en particular,

el campo de Maxwell  $A_\alpha(x^\beta) \leftrightarrow$  fotones

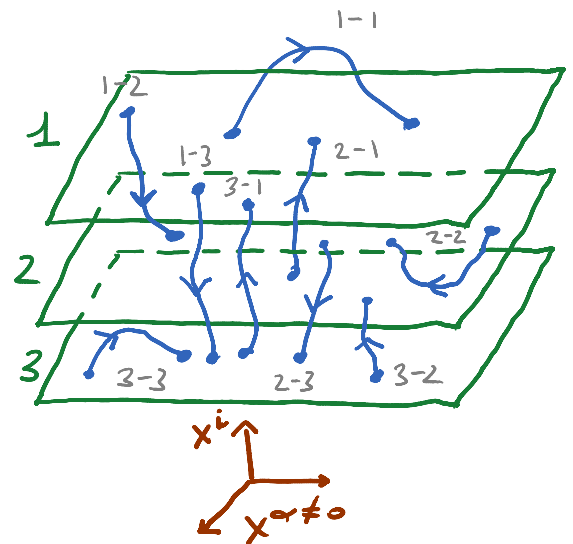
el campo gravitacional  $h_{\mu\nu}(x^\lambda) \leftrightarrow$  gravitones

al menos (hasta ahora) como campos libres (bajo la suposición de que  $a=1$ , necesaria para que  $CCA=CCL$ ).

Esto por supuesto resulta atractivo como un primer paso en la dirección de reproducir propiedades de nuestro universo, aunque es claro que distamos todavía mucho de un modelo realista: tenemos  $D=26$  y taquiones de 2 tipos, y nos falta incorporar interacciones y fermiones.

En esta misma dirección, hay otro rasgo importante de nuestro mundo que ya estamos en posibilidad de reproducir. Para ver esto, consideremos el espectro de excitaciones en presencia de más de una D-brana en la misma dimensionalidad  $p$  y la misma orientación.

En este caso (como vimos en la Tarea 1) hay más de un tipo de cuerdas abiertas, porque el extremo inicial ( $\sigma=0$ ) y final ( $\sigma=\pi$ ) de la cuerda puede estar sobre cualquiera de las D-branas.



En el dibujo, hemos agregado flechas a las cuerdas para indicar su orientación, es decir, el sentido en el cual aumenta la coordenada espacial en la hoja de mundo,  $\sigma$ .

Por supuesto, cuál extremo llamamos  $\sigma=0$  es solo una convención; pero lo importante es que existan 2 opciones que son físicamente distintos (este punto quedará más claro más adelante).

Vemos entonces que, en presencia de  $N$  Dp-branas paralelas, existen  $N^2$  tipos distintos de cuerdas abiertas.

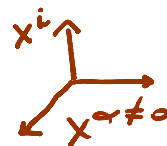
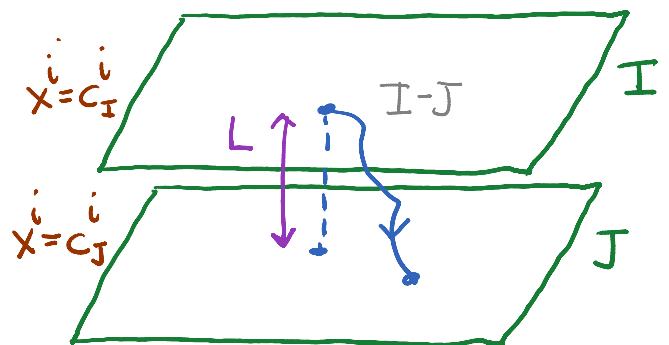
Podemos etiquetarlas I-J, con  $I, J=1, 2, \dots, N$ , donde  $I$  denota la D-brana del extremo inicial y  $J$  la final.

Al cuantizarlas, obtendremos naturalmente  $N^2$  copias de cada uno de los mismos estados que teníamos antes,

$$\epsilon_{n_1 \dots n_p} \alpha_{-n_1}^{\mu_1} \dots \alpha_{-n_p}^{\mu_p} |0; k; I, J\rangle,$$

↑ ↑  
nuevas etiquetas

con la única novedad de que sus modos<sup>2</sup> reciben una contribución





adicional  $\Delta m^2 = \left(\frac{L}{2\pi\alpha'}\right)^2$ , donde  $L \equiv \sqrt{(c_I^i - c_J^i)^2}$  es la longitud mínima posible de la cuerda en cuestión.

(Verificaremos este resultado para  $m^2$  en la Tarea 3.)

Los campos asociados se pueden pensar entonces como matrices  $N \times N$   $C_{IJ}^{M_1, \dots, M_5}(x^\alpha)$ . En particular, en el nivel de excitación  $N=1$  obtenemos

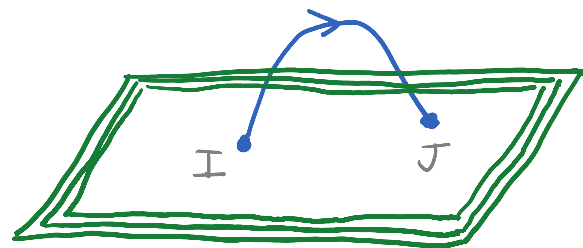
$$A_{IJ}^\alpha(x^\beta), \quad \Phi_{IJ}^i(x^\beta),$$

donde, en general, solo las componentes diagonales ( $I=J$ , asociados a cuerdas que empiezan y terminan en la misma D-brana) son no masivos.

Pero notemos que si colocamos todas las D-branas en el mismo sitio,  $c_I^i = c^i$ , entonces  $L=0 \forall I, J$ , así que las  $N^2$  componentes de  $A^\alpha$  y  $\Phi^i$  se vuelven no masivos.

Los estados correspondientes,

$$E_\alpha \alpha_{-1}^\alpha |0; k; I, J\rangle$$



parecen ser entonces  $N^2$  (en vez de  $N$ ) fotones.

En este caso, tenemos una simetría adicional: dado que los

$N$  Dp-branos son enteramente indistinguibles, podemos hacer un cambio arbitrario de base con respecto a los índices  $I, J$  'rotando' entre sí a los D-branos a través de una transformación unitaria  $U \in U(N)$ :

$$|I\rangle \rightarrow |I'\rangle \equiv U_{I'I} |I\rangle \quad \text{para el extremo inicial}$$

$$|J\rangle \rightarrow |J'\rangle \equiv U_{J'J}^* |J\rangle \quad \text{para el extremo final}$$

(con  $U^*$  en lugar de  $U$  en la segunda expresión, para que esta siga siendo una simetría en el caso interactuante, como veremos más adelante). Es decir, en la nueva base, la D-brana que identificamos como, p.ej.,  $2'$ , es una combinación lineal de las  $N$  D-branas originales, con coeficientes  $U_{2'I}$ .

El efecto de esta transformación  $U(N)$  es

$$\mathcal{E}_\alpha \alpha_{-1}^\alpha |0, k; I, J\rangle \rightarrow U_{I'I} U_{J'J}^* \mathcal{E}_\alpha \alpha_{-1}^\alpha |0, k; I, J\rangle$$

sobre los estados, o lo que es lo mismo,

$$A^\gamma(x) \rightarrow A'^\alpha(x) = U_{I'I} A^\alpha(x) U_{J'J}^{-1} \leftarrow = (U^*)^T = U^\dagger$$

índices:  $I'J'$        $I'I$     $IJ$     $JJ'$

sobre el campo matricial (y similarmente para  $\Phi^i$ , etc.)

Al cambiar esta simetría global con la invariancia ya conocida  $E_\alpha \alpha_{-1}^\alpha |0; k; I, J\rangle \simeq (E_\alpha + \lambda k_\alpha) \alpha_{-1}^\alpha |0; k; I, J\rangle$ , tenemos entonces la simetría local bajo

$$A_\alpha(x) \rightarrow U(x) [A_\alpha(x) + i\partial_\alpha] U^{-1}(x),$$

$\uparrow \exp(i\lambda(x))$ , con  $\lambda(x)$  una matriz hermitiana  $N \times N$

$$\Phi^i(x) \rightarrow U(x) \Phi^i(x) U^{-1}(x),$$

$$C^{\mu_1 \dots \mu_s}(x) \rightarrow U(x) C^{\mu_1 \dots \mu_s}(x) U^{-1}(x)$$

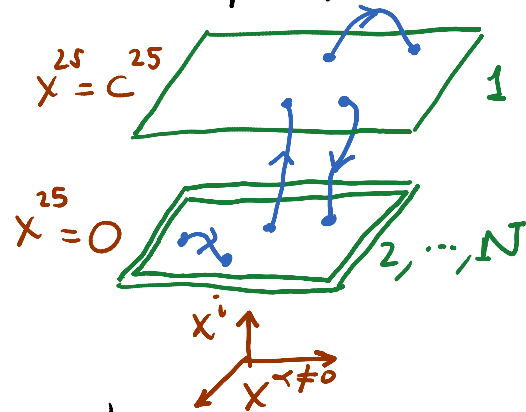
$\uparrow s=0, 2, 3, \dots$

Es decir, la física de un banchito de  $N$  D-branas es descrita por una teoría de norma no abeliana (con infinitos campos), con grupo de norma  $U(N)$ .

Hemos verificado esto en el caso donde las D-branas son todas coincidentes; pero ahora podemos entender ya por qué al separarlas se tiene menos simetría. Si empezamos con las  $N$  D-branas en (p.ej.)  $x^i=0$ , para separar a,

digamos, la número 1, a lo largo de, p.ej., la dirección  $x^{25}$ , debemos encender un valor esperado al campo que describe su correspondiente coordenada colectiva (p.243),

$$\langle \Phi_{11}^{25}(x) \rangle = \frac{C^{25}}{2\pi\alpha'}$$



Del dibujo vemos que esto hace que surtamente la masa de los componentes  $I1$  y  $1J$  de todos los campos. En particular, dichos componentes del campo de norma dejan de ser no masivos y adquieren una masa

$$m = \frac{|C^{25}|}{2\pi\alpha'} = |\langle \Phi^{25} \rangle|$$

Esto es ni más ni menos que una implementación geométrica del mecanismo de Higgs! Estos botones de norma adquieren masa porque es justamente bajo  $\Lambda_{I1}^\alpha$  y  $\Lambda_{1J}^\alpha$  que está cargado el campo escalar  $\Phi_{11}^{25}$  cuyo valor esperado encendimos (cosa que, de nuevo, quedará clara al estudiar las interacciones). Y como consecuencia de estas masas, la simetría disminuye (se rompe espontáneamente)