

Todo list

Describir brevemente objetivos, utilidad y estado actual	3
Fundamentos relatividad especial: qué es una métrica, etc.	3
Explicar distintas acciones,	3
Cuantización en el cono de luz, espectro, fórmula de masas, path integral	5
Explicar	7
Demostracion particiones de N	7
Revisar planteamiento	8
No necesitamos conocer los detalles de la teoría	8
Repaso de las colectividades estadísticas, qué es una función de partición	9
Acabar deducción	9
Comentar más allá de Hagedorn? No perturbativo, interacciones, transi- ción de fase...	12
Argumentar por qué es válido usar esta teoría	13
Rigor	15
En realidad la ambigüedad es el concepto de partícula	16
Dibujo	16
Pq $\xi_0 = 0$	16
Obtenemos el resultado para observadores asintóticos	18
Cálculo Unruh en un BH por path integral	18

La temperatura de Hagedorn y la entropía de agujeros negros

John Liu Anta
Universidad de Oviedo

25 de abril de 2016

Índice general

1	Introducción a la teoría de cuerdas	3
1.1.	Motivación	3
1.2.	La partícula relativista	3
1.3.	La cuerda relativista	3
1.4.	Cuantización	5
2	Termodinámica de cuerdas	7
2.1.	Cálculo de la densidad de estados para una cuerda excitada . .	7
2.2.	Modelo random walk	8
2.3.	Coalescencia multicuerda	9
2.4.	Termodinámica de cuerdas en espacio plano	10
2.5.	Discrepancia entre colectividad microcanónica y canónica . . .	12
3	QFT en sistemas acelerados y espacio curvo	13
3.1.	Efecto Unruh	13
3.2.	Radiación de Hawking	18
4	Cuerdas en espacios curvos	23
	Bibliografía	25

Resumen

Cuerdas

Capítulo 1

Introducción a la teoría de cuerdas

1.1. Motivación

Describir brevemente objetivos, utilidad y estado actual

1.2. La partícula relativista

Fundamentos relatividad especial: qué es una métrica, etc.

1.3. La cuerda relativista

Explicar distintas acciones,

La teoría de cuerdas parte de considerar que las entidades fundamentales son cuerdas en vez de partículas. Consideremos primero la descripción relativista de una cuerda. En el caso de una partícula la acción es

$$S = -m \int ds = -m \int d\tau \sqrt{-\dot{x}_\mu \dot{x}^\mu} = -m \int dt \sqrt{1 - \dot{\vec{x}} \cdot \dot{\vec{x}}} \quad (1.1)$$

donde la posición de la partícula X^μ está parametrizada por τ . Una cuerda estará parametrizada por una variable temporal τ y una variable espacial σ . Para una cuerda cerrada con periodicidad 2π , $X^\mu(\tau, \sigma) = X^\mu(\tau, \sigma + 2\pi)$. De forma más compacta, $(\sigma^0, \sigma^1) = (\tau, \sigma)$.

La acción de una partícula es proporcional a la longitud de su línea de universo. De forma análoga, la acción de una cuerda debería ser proporcional al área de la *worldsheet*. La métrica inducida en la *worldsheet* es la *pull-back* de la

métrica de Minkowski en la *worldsheet*,

$$\gamma_{ab} = \frac{\partial X^\mu}{\partial \sigma^\alpha} \frac{\partial X^\nu}{\partial \sigma^\beta} \eta_{\mu\nu}. \quad (1.2)$$

La medida de integración invariante bajo cambios generales de coordenadas más sencillas es $d^2\sigma\sqrt{-\det\gamma}$, por lo que la acción es

$$S_{NG} = -T \int d^2\sigma \sqrt{-\det\gamma}. \quad (1.3)$$

El parámetro T se corresponde con la tensión de la cuerda y se puede expresar como

$$T = \frac{1}{2\pi\alpha'} \quad (1.4)$$

donde α' es la pendiente de Regge. Para cuantizar la teoría, la raíz cuadrada es problemática, por lo que se introduce el campo h definido sobre la *worldsheet* en la llamada acción de Polyakov

$$S_P = -T \int d^2\sigma \sqrt{-h} h^{\alpha\beta} \partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X_\mu. \quad (1.5)$$

Este campo h se comporta como una métrica en dos dimensiones y queda fijada por las ecuaciones de movimiento

$$h_{\alpha\beta} = 2f(\sigma) \partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X_\mu \quad (1.6)$$

donde $f(\sigma)$ es una función cualquiera.

Debido a la simetría gauge de la teoría, la cuantización no es directa. Para obtener directamente una teoría unitaria, se cuantizan solo los grados de libertad físicos. Como contrapartida, se pierde la invariancia de Lorentz explícita.

Escojamos las coordenadas en el cono de luz

$$\sigma^\pm = \tau \pm \sigma \quad (1.7)$$

y

$$X^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(X^0 \pm X^{d-1}). \quad (1.8)$$

Las ecuaciones de movimiento llevan a que

$$X^+ = x^+ \alpha p^+ \tau \quad (1.9)$$

y

$$X^- = X_L^-(\sigma^+) + X_R^-(\sigma^-) \quad (1.10)$$

donde

$$X_L^-(\sigma^+) = \frac{1}{2}x^- + \frac{1}{2}\alpha p^- \sigma^+ + i\sqrt{\frac{\alpha}{2}} \sum_{n \neq 0} \frac{1}{n} \tilde{\alpha}_n^- e^{-in\sigma^+} \quad (1.11)$$

y

$$X_R^-(\sigma^+) = \frac{1}{2}x^- + \frac{1}{2}\alpha p^- \sigma^- + i\sqrt{\frac{\alpha}{2}} \sum_{n \neq 0} \frac{1}{n} \alpha_n^- e^{-in\sigma^-} \quad (1.12)$$

Definiendo

$$L_n = \frac{1}{2} \sum_m \alpha_{n-m} \cdot \alpha_m \quad (1.13)$$

y

$$\tilde{L}_n = \frac{1}{2} \sum_m \tilde{\alpha}_{n-m} \cdot \tilde{\alpha}_m. \quad (1.14)$$

Puesto que $M^2 = -p_\mu p^\mu$.

La cuantización conduce a la fórmula de masas

$$M^2 = \frac{4}{\alpha} \sum_{i=1}^{d-2} \sum_{n>0} \left(\alpha_{-n}^i \alpha_n^i - \frac{d-2}{24} \right) = \frac{4}{\alpha} \sum_{i=1}^{d-2} \sum_{n>0} \left(\tilde{\alpha}_{-n}^i \tilde{\alpha}_n^i - \frac{d-2}{24} \right) \quad (1.15)$$

Es importante ver que hay una expresión en términos de modos moviéndose a la derecha y otra con modos moviéndose a la izquierda.

1.4. Cuantización

Cuantización en el cono de luz, espectro, fórmula de masas, path integral

Capítulo 2

Termodinámica de cuerdas

2.1. Cálculo de la densidad de estados para una cuerda excitada

La fórmula de masas para una cuerda abierta es

$$\alpha' m^2 = -1 + N \quad (2.1)$$

y para una cuerda cerrada

$$\alpha' m^2 = -4 + 2(N + \bar{N}). \quad (2.2)$$

Queremos calcular la densidad de estados de una cuerda en función del número de oscilador,

Explicar

$$N = \sum_{m=1}^N m n_m, \quad n_m \in \mathbb{N} \quad (2.3)$$

Las particiones de N

Demostracion particio-
nes de N

$$p(N) \approx \alpha N^{\frac{d-1}{2}} \exp \left(2\pi \sqrt{\frac{N(d-2)}{6}} \right). \quad (2.4)$$

En el caso de cuerdas bosónicas cerradas, expresando la densidad de estados en función de la masa

$$p(M) \approx \alpha N^{\frac{d-1}{2}} \exp \left(2\pi \sqrt{\frac{N(d-2)}{6}} \right). \quad (2.5)$$

$$\omega(E) \approx V \frac{e^{\beta_H E}}{E^{D/2+1}}. \quad (2.6)$$

La función de partición en la colectividad macrocanónica es

$$z(\beta) = \int_{E_0}^{\infty} dE \frac{e^{\beta_H E}}{E^{D/2+1}} e^{-\beta E} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} z &= (\beta - \beta_H)^{D/2} \ln(\beta - \beta_H), & \text{si } D \text{ par} \\ z &= (\beta - \beta_H)^{D/2}, & \text{si } D \text{ impar.} \end{aligned} \quad (2.8)$$

2.2. Modelo random walk

Revisar planteamiento

Intuitivamente, la masa (energía) de una cuerda es su densidad lineal σ por su longitud L . En unidades naturales, la masa tiene unidades inversas a la longitud, por lo que si pensamos que la cuerda está dividida en N segmentos de longitud l_s ,

$$E \sim \frac{N}{l_s} \sim \frac{L}{l_s^2}. \quad (2.9)$$

Cada segmento podrá tener una orientación arbitraria. Para simplificar los cálculos, supongamos que toma direcciones ortogonales. Entonces el número de orientaciones posibles de cada segmento es $2n$, donde n es el número de dimensiones espaciales accesibles. El número de segmentos es L/l_s . Por tanto, el número de microestados para una energía dada es

$$\omega(E) = (2n)^{(L/l_s)} \propto e^{l_s E \ln(n)}. \quad (2.10)$$

La entropía de la cuerda es $S \propto El_s$, con temperatura $\beta_H \sim l_s$.

Se puede calcular que el radio del random walk es $R = \langle r \rangle \sim E^{1/2}$. Esto nos dice que cuerdas muy largas estarán contenidas en un volumen pequeño $V \sim E^{D/2}$.

Para una cuerda cerrada, habría que dividir el número de microestados por el volumen de walk, multiplicar por el volumen accesible y dividir por la longitud de la cuerda. Entonces,

$$\omega(E) \sim V \frac{e^{\beta_H E}}{E^{1+D/2}}. \quad (2.11)$$

No necesitamos conocer los detalles de la teoría

De esta forma, obtenemos la densidad de estados

El cálculo de la extensión de una cuerda altamente excitada con respecto a su centro de masas conduce a que R_i^2 es proporcional a la suma de las inversas de los números oscilatorios para la dirección i . Por ello, para un nivel energético

N fijo, $(\alpha_{-1}^i)^N |0\rangle$ tendría la mayor extensión en la dirección i , $\sim N$ y $\alpha_N^i |0\rangle$ tendría la menor extensión. Tomando el promedio sobre todas las direcciones espaciales, $R^2 \sim (d-1)\sqrt{N}$, siendo $d-1$ el número de direcciones espaciales. Volvemos a observar la importante peculiaridad $R \sim \sqrt{L}$, por lo que las cuerdas largas tiende a enmarañarse.

2.3. Coalescencia multicuerda

Repaso de las colectividades estadísticas, qué es una función de partición

Formulación microcanónica

La función de partición de una cuerda es

$$z(\beta) = \int_0^\infty \omega(E) e^{-\beta E}. \quad (2.12)$$

La función de partición de un sistema de cuerdas es

$$Z(\beta) = \int_0^\infty \Omega(E) e^{-\beta E}. \quad (2.13)$$

Si el número de

$$\begin{aligned} Z = e^z &= 1 + \int_0^\infty dE_1 \omega(E_1) e^{-\beta E_1} + \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty \omega(E_1) \omega(E_2) e^{-\beta(E_1+E_2)} \dots \\ &= \int_0^\infty dE \delta(E) + \int_0^\infty dE e^{-\beta E} \int dE_1 \omega(E_1) \delta(E - E_1) \\ &\quad + \frac{1}{2} \int_0^\infty dE e^{-\beta E} \int_0^\infty \int_0^\infty dE_1 dE_2 \omega(E_1) \omega(E_2) \delta(E - E_1 - E_2) \dots \end{aligned} \quad (2.14)$$

Entonces

$$\Omega(E) = \sum_{n=0}^\infty \frac{1}{n!} \int \prod_{i=1}^n dE_i \omega(E_i) \delta\left(E - \sum_{j=1}^n E_j\right). \quad (2.15)$$

$$\omega(E) \sim \frac{e^{\beta_H E}}{E^{D/2+1}}. \quad (2.16)$$

Acabar deducción

Formulación canónica

2.4. Termodinámica de cuerdas en espacio plano

La función de partición bosónica en un espectro discreto es $z = \prod_i 1/(1 - \exp(-\beta E_i))$. La energía libre viene dada por $F = -1/\beta \ln z = \beta \sum_i \ln(1 - \exp(-\beta E_i))$. En el caso continuo, donde $E = E(k)$, reemplazamos el sumatorio por $V \int d^{d-1}k/(2\pi)^{d-1}$. Por tanto,

$$F = \frac{V}{\beta} \int \frac{d^{d-1}k}{(2\pi)^{d-1}} \ln(1 - \exp(-\beta E)) \quad (2.17)$$

Mediante el desarrollo de Taylor $\ln(1 - x) = -\sum_{r=1}^{\infty} x^r/r$

$$F = -\frac{V}{\beta} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r} \int \frac{d^{d-1}k}{(2\pi)^{d-1}} \exp(-r\beta E) \quad (2.18)$$

Aplicando la identidad

$$\frac{1}{r} \exp(-\beta r E) = \frac{\beta}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \frac{ds}{s^{3/2}} \exp\left(-\frac{E^2 s}{2} - \frac{r^2 \beta^2}{2s}\right) \quad (2.19)$$

y como $E^2 = k^2 + m^2$

$$F = -\frac{V}{\sqrt{2\pi}} \sum_{r=1}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{ds}{s^{3/2}} \exp\left(-\frac{m^2 s}{2} - \frac{r^2 \beta^2}{2s}\right) \int \frac{d^{d-1}k}{(2\pi)^{d-1}} \exp\left(-\frac{k^2 s}{2}\right) \quad (2.20)$$

La última integral tiene como resultado $(2\pi s)^{\frac{d-1}{2}}$, por lo que

$$F = -V \int_0^{\infty} \frac{ds}{s(2\pi s)^{d/2}} \sum_{r=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{m^2 s}{2} - \frac{r^2 \beta^2}{2s}\right) \quad (2.21)$$

Por otro lado, la función de partición de estado multicuerda es $Z = e^z = -\beta F$. Entonces podemos hacer la asociación de la energía libre con integral de camino de una partícula tras aplicar una rotación de Wick en la dimensión temporal y compactificando el tiempo con periodo β

$$Z = -\beta F = \int_0^{\infty} \frac{ds}{2s} \sum_{w=-\infty}^{\infty} \int \mathcal{D}x \exp\left(-\frac{1}{2} \int_0^s d\tau \left[\left(\frac{\partial X^\mu}{\partial t}\right)^2 + m^2\right]\right) \quad (2.22)$$

Se llega al mismo resultado calculando la función de partición de una partícula si identificamos el parámetro s con el tiempo propio de la partícula y compactificamos la coordenada X^0 con periodo β . El número de vueltas que da la partícula en la dimensión temporal es w . La función de partición se suma sobre todas las vueltas posibles y se integra en todos los tiempos propios.

En una teoría de cuerdas bosónica, $d = 26$ y la energía libre se obtendría sumando las energías libres para todo el espectro posible, con masas

$$m^2 = \frac{2}{\alpha'}(N + \bar{N} - 2) \quad (2.23)$$

Puesto que se tiene que cumplir el level-matching $N = \bar{N}$, habrá que incluir en la integral la expresión de la delta de Kronecker

$$\delta_{N\bar{N}} = \int_{-1/2}^{1/2} d\tau_1 \exp(2\pi i \tau_1 (N - \bar{N})) \quad (2.24)$$

Entonces

$$F = \sum_i \delta_{N_i \bar{N}_i} F(N_i, \bar{N}_i) \quad (2.25)$$

donde i recorre todas las posibles combinaciones de N_i y \bar{N}_i . Haciendo el cambio de variable $s = 2\pi\alpha'\tau_2$

$$F = -V \int_0^\infty \frac{d\tau_2}{\tau_2 (4\pi^2 \alpha' \tau_2)^{d/2}} \frac{1}{2} \sum_{r=-\infty}^{\infty} \sum_i e^{-(N_i + \bar{N}_i - 2)2\pi\tau_2} e^{-\frac{r^2 \beta^2}{4\pi\alpha'\tau_2}} \int_{-1/2}^{1/2} d\tau_1 e^{2\pi i \tau_1 (N_i - \bar{N}_i)} \quad (2.26)$$

Definiendo $\tau = \tau_1 + i\tau_2$ y $q = e^{2\pi i \tau_1}$, se introduce la η de Dedekind como

$$\eta(\tau) = q^{1/24} \prod_{n=1}^{\infty} (1 - q^n) \quad (2.27)$$

Se llega a

$$F = -V \sum_{r=-\infty}^{\infty} \int_0^\infty \frac{d\tau_2}{2\tau_2} \int_{-1/2}^{1/2} d\tau_1 \frac{1}{(4\pi^2 \alpha' \tau_2)^{d/2}} |\eta(\tau)|^{-2d+4} \exp\left(-\frac{r^2 \beta^2}{4\pi\alpha'\tau_2}\right) \quad (2.28)$$

El mismo resultado se obtiene calculando la integral de camino en el toro

$$Z = \int_0^\infty \frac{d\tau_2}{2\tau_2} \int_{-1/2}^{1/2} d\tau_1 \Delta_{FP} \int \mathcal{D}x \exp\left(-\frac{1}{4\pi\alpha'} \int d^2\sigma \sqrt{-h} h^{\alpha\beta} \partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X_\mu\right) \quad (2.29)$$

donde la región de

Se ha llegado a una expresión cuyo integrando no es modular invariante. Es decir, $\tau \rightarrow \tau + 1$ y $\tau \rightarrow 1/\tau$ no son invariancias. Para conseguir la invariancia modular se restringe el dominio de integración al dominio fundamental y se modifica el integrando, añadiendo el número cuántico w sobre el que se suma, de modo que para $d = 26$ se tiene

$$F = -V \sum_{r,w=-\infty}^{\infty} \int_{\mathcal{F}} \frac{d\tau_1 d\tau_2}{2\tau_2} \frac{1}{(4\pi^2 \alpha' \tau_2)^{13}} |\eta(\tau)|^{-48} \exp\left(-\frac{|r^2 - w\tau|^2 \beta^2}{4\pi\alpha'\tau_2}\right) \quad (2.30)$$

Haciendo la suma, se llega a

$$Z = -\beta F = \int_{\mathcal{F}} \frac{d\tau_1 d\tau_2}{2\tau_2} \text{Tr} \left(q^{L_0} \bar{q}^{\bar{L}_0} \right) \quad (2.31)$$

donde

$$L_0 = \alpha' \frac{p^2}{4} + \frac{\alpha'}{4} \left(\frac{2\pi n}{\beta} + \frac{w\beta}{2\pi\alpha'} \right)^2 + N \quad (2.32)$$

$$\bar{L}_0 = \alpha' \frac{p^2}{4} + \frac{\alpha'}{4} \left(\frac{2\pi n}{\beta} - \frac{w\beta}{2\pi\alpha'} \right)^2 + \bar{N} \quad (2.33)$$

2.5. Discrepancia entre colectividad microcanónica y canónica

Comentar más allá de Hagedorn? No perturbativo, interacciones, transición de fase...

Capítulo 3

QFT en sistemas acelerados y espacio curvo

3.1. Efecto Unruh

Una propiedad sorprendente de las teorías cuánticas de campos es que el estado de vacío puede depender del observador. Concretamente, el efecto Unruh manifiesta que el vacío para un observador inercial, visto por un observador con aceleración constante corresponde con un estado térmico a temperatura

$$T_U = \frac{a}{2\pi k_B}. \quad (3.1)$$

En la deducción del efecto Unruh estudiaremos un campo escalar sin masa $\phi(t, z)$ en un espacio de Minkowski con una dimensión espacial t y una dimensión espacial z . La ecuación que describe el campo es la ecuación de Klein-Gordon

Argumentar por qué es válido usar esta teoría

$$-\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0. \quad (3.2)$$

La solución general de esta ecuación de ondas toma la forma

$$\phi(x, t) = f(t - x) + g(t + x). \quad (3.3)$$

Las funciones f y g representan dos ondas que se mueven a la velocidad de la luz en sentidos opuestos. Hacemos el cambio de variable a coordenadas nulas

$$U = t - z, \quad V = t + z. \quad (3.4)$$

De este modo, la solución general se expresa como

$$\phi(U, V) = \phi_U(U) + \phi_V(V). \quad (3.5)$$

Nos interesa expandir la solución en términos de ondas armónicas

$$\phi_\omega^U(U) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\omega}} e^{-i\omega U}, \quad (3.6)$$

$$\phi_\omega^V(V) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\omega}} e^{-i\omega V}. \quad (3.7)$$

Puesto que la solución ϕ_V está desacoplada de ϕ_U

La expansión del campo en modos es

$$\phi_U(U) = \int_0^\infty d\omega [a_\omega^U \phi_\omega^U(U) + a_\omega^{U*} \phi_\omega^U(U)^*]. \quad (3.8)$$

El proceso de cuantización canónica consiste en reemplazar en valor del campo en cada punto del espacio-tiempo $\phi(x, t)$, por un operador $\hat{\phi}(x, t)$ que satisfará unas relaciones de conmutación particulares. Esto significa que los coeficientes de la expansión de ϕ_U pasan a ser los operadores \hat{a}_ω^U y $\hat{a}_\omega^{U\dagger}$ y por tanto

$$\hat{\phi}_U(U) = \int_0^\infty d\omega [\hat{a}_\omega^U \phi_\omega^U(U) + \hat{a}_\omega^{U\dagger} \phi_\omega^U(U)^*]. \quad (3.9)$$

El operador $\hat{a}_\omega^{U\dagger}$ se denomina operador creación, pues veremos que crea partículas de frecuencia ω y \hat{a}_ω^U se conoce como operador destrucción porque aniquila partículas de frecuencia ω . Las relaciones de conmutación que cumplen son

$$[\hat{a}_\omega^{U\dagger}, \hat{a}_{\omega'}^{U\dagger}] = [\hat{a}_\omega^U, \hat{a}_{\omega'}^U] = 0, \quad (3.10)$$

$$[\hat{a}_\omega^U, \hat{a}_{\omega'}^{U\dagger}] = \delta(\omega - \omega'). \quad (3.11)$$

Todavía no hemos especificado el espacio de Hilbert sobre el que actúa el operador del campo, el cual se denota por \mathcal{H}_ϕ . El estado del campo queda especificado descrito por un elemento de \mathcal{H}_ϕ . Como en este caso los modos U y V están desacoplados, podemos considerar independientemente el espacio de Hilbert asociado a cada uno, \mathcal{H}_U y \mathcal{H}_V . El espacio de Hilbert del campo es el producto tensorial de ambos $\mathcal{H}_\phi = \mathcal{H}_U \otimes \mathcal{H}_V$.

La base del espacio \mathcal{H}_U se puede construir mediante la representación de Fock. Para ello, se define el estado de vacío $|0_U\rangle$, como el estado que no contiene

ningún tipo de partícula, por tanto

$$a_{\omega}^U |0_U\rangle = 0. \quad (3.12)$$

Donde omitimos el acento circunflejo de los operadores por comodidad. Luego procedemos a crear estados con n_i partículas de frecuencia ω_i , mediante aplicación repetida del operador creación $a_{\omega_i}^{U\dagger}$, con la normalización apropiada

$$|n_{1,\omega_1}, n_{2,\omega_2}, \dots, n_{N,\omega_N}\rangle = \frac{1}{\sqrt{n_1! n_2! \dots n_N!}} (a_{\omega_1}^{U\dagger})^{n_1} (a_{\omega_2}^{U\dagger})^{n_2} \dots (a_{\omega_N}^{U\dagger})^{n_N} |0_U\rangle. \quad (3.13)$$

Los estados construidos son estados propios del operador número de partículas $N_{\omega_i}^U = a_{\omega_i}^{U\dagger} a_{\omega_i}^U$ con valor propio n_i . La base de \mathcal{H}_U se obtiene juntando los estados. Formalmente, \mathcal{H}_U es la completitud de la suma directa

Rigor

$$\mathcal{H}_U = \oplus. \quad (3.14)$$

Si ahora expandimos el campo, en otra base de modos u

$$\phi_{\omega}^u(U) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\omega}} e^{-i\omega u(U)}. \quad (3.15)$$

El campo se expresa como

$$\phi_U(U) = \int_0^{\infty} d\omega [a_{\omega}^u \phi_{\omega}^u(U) + a_{\omega}^{u*} \phi_{\omega}^u(U)^*]. \quad (3.16)$$

Expandiendo la nueva base en términos de la anterior

$$\phi_{\omega}^u(U) = \int_0^{\infty} d\omega' \alpha_{\omega\omega'} \phi_{\omega'}^U(U) + \beta_{\omega\omega'} \phi_{\omega'}^U(U)^*. \quad (3.17)$$

Los coeficientes $\alpha_{\omega\omega'}$ y $\beta_{\omega\omega'}$ se denominan coeficientes de Bogoliubov y vienen dados por

$$\alpha_{\omega\omega'} = -\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\omega'}{\omega}} \int_{-\infty}^{\infty} dU e^{-i(\omega u(U) - \omega' U)} \quad (3.18)$$

$$\beta_{\omega\omega'} = -\frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\omega'}{\omega}} \int_{-\infty}^{\infty} dU e^{-i(\omega u(U) + \omega' U)}. \quad (3.19)$$

Cuantizando la teoría y formando el espacio de Fock, comprobamos que el vacío obtenido mediante los modos $\phi_{\omega}^U(U)$, puede contener partículas asociadas a los modos u

$$\langle N_{\omega}^u | 0_U | N_{\omega}^u \rangle = \int_0^{\infty} d\omega' |\beta_{\omega\omega'}|^2. \quad (3.20)$$

Esto quiere decir que en una teoría cuántica de campos, el vacío depende de la base de modos que se haya escogido antes de la cuantización. La ambigüedad se puede resolver escogiendo el vacío que tenga la mínima energía. En el espacio de Minkowski la energía está bien definida y coincide para todos los observadores inercial por lo que es invariante de Lorentz. Sin embargo, en un espacio-tiempo curvo el concepto de energía puede no estar bien definido y por tanto no hay un estado de vacío privilegiado.

En realidad la ambigüedad es el concepto de partícula

Con el fin de estudiar cuál es el vacío dado por un observador acelerado en un espacio de Minkowski, introducimos las coordenadas de Rindler (η, ξ) definidas por

$$t = \frac{1}{a} e^{a\xi} \sinh a\eta \quad (3.21)$$

$$z = \frac{1}{a} e^{a\xi} \cosh a\eta, \quad (3.22)$$

donde $|t| < z$ y $a > 0$.

Dibujo

Las coordenadas de Rindler solo cubren la región $|t| < z$, denominada cuña derecha de Rindler. De forma análoga, se puede cubrir la cuña izquierda de Rindler ($|t| < -z$) mediante las coordenadas $(\tilde{\eta}, \tilde{\xi})$ dadas por

$$t = -\frac{1}{a} e^{a\tilde{\xi}} \sinh a\tilde{\eta} \quad (3.23)$$

$$z = -\frac{1}{a} e^{a\tilde{\xi}} \cosh a\tilde{\eta}. \quad (3.24)$$

Las trayectorias con $\eta = \eta_0$ constante corresponden observadores que se mueven con aceleración propia $ae^{-a\xi_0}$. El tiempo propio que miden estos observadores es $\tau = e^{a\xi_0}$.

Pq $\xi_0 = 0$

Los observadores con aceleración constante moviéndose a la derecha no pueden percibir los efectos producidos II ni influir en I. Además, la información que le llegue de III será percibida como proveniente de un tiempo infinitamente anterior, por lo que la recta $t = z$ define un horizonte de sucesos futuro y la recta $t = -z$ un horizonte de sucesos pasado.

Que haya una región del espacio-tiempo desconectada causalmente para un observador inercial, hace que se desconozca parte del estado del campo, lo que conduce a que el campo siga una distribución térmica. En la demostración partimos de la ecuación de Klein-Gordon en coordenadas de Rindler para la

cuña derecha

$$-\frac{\partial^2 \phi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} = 0. \quad (3.25)$$

Definiendo la coordenadas nulas de Rindler

$$\begin{aligned} u &= \eta - \xi, \\ v &= \eta + \xi, \end{aligned} \quad (3.26)$$

La solución general de 3.25 es $\phi(u, v) = \phi_u(u) + \phi_v(v)$, que se expande en los modos normales

$$\begin{aligned} \phi_\omega^u(u) &= \frac{1}{\sqrt{4\pi\omega}} e^{-i\omega u}, \\ \phi_\omega^u(v) &= \frac{1}{\sqrt{4\pi\omega}} e^{-i\omega v}. \end{aligned} \quad (3.27)$$

Aplicaríamos un tratamiento análogo a la cuña izquierda.

El campo propagándose hacia la derecha en coordenadas de Minkowski se expande como

$$\begin{aligned} \phi_U(U) &= \int_0^\infty \Theta(-U) [a_\omega^u \phi_\omega^u(u(U)) + a_\omega^{u*} \phi_\omega^u(u(U))^*] \\ &\quad + \Theta(U) [a_\omega^{\tilde{u}} \phi_\omega^{\tilde{u}}(\tilde{u}(U)) + a_\omega^{\tilde{u}*} \phi_\omega^{\tilde{u}}(\tilde{u}(U))^*]. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Donde $\theta(U)$ es la función de Heaviside

$$\Theta(U) = \begin{cases} 0 & \text{si } U < 0 \\ 1 & \text{si } U > 0. \end{cases} \quad (3.29)$$

El cálculo de los coeficientes de Bogoliubov conduce a

$$\begin{aligned} \alpha_{\omega, \omega'}^u &= -\frac{e^{\frac{\pi\omega}{2a}}}{2\pi a} \sqrt{\frac{\omega}{\omega'}} \left(\frac{\omega'}{a}\right)^{-i\omega/a} \Gamma(i\omega/a), & \beta_{\omega, \omega'}^u &= \frac{e^{-\frac{\pi\omega}{2a}}}{2\pi a} \sqrt{\frac{\omega}{\omega'}} \left(\frac{\omega'}{a}\right)^{-i\omega/a} \Gamma(i\omega/a) \\ \alpha_{\omega, \omega'}^{\tilde{u}} &= -\frac{e^{\frac{\pi\omega}{2a}}}{2\pi a} \sqrt{\frac{\omega}{\omega'}} \left(\frac{\omega'}{a}\right)^{i\omega/a} \Gamma(-i\omega/a), & \beta_{\omega, \omega'}^{\tilde{u}} &= \frac{e^{-\frac{\pi\omega}{2a}}}{2\pi a} \sqrt{\frac{\omega}{\omega'}} \left(\frac{\omega'}{a}\right)^{i\omega/a} \Gamma(-i\omega/a) \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$\langle 0_H | a_\omega^{u\dagger} a_\omega^u | 0_H \rangle = \int_0^\infty d\omega'' \beta_{\omega\omega''}^u \beta_{\omega'\omega''}^{u*} = \frac{1}{e^{\frac{2\pi\omega}{a}} - 1} \delta(\omega - \omega'). \quad (3.31)$$

$$\phi_{n, \bar{n}}(\bar{u}) = \frac{1}{\sqrt{\Delta\omega}} \int_{n\Delta}^{(n+1)\Delta\omega} e^{i\frac{2\pi\bar{n}}{\Delta\omega} \omega} \phi_\omega(\bar{u}). \quad (3.32)$$

$$|0_H\rangle = \prod_{n, \bar{n}} \left(\sum_{m=0}^{\infty} K_{nm} |m_{n\bar{n}}\rangle_u \otimes |m_{n\bar{n}}\rangle_{\bar{u}} \right). \quad (3.33)$$

$$K_{n,m+1} = e^{-\frac{\pi n \Delta \omega}{a}} K_{nm}. \quad (3.34)$$

$$|0_H\rangle = \prod_{n,\bar{n}} \left(\sum_{m=0}^{\infty} e^{-\frac{\pi n \Delta \omega}{a}} K_{nm} |m_{n\bar{n}}\rangle_u \otimes |m_{n\bar{n}}\rangle_{\bar{u}} \right). \quad (3.35)$$

$$\langle N_{n,\bar{n}}^u | 0_U | N_{n,\bar{n}}^u \rangle = \quad (3.36)$$

$$\rho \quad (3.37)$$

3.2. Radiación de Hawking

Obtenemos el resultado para observadores asintóticos

Cálculo Unruh en un BH por path integral

El caso más sencillo de agujero negro es el agujero negro de Schwarzschild, que describe una distribución de masa con simetría esférica y estática. La métrica asociada es

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2MG}{r}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2MG}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\Omega^2. \quad (3.38)$$

Observamos que en el radio de Schwarzschild $r_S = 2MG$ la componente temporal de la métrica se anula mientras que la componente radial va a infinito. Se denomina horizonte de sucesos a la esfera con radio r_S centrada en $r = 0$.

Para estudiar la física cerca del horizonte es más conveniente emplear las coordenadas de Rindler. Para ello sustituimos la coordenada radial por la distancia propia hasta el horizonte

$$\rho(r) = \int_0^r dr' \sqrt{g_{rr}(r')}. \quad (3.39)$$

La métrica se transforma en

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2MG}{r(\rho)}\right) dt^2 - d\rho^2 - r(\rho)^2 d\Omega^2. \quad (3.40)$$

A distancias próximas al horizonte $r \approx r_S$, $\rho \approx 2\sqrt{2MG(r - 2MG)}$

$$ds^2 \approx \rho^2 \left(\frac{dt}{4MG} \right)^2 - d\rho^2 - r(\rho)^2 d\Omega^2. \quad (3.41)$$

Cerca de la coordenada azimutal $\theta = 0$, podemos reemplazar las coordenadas angulares θ, ϕ por las coordenadas cartesianas x, y . Definiendo también un tiempo adimensional $\omega = t/(4MG)$ obtenemos la métrica de Rindler

$$ds^2 = \rho^2 d\omega^2 - d\rho^2 - dx^2 - dy^2. \quad (3.42)$$

Esta métrica describe en realidad un espacio de Minkowski en coordenadas hiperbólicas. Si escogemos la transformación

$$T = \rho \sinh \omega, \quad (3.43)$$

$$Z = \rho \cosh \omega. \quad (3.44)$$

la métrica es

$$ds^2 = dT^2 - dZ^2 - dx^2 - dy^2. \quad (3.45)$$

Es conveniente definir un observador fijo para cada punto del espacio, llamado FIDO. Estos observadores para mantenerse en reposo dentro del campo gravitatorio necesitan una fuerza que los mantenga en su sitio. Para los FREFOs, su aceleración es, para $\rho \ll MG$ es aproximadamente $1/\rho$.

Si dividimos el espacio de Minkowski en cuatro regiones, el espacio de Rindler ocupa la región I. Los FREFOs emplean las coordenadas del (T, Z, x, y) , mientras que los FREFOS emplean (ω, ρ, x, y) . El horizonte se sitúa en $T = Z = 0$, o en coordenadas de Rindler, $\rho = 0$. Gráficamente, se observa que una translación espacial de ω para un equivale a un boost en el espacio de Minkowski.

Al espacio de Rindler solo le llega información de I y IV, pero la región II está desconectada causalmente por culpa del horizonte. Además, una partícula que pase de IV a I será vista como proveniente del tiempo $\omega = -\infty$, por lo que se pueden interpretar como condiciones iniciales.

Estudiamos un campo escalar masivo cuántico ξ en un espacio de Rindler. La evolución temporal de un sistema cualquiera viene dada por un hamiltoniano. En el espacio de Rindler la evolución en ω se determina mediante el hamiltoniano de Rindler, cuya expresión en función del tensor energía-momento es

$$H_R = \int_0^\infty d\rho dx dy \rho T^{00}(\rho, x, y). \quad (3.46)$$

20CAPÍTULO 3. QFT EN SISTEMAS ACELERADOS Y ESPACIO CURVO

En el caso de un campo escalar masivo sometido a un potencial V , la densidad de energía es

$$T^{00} = \frac{\Pi^2}{2} + \frac{1}{2}(\nabla\xi)^2 + V(\xi). \quad (3.47)$$

Entonces el hamiltoniano es

$$H_R = \int_0^\infty d\rho dx_\perp \frac{\rho}{2} \left(\Pi^2 + \left(\frac{\partial\xi}{\partial\rho} \right)^2 + \left(\frac{\partial\xi}{\partial x_\perp} \right)^2 + 2V(\xi) \right). \quad (3.48)$$

Desde el punto de vista del espacio de Minkowski, H_R es el generador de boosts en la dirección Z .

En una teoría cuántica, el hecho que haya correlación entre el campo para dos puntos del espacio origina un fenómeno interesante en el espacio de Rindler. Hemos visto que la región III está desconectada de la región I, por lo que consideramos al campo en cada región como subsistemas distintos. Pero debido a que el campo en I está correlacionado con el campo III, están entrelazados entre sí. Por esta razón, no podemos describir al campo en I como un sistema puro como una matriz de densidad obtenida tomando la traza parcial en III de la matriz de densidad del sistema completo.

En general, si el estado asociado a dos subsistemas A y B que no están interactuando es $|\Psi\rangle$, su matriz de densidad es

$$\rho_{AB} = |\Psi\rangle \langle\Psi|. \quad (3.49)$$

La matriz de densidad que describe el sistema A es

$$\rho_A = \text{Tr}_B \rho_{AB} = \langle\beta|\rho_{AB}|\beta\rangle. \quad (3.50)$$

A cada matriz de densidad le corresponde la entropía de von Neumann

$$S = -\text{Tr}(\rho_A \ln \rho_A) = -\sum_j \rho_j \ln \rho_j. \quad (3.51)$$

Donde ρ_j son los valores propios de ρ_A . Esta entropía se debe a que estamos perdiendo información al ignorar el subsistema B , que está entrelazado con A , por lo que también se denomina entropía de entrelazamiento. La interpretación de ρ_j es que estamos describiendo un sistema cuyo estado no conocemos, pero sabemos que a cada estado le corresponde una probabilidad ρ_j .

Por otro lado un sistema termodinámico en equilibrio a temperatura β tiene asociado la matriz densidad

$$\rho = \frac{e^{-\beta H}}{\text{Tr } e^{\beta H}}. \quad (3.52)$$

Retomamos el campo escalar en un espacio de Rindler. Para $T = 0$, los campos en cada punto forman un conjunto completo de observables que conmutan. Denominamos ξ_L a los campos en $Z < 0$ y ξ_R si $Z > 0$. En teoría cuántica de campos, un estado se describe como una distribución que depende de los campos $\Psi[\xi] = \Psi[\xi_L, \xi_R]$.

Supondremos que $\Psi[\xi_L, \xi_R]$ está en el estado fundamental (vacío) del hamiltoniano de Minkowski. Para hallar el estado fundamental mediante la integral de camino en mecánica cuántica de partículas aplicamos

$$\langle y, T | x, 0 \rangle \sim \int_{X(0)=x, X(T)=y} \mathcal{D}X e^{-S} \sim \langle y | e^{-HT} | x \rangle = \sum_{n, n'} \langle y | n \rangle \langle n | e^{-HT} | n' \rangle \langle n' | n \rangle = \quad (3.53)$$

$$= \sum_{n, n'} \Psi_n(y) e^{-E_n T} \bar{\Psi}_n(x) \sim \Psi_0(y) e^{-E_0 T} \bar{\Psi}_0(x). \quad (3.54)$$

Donde hemos aplicado una rotación de Wick $t \rightarrow T = it$ por continuación analítica. Por lo que $\bar{\Psi}_0(x) \sim \int_{X(0)=x} \mathcal{D}x e^{-S}$. De forma similar en teoría cuántica de campos

$$\Psi[\xi_L, \xi_R] = \frac{1}{\sqrt{Z}} \int_{X^0 > 0, \xi(X^0=0)=(\xi_L, \xi_R)} e^{-S} \quad (3.55)$$

Para evaluar la integral, tenemos en cuenta que como la translación en ω equivale a un boost en el espacio de Minkowski, en el espacio euclídeo se traduce en una rotación. El ángulo θ con respecto al eje Z en el plano (Z, X^0) se corresponde con el tiempo de Rindler ω .

Capítulo 4

Cuerdas en espacios curvos

Bibliografía

- [1] Mertens, Thomas G.: *Hagedorn String Thermodynamics in Curved Space-times and near Black Hole Horizons*. 2015. <http://arxiv.org/abs/1506.07798>.
- [2] Susskind, Leonard y James Lindesay: *Black holes, information and the string theory revolution*. 2005, ISBN 9812560831.
- [3] Barbado, Luis C.: *Percepción de las radiaciones Hawking y Unruh por distintos observadores: aplicaciones de la función de temperatura efectiva*. Tesis de Doctorado, Granada U., 2014. <https://inspirehep.net/record/1338344/files/arXiv:1501.02636.pdf>.
- [4] Tong, David: *String Theory*. 2009. <http://www.damtp.cam.ac.uk/user/tong/string.html>.