



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO
MAESTRÍA EN CIENCIAS (FÍSICA)

**PRODUCCIÓN DE FOTONES. PLASMA DE QUARKS Y GLUONES COMO
POLARIZADOR LINEAL**

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS FÍSICAS

PRESENTA:
TONANTZIN MONROY SOBERÓN

DR. ERICK LEONARDO PATIÑO JAIDAR
FACULTAD DE CIENCIAS

DR. ALBERTO GÜIJOSA HIDALGO
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

DR. MARIANO CHERNICOFF MINSBERG
FACULTAD DE CIENCIAS

CIUDAD DE MÉXICO, MAYO, 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Resumen

En esta tesis se utiliza la correspondencia holográfica para calcular la producción de fotones en un plasma fuertemente acoplado $\mathcal{N} = 4$ en presencia de un campo magnético y un operador escalar. El fondo utilizado en este cálculo es solución a una truncación consistente de Supergravedad IIB, cuyo levantamiento a 10 dimensiones resultaría ideal para la inclusión de sabor en el fondo gravitacional y extender en un futuro el cálculo a plasmas con campos en la representación fundamental. Como resultado del análisis de este cálculo, se encuentra que el plasma de quarks y gluones de la teoría de norma se comporta como un polarizador lineal tan pronto como es encendido el campo magnético de fondo.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Cálculo de producción de fotones en el QGP a través de la correspondencia holográfica	2
2. Cálculo de producción de fotones en la teoría de campo	5
3. Fondo gravitacional	8
3.1. Acción 5D	9
3.2. Solución numérica	11
3.3. Significado físico de los parámetros e intensidad máxima de campo magnético	14
4. Plasma de Quarks y Gluones como polarizador lineal	16
4.1. Cálculo holográfico	16
4.2. Fotones propagándose en la dirección del campo	19
4.3. Resultados y análisis	22
5. Conclusiones	26

Índice de figuras

4.1. Densidad espectral χ^y_y , para fotones propagándose en dirección al campo B .	23
4.2. Densidad espectral χ^y_y para fotones propagándose en dirección al campo B , a frecuencias altas.	24
4.3. Producción diferencial de fotones cuando el momento del fotón está alineado con la dirección al campo B . Se muestra detalle para frecuencias grandes. .	25

Capítulo 1

Introducción

La cromodinámica cuántica (QCD) es la teoría de norma que describe las interacciones fuertes entre los quarks y gluones. Esta teoría ha representado un reto desde su descubrimiento ya que no se cuenta con métodos analíticos útiles para analizar las propiedades no perturbativas de la teoría. Debido a la libertad asintótica que presenta la teoría en el límite de altas energías, la interacción fuerte puede estudiarse de manera aproximada mediante teoría de perturbaciones en este régimen. Sin embargo, resultados experimentales en el Acelerador Relativista de Iones Pesados (RHIC), parecen indicar que el plasma de quarks y gluones (QGP) creado en las colisiones, cuyo estudio nos ayuda a entender mejor la fuerza fuerte, no se comporta como un gas relativamente libre de quarks y gluones sino como un líquido fuertemente acoplado, lo que nos indica que su estudio requiere de cálculos no perturbativos que están fuera del alcance de los métodos analíticos disponibles. Una herramienta formulada por Kenneth Wilson [3] para realizar cálculos en acoplamiento fuerte es Lattice QCD. En esta construcción, la teoría cuántica de campos se hace corresponder con un sistema estadístico clásico en el que los quarks se definen como nodos de una red infinita y los campos del gluón, como los eslabones que los unen. Esta herramienta hace de QCD una teoría tratable con métodos numéricos, y ha permitido entender aspectos importantes de la interacción fuerte. Sin embargo, sus limitaciones motivan a seguir buscando otras alternativas.

En años recientes, el descubrimiento de la correspondencia holográfica o correspondencia norma/gravedad, ha proporcionado una herramienta para realizar cálculos en teorías fuertemente acopladas, ya que permite la reformulación de teorías cuánticas de campos (QFT) en términos de teorías de gravedad. Las primeras ideas sobre esta reformulación, fueron introducidas a finales de los años 90 por Juan Maldacena en su artículo ‘The Large N limit of superconformal field theories and supergravity’ [4], donde argumenta que ciertas teorías cuánticas de campos en d dimensiones que no incluyen gravedad, son equivalentes a teorías de cuerdas en espacios generados por el producto entre un espacio Anti de Sitter en $d + 1$ dimensiones (AdS_{d+1}) y una variedad compacta.

Una propiedad esencial del espacio AdS_{d+1} en el que se encuentran las teorías de gravedad, es que posee una frontera natural d -dimensional en la que reside o se puede definir una teoría de campos conforme (CFT) dual a la teoría cuántica de gravedad que habita en el interior de AdS_{d+1} . Debido a que todos los grados de libertad de la teoría en el bulto se encuentran codificados en la frontera, la teoría en menos dimensiones captura toda la información asociada al universo en más dimensiones.

Poco después del descubrimiento de la correspondencia holográfica, Steven S. Gubser, Igor R. Klebanov, Alexander M. Polyakov [7] y Edward Witten [8] mostraron cómo construir un diccionario que traduce entre las dos formulaciones matemáticas de estas teorías. Mediante esta correspondencia, cada elemento o fenómeno producido en una teoría contará con su contraparte en la teoría dual.

Uno de los ejemplos más estudiados de la correspondencia AdS/CFT, es la equivalencia entre una teoría de gravedad en $9 + 1$ dimensiones y una teoría de campos en $3 + 1$ dimensiones. Estas teorías son la teoría de cuerdas tipo IIB en $AdS_5 \times S^5$ y la teoría $\mathcal{N} = 4$ super Yang-Mills (SYM). La teoría supersimétrica $SU(N_c)$, $\mathcal{N} = 4$ SYM a temperatura finita, es un plasma no-Abeliano con fermiones y escalares en la representación adjunta, en lugar de quarks en la representación fundamental. Aún con diferencias en el contenido de materia, la teoría térmica SYM presenta desconfinamiento y comparte características con el plasma de QCD a altas temperaturas, lo que la hace un candidato interesante para el estudio de la correspondencia holográfica.

En esta correspondencia, las propiedades del plasma de quarks y gluones de la teoría de campos pueden ser descritas en términos de agujeros negros que habitan en un espacio 5-dimensional [9], y que capturan la dinámica de acoplamiento fuerte de la teoría $\mathcal{N} = 4$ SYM.

1.1. Cálculo de producción de fotones en el QGP a través de la correspondencia holográfica

La medición directa de fotones es una prueba importante para cualquier modelo que trate de describir la física de un plasma de quarks y gluones como el creado en las colisiones de iones pesados. Debido al acoplamiento débil de la teoría electromagnética (α_{EM}) y a la extensión tan pequeña del plasma producido en estas colisiones, los fotones emitidos se propagan en el medio con poca probabilidad de interactuar. Esto implica que su estudio aporte gran información sobre el lugar en donde fueron creados ya que su espectro de energías se parecerá poco a una distribución de cuerpo negro, y en su lugar, traerá valiosa información sobre el medio.

Como se mencionó en la sección anterior, el hecho de que los experimentos indiquen que el plasma de QCD se encuentra fuertemente acoplado, implica que las predicciones hechas a partir de cálculos perturbativos sobre la producción de fotones tengan poca aplicación. Esto motiva a utilizar la correspondencia norma/gravedad en este cálculo y realizar prue-

bas sobre la aplicabilidad de ciertos fondos gravitacionales en el estudio del QGP bajo esta correspondencia.

El primer cálculo de producción de fotones en un plasma $\mathcal{N} = 4$ fuertemente acoplado utilizando la correspondencia holográfica [10], se realizó en un plasma supersimétrico $\mathcal{N} = 4$ SYM a temperatura finita y sin potencial químico. Se compararon los cálculos holográficos con cálculos perturbativos para plasmas $\mathcal{N} = 4$ y QCD, ambos débilmente acoplados, en los que la tasa de emisión de fotones es cualitativamente similar si se compara para los mismos valores de masas térmicas y da noción sobre el grado en el que QCD puede ser cuantitativamente modelado por la teoría $\mathcal{N} = 4$ SYM. En este trabajo se concluyó que la teoría fuertemente acoplada tiene una mayor producción de fotones a momentos grandes a comparación de la teoría débilmente acoplada, pero una tasa de producción menor a momentos pequeños ($k \ll \lambda^{2/3}T$).

En trabajos posteriores [11] se estudió la producción de fotones incluyendo quarks no masivos a una teoría 4-dimensional, y en [12] con el fin de estudiar el efecto provocado por quarks masivos en la producción de fotones, se extendió el análisis a teorías con campos de materia en la representación fundamental del grupo de norma, que corresponde en el dual de gravedad a agregar encajes de D7-branas en la geometría $AdS_5 \times S^5$ y estudiar las fluctuaciones de las perturbaciones $U(1)$ que existen sobre de estas.

Una propiedad importante del QGP producido en los colisionadores, es la anisotropía que presenta debido a la diferencia en presiones a lo largo del haz y las diferentes direcciones transversales, durante las primeras etapas de evolución del plasma [13, 14].

El primer cálculo de producción de fotones en un plasma anisotrópico fuertemente acoplado con quarks no masivos usando una solución dual de supergravedad IIB, fue realizado por [15] para valores arbitrarios de anisotropía y dirección de propagación de los fotones, utilizando el fondo gravitacional construido en [16] y [17]. Los resultados de este trabajo mostraron que la producción de fotones es mayor en el caso anisotrópico que en el isotrópico, independientemente de la frecuencia, dirección de propagación y el valor de la anisotropía.

Más tarde en [18] se agregó a este mismo fondo encajes de D7-branas con el fin de incluir quarks masivos al plasma anisotrópico, y se calculó la producción de fotones tanto en dirección paralela como perpendicular a la anisotropía del plasma. En este trabajo, también se introdujo un campo magnético y se consideró su efecto sobre los encajes, reportando el efecto del campo magnético en la producción de fotones y la conductividad eléctrica.

La inclusión de un campo magnético, es de interés en este cálculo ya que se ha argumentado que en las colisiones no centrales de iones pesados, además de la creación del plasma de quarks y gluones se produce un campo magnético intenso que puede ser responsable de las discrepancias entre algunas mediciones y los resultados esperados cuando no se considera campo magnético.

En [19] se construyó un fondo 5-dimensional dual a una teoría de norma sumergida en un campo magnético constante, y se señaló la importancia de tomar en cuenta el efecto producido por el campo magnético no sólo sobre el encaje sino también sobre la métrica del

fondo, lo que resulta en una geometría diferente para el dual de una teoría con un campo magnético como el que se considera en este caso.

En [20] se realizó el cálculo de producción de fotones y la conductividad eléctrica para fotones propagándose tanto en dirección paralela como perpendicular a un campo magnético, y se comparan los resultados con los de un plasma a la misma temperatura en ausencia de campo magnético. Se utiliza el fondo construido en [19] para crear una familia de geometrías que incluyen la solución de D3-brana para $B = 0$, y se extiende para fondos con campos magnéticos constantes arbitrariamente grandes. Debido a la presencia del campo magnético, el efecto sobre el tensor energía-momento provocado por las perturbaciones del potencial, necesarias para el cálculo de producción de fotones, es del mismo orden que la perturbación misma y ocasiona que las perturbaciones de la métrica y del potencial electromagnético tengan que ser calculadas de manera simultánea. En este artículo se encuentra que para campos magnéticos suficientemente intensos, la tasa de producción de fotones integrada sobre toda dirección de propagación es mayor a la presentada en el caso isotrópico independientemente de la frecuencia de los fotones. Se encuentra que entre más intenso es el campo, mayor será la producción de fotones y que la conductividad se anula sólo en la dirección perpendicular al campo tan pronto como este es encendido, mientras que en la dirección paralela crece junto con el campo. Estos resultados indican que el efecto producido por el campo magnético de fondo se distingue de los ocasionados por otras fuentes de anisotropía presentadas anteriormente.

Con el fin de extender el estudio realizado en [20] y tener acceso a física que incluya sabor (quarks masivos), es necesario el encaje de D7-branas en la geometría del fondo, lo que implica el levantamiento a 10 dimensiones del fondo gravitacional. Siguiendo el trabajo realizado por [21] es posible encontrar para el fondo en [19] la solución en 10 dimensiones para Supergravedad IIB, pero como se muestra en [22] el encaje usual de una D7-brana en este fondo no resulta conveniente debido a su complejidad para realizar los cálculos deseados.

En esta tesis se toma como guía el trabajo presentado en [20] para realizar el cálculo de producción de fotones en el fondo construido de manera numérica en [23], el cual es una geometría asintóticamente AdS_5 y describe una D3-brana negra en presencia de un campo magnético y un campo escalar. Este fondo, es solución a una truncación consistente de supergravedad IIB que resulta en una teoría 5-dimensional diferente a la usada en [19], pero en la que es posible encontrar una familia de soluciones tal que su levantamiento a 10 dimensiones resultaría ideal para el encaje de una D7-brana, lo que permitiría extender en un futuro el cálculo de la producción de fotones a plasmas que incluyan campos masivos.

Capítulo 2

Cálculo de producción de fotones en la teoría de campo

La teoría de campos que se considera en esta tesis, es una teoría en presencia de un campo magnético y un campo escalar φ . Para poder utilizar la correspondencia holográfica, se trabajará en una teoría $\mathcal{N} = 4$ super Yang-Mills, con grupo de norma $SU(N_c)$, con valores grandes de N_c y de acoplamiento de 't Hooft, $\lambda = g_{YM}^2 N_c$.

El contenido de materia de esta teoría se compone de bosones de norma $SU(N_c)$, más cuatro fermiones de Weyl Ψ_p y seis escalares reales $\Phi_{pq} \equiv -\Phi_{qp}$, con $p, q = 1, \dots, 4$, los cuales transforman en la representación adjunta de $SU(N_c)$. Esta teoría contiene una simetría-R $SU(4)$ libre de anomalías, bajo la cual transforman los cuatro fermiones y los 6 escalares.

Con el fin de estudiar la producción de fotones, se incluye un término cinético $U(1)$ en la acción SYM que encenderá un fotón dinámico. Siguiendo el trabajo realizado en [10], se elige el subgrupo $U(1)$ generado por $t^3 \equiv \text{diag}(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 0, 0)$ en el cual dos fermiones de Weyl tienen carga $\pm\frac{1}{2}$ y dos escalares complejos tienen carga $\frac{1}{2}$. La corriente conservada asociada es

$$J_\mu^{EM} = \bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi + \frac{i}{2}\Phi^*(\mathcal{D}_\mu\Phi) - \frac{i}{2}(\mathcal{D}_\mu\Phi)^*\Phi, \quad (2.1)$$

con una suma implícita sobre los índices de sabor y donde la derivada covariante que actúa sobre los escalares $\mathcal{D}_\mu = D_\mu - ieA_\mu$ es la conexión completa de $SU(N_c) \times U(1)$.

La acción para la teoría resultante $SU(N_c) \times U(1)$ es

$$S = S_{SU(N_c)} - \frac{1}{4} \int d^4x (F^2 - 4eA^\mu J_\mu^{EM}), \quad (2.2)$$

donde $F^2 = F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ es la intensidad del campo de norma $U(1)$ y e la constante de acoplamiento electromagnético.

La dependencia de la acción sobre el campo de norma $U(1)$, la cual es cuadrática sobre A_μ en la parte escalar de S_{int} , implica que este término no contribuya a la tasa

de producción de fotones a orden principal en e^2 ya que en el correlador retardado, este término genera un término de orden $\mathcal{O}(e^2)$ independiente del momento que no contribuye a la parte imaginaria del correlador. Como se indica más adelante, la parte imaginaria del correlador será la que contribuya a la densidad espectral necesaria para el cálculo de la producción de fotones. Por esta razón, podemos realizar el cálculo tomando sólo una interacción electromagnética lineal en A_μ .

Debido al valor tan pequeño de e^2 se asume que los fotones producidos, una vez que son emitidos no interactúan con el medio SYM, por lo que a orden principal en e^2 la producción de fotones queda completamente determinada por la función de correlación de las corrientes $\langle J_\mu^{EM}(0) J_\nu^{EM}(x) \rangle$, donde el valor esperado es tomado en el estado de equilibrio térmico de la teoría. La evaluación de esta función de correlación puede realizarse por completo en la teoría SYM, sin tomar en cuenta el sector EM.

La teoría de campos que se considera, es entonces una teoría en equilibrio térmico, en la que la interacción de fotones con la materia es de la forma $e J_\mu^{EM} A^\mu$, con acoplamiento electromagnético e tan pequeño, que los fotones no son dispersados ni termalizados.

Si nombramos Γ_γ el número de fotones emitidos por unidad de tiempo y volumen, a primer orden en e , tendremos que la de producción diferencial de fotones estará dada por [10, 12, 24],

$$\frac{d\Gamma_\gamma}{d\vec{k}} = \frac{e^2}{(2\pi)^3 |\vec{k}|} n_B(k^0) \sum_{s=1,2} \epsilon_{(s)}^\mu(\vec{k}) \epsilon_{(s)}^\nu(\vec{k}) \chi_{\mu\nu}(k) |_{k^0=|\vec{k}|}, \quad (2.3)$$

donde $k^\mu = (k^0, \vec{k})$ es el vector nulo para el momento del fotón y $n_B(k^0)$ es la función de distribución de Bose Einstein, ya que se considera al plasma de quarks y gluones en equilibrio térmico. La densidad espectral está dada por $\chi_{\mu\nu}(k) = -2 \text{Im} G_{\mu\nu}^R(k)$, donde el correlador retardado de las dos corrientes electromagnéticas es

$$G_{\mu\nu}^R(k) = -i \int d^4x e^{-ik \cdot x} \Theta(t) \langle [J_\mu^{EM}(x), J_\nu^{EM}(0)] \rangle. \quad (2.4)$$

Los dos términos en la suma de (2.3), indican el número de fotones emitidos con vector de polarización $\vec{\epsilon}(s)$. Los dos vectores de polarización y el momento \vec{k} son ortogonales entre ellos. Al igual que en [20], en esta tesis se toma también el vector \vec{k} contenido en el plano- xz y se denota su dirección indicando el ángulo θ que forma con el eje z .

Como se explica en la siguiente sección, al igual que el fondo presentado en [19], y utilizado en [20], la teoría dual de gravedad en la que se realizará el cálculo de esta tesis, resulta en una métrica que tiende asintóticamente a

$$ds_{r \rightarrow \infty}^2 = r^2 [-dt^2 + C_1(dx^2 + dy^2) + C_2 dz^2] + \frac{dr^2}{r^2}, \quad (2.5)$$

donde C_1 y C_2 son factores constantes, que llevan a una teoría de campos (TC) con elemento de línea

$$ds_{TC}^2 = dt^2 + C_1(dx^2 + dy^2) + C_2dz^2, \quad (2.6)$$

que después de un reescalamiento de las coordenadas de la frontera corresponde a la métrica de Minkowski.

Para que el momento del fotón sea nulo, determinamos sus componentes covariantes

$$k_\mu = k_0(1, \sin \theta, 0, \cos \theta), \quad (2.7)$$

y los vectores de polarización

$$\epsilon_{(1)}^\mu = (0, 0, 1, 0), \quad \epsilon_{(2)}^\nu = (0, \cos \theta, 0, -\sin \theta). \quad (2.8)$$

Así, para fotones con polarización $\vec{\epsilon}_{(1)}$ la producción de fotones será proporcional a

$$\epsilon_{(1)}^\mu \epsilon_{(1)}^\nu \chi_{\mu\nu} = \chi_{yy} \sim \text{Im} \langle J_y^{EM} J_y^{EM} \rangle, \quad (2.9)$$

mientras que para la polarización $\vec{\epsilon}_{(2)}$ será proporcional a

$$\epsilon_{(2)}^\mu \epsilon_{(2)}^\nu \chi_{\mu\nu} = (\cos^2 \theta \chi_{xx} + \sin^2 \theta \chi_{zz} - 2 \cos \theta \sin \theta \chi_{xz}). \quad (2.10)$$

Siguiendo [20], en la sección 3 de esta tesis nos enfocaremos a los casos $\theta = 0$ y $\theta = \pi/2$, para fotones propagándose en la dirección del campo y en dirección perpendicular a este, respectivamente.

Para el caso en el que los fotones se propagan en dirección paralela al campo, vemos que para la polarización $\epsilon_{(1)}$ será necesario el cálculo de

$$\epsilon_{(1)}^\mu \epsilon_{(1)}^\nu \chi_{\mu\nu} \sim \chi_{yy}, \quad (2.11)$$

y para la polarización $\epsilon_{(2)}$, se requerirá

$$\epsilon_{(2)}^\mu \epsilon_{(2)}^\nu \chi_{\mu\nu} \sim \chi_{xx}. \quad (2.12)$$

De la misma forma, podemos ver que para el caso en el que los fotones se propagan en dirección perpendicular al campo, las densidades involucradas para $\epsilon_{(1)}$ y $\epsilon_{(2)}$ son χ_{yy} y χ_{zz} respectivamente.

Capítulo 3

Fondo gravitacional

El fondo gravitacional dual a la teoría de campo que se utiliza en esta tesis fue construido y analizado en [23]. En este artículo se utilizó la correspondencia holográfica para estudiar la termodinámica de un plasma de quarks y gluones magnetizado en presencia de un operador escalar de dimensión $\Delta = 2$, utilizando una teoría de supergravedad 5-dimensional en la que se construye numéricamente un fondo asintóticamente AdS_5 que describe una D3-brana negra en presencia de un campo magnético y un campo escalar.

En [23], se utiliza una truncación consistente de Supergravedad IIB 10-dimensional, que resulta en una teoría 5-dimensional diferente a la usada en [19]. En esta teoría es posible encontrar una familia de soluciones, tal que su levantamiento a 10 dimensiones, resultaría ideal para el encaje de una D7-brana. Este levantamiento, junto con el encaje mencionado, es realizado en [25].

Las soluciones encontradas, cuentan con un horizonte plano 4-dimensional, invariante bajo traslaciones y cuya isotropía se rompe por la presencia de un campo magnético constante tanto en dirección como en intensidad; no sólo en el horizonte, sino en todo el fondo.

La métrica y el campo escalar en esta solución dependen sólo de su distancia al horizonte, y es en términos de esta distancia que se define la coordenada radial. A radios grandes, la geometría se acerca a AdS_5 , mientras el campo escalar se anula. Esta solución representa la geometría de brana negra en presencia de un campo magnético constante y un campo escalar dependiente de r .

La temperatura asociada al horizonte y la intensidad del campo magnético son dos de las cantidades físicas que caracterizarán a cada una de las soluciones. El tercer parámetro que caracterizará a estas soluciones es la fuente del operador \mathcal{O}_φ de dimensión $\Delta = 2$, que es el operador dual al campo escalar de la teoría de gravedad.

En las siguientes secciones se presenta la truncación utilizada en [23] y se describe el método utilizado para la obtención de soluciones numéricas, las cuales se toman como fondo gravitacional en esta tesis para el cálculo holográfico de la producción de fotones.

3.1. Acción 5D

La truncación en 5 dimensiones que se utiliza, fue presentada en [21] y tiene un contenido de materia constituido por dos campos escalares independientes φ_1 y φ_2 , y tres campos de Maxwell independientes $F^i = dA^i$ con $i = 1, 2, 3$, gobernados por la acción

$$S = \frac{1}{16\pi G_5} \int d^5x \sqrt{-g} \left[R - \frac{1}{2} (\partial\varphi_1)^2 - \frac{1}{2} (\partial\varphi_2)^2 + \frac{4}{L^2} \sum_{i=1}^3 X_i^{-1} \right] - \frac{1}{4^3 \pi G_5} \int \left(\sum_{i=1}^3 X_i^{-2} F^i \wedge \star F^i - F^1 \wedge F^2 \wedge A^3 \right), \quad (3.1)$$

donde G_5 es la constante de Newton 5-dimensional y

$$X_i = e^{-\frac{1}{2} \vec{a}_i \cdot \vec{\varphi}}, \quad \vec{a}_i = (a_i^{(1)}, a_i^{(2)}) \quad \text{y} \quad \vec{\varphi} = (\varphi_1, \varphi_2). \quad (3.2)$$

La elección para la forma que toma A^3 en el término de Chern-Simons es arbitraria, ya que cualquiera de los campos de norma puede ocupar su lugar al realizar una integración por partes.

Las ecuaciones de movimiento que resultan de esta acción son

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} \left(\partial_\mu \varphi_1 \partial_\nu \varphi_1 + \partial_\mu \varphi_2 \partial_\nu \varphi_2 + \sum_{i=1}^3 X_i^{-2} F_{\mu\nu}^i F_\nu^{\mu\sigma} \right) + g_{\mu\nu} \left(\frac{4}{3L^2} \sum_{i=1}^3 X_i^{-1} + \frac{1}{12} \sum_{i=1}^3 X_i^{-2} (F^i)^2 \right) = 0, \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\mu (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_\nu \varphi_1) + \frac{2}{L^2} \sum_{i=1}^3 a_i^{(1)} X_i^{-1} - \frac{1}{4} \sum_{i=1}^3 a_i^{(1)} X_i^{-2} (F^i)^2 = 0, \quad (3.4)$$

$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\mu (\sqrt{-g} g^{\mu\nu} \partial_\nu \varphi_2) + \frac{2}{L^2} \sum_{i=1}^3 a_i^{(2)} X_i^{-1} - \frac{1}{4} \sum_{i=1}^3 a_i^{(2)} X_i^{-2} (F^i)^2 = 0,$$

$$d(X_1^{-2} \star F^1) + \frac{1}{4} F^2 \wedge F^3 = 0, \quad (3.5)$$

$$d(X_2^{-2} \star F^2) + \frac{1}{4} F^3 \wedge F^1 = 0,$$

$$d(X_3^{-2} \star F^3) + \frac{1}{4} F^1 \wedge F^2 = 0,$$

donde se utiliza la libertad mencionada anteriormente para escribir el término de Chern-Simons y así obtener ecuaciones simétricas para los diferentes campos de norma.

En [21], se menciona que una forma de reducir esta teoría es apagar los dos escalares y tomar los 3 campos de Maxwell idénticos. Esto da como resultado el sistema Einstein-Maxwell estudiado en [19], en el que el único campo F resultante se toma como un campo magnético constante a lo largo de una de las direcciones de la teoría de norma. Este sistema es el utilizado en el cálculo de la producción de fotones en [20].

En [23] se considera una forma diferente de realizar esta truncación, imponiendo

$$\frac{2}{\sqrt{3}}\varphi_2 = 2\varphi_1 = \varphi, \quad A^1 = 0, \quad A^2 = A^3 = \sqrt{2}A, \quad (3.6)$$

y con los vectores \vec{a}_i

$$\vec{a}_1 = \left(\frac{2}{\sqrt{6}}, \sqrt{2}\right), \quad \vec{a}_2 = \left(\frac{2}{\sqrt{6}}, -\sqrt{2}\right), \quad \vec{a}_3 = \left(-\frac{4}{\sqrt{6}}, 0\right). \quad (3.7)$$

Dada esta elección, se obtiene

$$X = X_2 = X_3 = e^{\frac{1}{\sqrt{6}}\varphi}, \quad X_1 = X^{-2}, \quad (3.8)$$

con lo que las ecuaciones de movimiento se reducen a

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\partial_\mu\varphi\partial_\nu\varphi - 2X^{-2}F_{\mu\sigma}F_\nu{}^\sigma + g_{\mu\nu} \left[\frac{4}{3L^2} (X^2 + 2X^{-1}) + \frac{1}{3}X^{-2}F_{\rho\sigma}F^{\rho\sigma} \right] = 0, \quad (3.9)$$

$$\frac{1}{\sqrt{-g}}\partial_\mu(\sqrt{-g}g^{\mu\nu}\partial_\nu\varphi) + \frac{4}{L^2}\sqrt{\frac{2}{3}}(X^2 - X^{-1}) + \sqrt{\frac{2}{3}}X^{-2}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} = 0, \quad (3.10)$$

$$d(X^{-2} \star F) = 0, \quad (3.11)$$

junto con la restricción $F \wedge F = 0$. Estas ecuaciones pueden ser resueltas de manera consistente para $g_{\mu\nu}$, φ y F .

Este conjunto de ecuaciones (3.9, 3.10 y 3.11) puede ser pensado como generado por la siguiente acción efectiva

$$S_{Eff} = \frac{1}{16\pi G_5} \int d^5x \sqrt{-g} \left[R - \frac{1}{2}(\partial\varphi)^2 + 4(X^2 + 2X^{-1}) - X^{-2}(F)^2 \right], \quad (3.12)$$

y completado por la restricción $F \wedge F = 0$, la cual se satisface de manera inmediata por el tipo de soluciones consideradas.

A excepción del caso en el que F y φ se anulan, en el que la geometría de D3-brana negra es solución a (3.9, 3.10 y 3.11), no se ha encontrado solución analítica a estas ecuaciones, por lo que en [23] se resuelve este sistema de manera numérica.

3.2. Solución numérica

Para resolver las ecuaciones de movimiento, en [23] se toma el mismo ansatz que el utilizado en [19], de la forma presentada en [20], agregando un campo escalar

$$\begin{aligned} ds^2 &= \frac{dr^2}{U(r)} - U(r)dt^2 + V(r)(dx^2 + dy^2) + W(r)dz^2, \\ F &= Bdx \wedge dy, \\ \varphi &= \varphi(r). \end{aligned} \tag{3.13}$$

Dada esta configuración y tomando por simplicidad $L = 1$ y $G_5 = \pi/2N_c^2$; $F \wedge F = 0$ y la ecuación (3.11) se satisfacen de manera inmediata, y las ecuaciones (3.9) y (3.10) después de cierta manipulación forman el siguiente sistema de ecuaciones

$$\begin{aligned} &2W(r)^2 [4B^2X^{-2} + V(r) (U'(r)V'(r) + U(r)V''(r))] + U(r)V(r)^2W'(r)^2 \\ &- V(r)W(r) [2V(r) (U'(r)W'(r) + U(r)W''(r)) + U(r)V'(r)W'(r)] = 0, \\ &W(r)^2 [V'(r)^2 - V(r) (2V''(r) + V(r)\varphi'(r)^2)] - V(r)^2 \left(W(r)W''(r) - \frac{1}{2}W'(r)^2 \right) = 0, \\ &W(r) \left[-8B^2X^{-2} + 6V(r)^2 \left(U''(r) - \frac{8}{3}(X^2 + 2X^{-1}) \right) + 6V(r)U'(r)V'(r) \right] \\ &+ 3V(r)^2U'(r)W'(r) = 0, \\ &W(r) \left[\sqrt{2}B^2X^{-2} + V(r)^2 \left(\frac{\sqrt{3}}{2}U'(r)\varphi'(r) + \frac{\sqrt{3}}{2}U(r)\varphi''(r) + 2\sqrt{2}(X^2 - X^{-1}) \right) \right] \\ &+ \frac{\sqrt{3}}{2}U(r)V(r)W(r)\varphi'(r)V'(r) + \frac{\sqrt{3}}{4}U(r)V(r)^2\varphi'(r)W'(r) = 0 \\ &W(r) [4B^2X^{-2} + 2V(r)U'(r)V'(r) + U(r)V'(r)^2 - V(r)^2 (U(r)\varphi'(r)^2 + 8(X^2 + 2X^{-1}))] \\ &+ V(r)W'(r) (V(r)U'(r) + 2U(r)V'(r)) = 0, \end{aligned} \tag{3.14}$$

de las cuales cuatro son de segundo orden, y una ecuación de restricción de primer orden que reduce el espacio de soluciones a un espacio 5-dimensional.

Es importante mencionar que la configuración utilizada en [19] y [20] no se puede recuperar de esta construcción, ya que al prender un campo magnético se hace necesaria la

inclusión de un campo escalar diferente de cero como se puede ver en la ecuación (3.10).

Al ser la geometría de D3-brana negra solución analítica al caso $\varphi = 0$ y $B = 0$, se puede al igual que en [20] escribir las funciones métricas de la forma

$$\begin{aligned} U_{BB}(r) &= \left(r + \frac{r_h}{2}\right)^2 \left(1 - \frac{\left(\frac{3}{2}r_h\right)^4}{\left(r + \frac{r_h}{2}\right)^4}\right), \\ V_{BB}(r) &= \frac{4V_0}{9r_h^2} \left(r + \frac{r_h}{2}\right)^2, \\ W_{BB}(r) &= \frac{4}{3} \left(r + \frac{r_h}{2}\right)^2. \end{aligned} \tag{3.15}$$

Esta es una versión reescalada de la solución de D3-brana negra, con un desplazamiento en la coordenada radial en $\tilde{r} = r + \frac{r_h}{2}$, lo que deja el horizonte en $\tilde{r} = \frac{3}{2}r_h$. Con este desplazamiento, es posible realizar la expansión en series al rededor de r_h y reescribir las funciones métricas de la forma

$$\begin{aligned} U_{BB}(r) &= 6r_h(r - r_h) - 2(r - r_h)^2 + \frac{8}{3r_h}(r - r_h)^3 + \mathcal{O}(r - r_h)^4, \\ V_{BB}(r) &= V_0 + \frac{4V_0}{3r_h}(r - r_h) + \frac{4V_0}{9r_h^2}(r - r_h)^2, \\ W_{BB}(r) &= 3r_h^2 + 4r_h(r - r_h) + \frac{4}{3}(r - r_h)^2, \end{aligned} \tag{3.16}$$

donde la única serie que contiene términos de tercer y mayor orden, es la de U_{BB} .

Como se explica en [26], si escribimos las funciones métricas de forma que sean solución al producto de un agujero negro BTZ con un espacio bidimensional T^2

$$\begin{aligned} U_{BTZ}(r) &= 6r_h(r - r_h) + 3(r - r_h)^2, \\ V_{BTZ}(r) &= \frac{B}{\sqrt{3}}, \\ W_{BTZ}(r) &= 3r_h^2 + 6r_h(r - r_h) + 3(r - r_h)^2, \end{aligned} \tag{3.17}$$

podemos ver que la expansión para la solución de brana negra (3.16), coincide con la solución (3.17) hasta primer orden en U y a orden cero para W .

De esta manera, se hace posible trabajar al igual que en [20] y [26], con una familia de soluciones que interpola suavemente entre la geometría de brana negra y una geometría que se comporta como $BTZ \times R^2$, aún cuando la solución $BTZ \times R^2$, que permite un campo

escalar φ nulo para un B diferente de cero, no es solución para esta teoría. Como parte del método utilizado para la construcción de estas soluciones, se realiza una expansión cerca del horizonte que combina el comportamiento de ambas soluciones. Al igual que en [23], resulta conveniente agregar también una expansión para la expresión del campo escalar.

Las expansiones utilizadas para las funciones métricas son

$$\begin{aligned}
U(r) &= 0(r - r_h)^0 + 6r_h(r - r_h) + \sum_{i=2}^{\infty} U_i(r - r_h)^i, \\
V(r) &= V_0 + \sum_{i=1}^{\infty} V_i(r - r_h)^i, \\
W(r) &= 3r_h^2 + \sum_{i=1}^{\infty} W_i(r - r_h)^i, \\
\varphi(r) &= \varphi_h + \sum_{i=1}^{\infty} \varphi_i(r - r_h)^i,
\end{aligned} \tag{3.18}$$

en las que se muestran los 5 parámetros independientes que representan nuestro espacio de soluciones, con lo que cualquier miembro de la solución construida tendrá horizonte en r_h a una temperatura dada por

$$T = \frac{U'(r_h)}{4\pi} = \frac{3r_h}{2\pi}. \tag{3.19}$$

Se utilizan las expansiones (3.18) para resolver las ecuaciones diferenciales (3.14) en series de potencias al rededor de r_h , y así escribir los demás coeficientes hasta cierto orden, en términos de cuatro parámetros r_h, B, V_0 y φ_h .

En [23] se muestra que a pesar de que las soluciones específicas dependen de los valores de estos parámetros, soluciones no equivalentes se obtienen sólo para valores diferentes de los parámetros $r_h, B/V_0$ y φ_h ; debido a que las ecuaciones son invariantes bajo reescalamientos simultáneos de $V(r)$ y B , o por separado de $W(r)$. Por esta razón se decide mantener V_0 constante, y con el fin de generar distintas soluciones se utiliza B para controlar la cantidad B/V_0 , reduciendo así el número de parámetros libres a tres.

Para generar las soluciones numéricas, se fijan algunos valores cercanos al horizonte para estos tres parámetros en (3.18), se utilizan estas expresiones para proveer de condiciones iniciales a las funciones métricas y al campo escalar en $r = r_h + \epsilon$, con $\epsilon \ll r_h$, y se integra numéricamente hacia la frontera en $r \rightarrow \infty$.

El comportamiento que resulta para las funciones métricas en $r \rightarrow \infty$ es de la forma

$$U(r) \rightarrow r^2, \quad V(r) \rightarrow C_1 r^2, \quad W(r) \rightarrow C_2 r^2, \quad (3.20)$$

con C_1 y C_2 constantes, lo que hace que la geometría se aproxime a una versión reescalada de AdS_5 en las proximidades de la frontera. Para obtener geometrías que tiendan a AdS_5 para $r \rightarrow \infty$, es necesario reescalar las funciones $V(r)$ y $W(r)$ dividiendo por C_1 y C_2 respectivamente. Dada la invariancia mencionada para (3.14), para que las funciones numéricas reescaladas sigan satisfaciendo las ecuaciones de movimiento es necesario dividir B por el mismo factor que $V(r)$.

De esta forma se obtienen soluciones numéricas que tienden asintóticamente a AdS_5 y tienen un campo magnético dado por

$$F = b \, dx \wedge dy, \quad b = \frac{B}{C_1}, \quad (3.21)$$

que será en consecuencia el campo magnético en la teoría de campo dual.

3.3. Significado físico de los parámetros e intensidad máxima de campo magnético

En [23] se encuentra que al seguir el procedimiento descrito en la sección anterior, para algunas combinaciones de r_h , B/V_0 y φ_h se encuentra una solución con campo escalar infinito y una función métrica nula para radios finitos mayores que r_h . La restricción que esto impone a los parámetros, se explica en términos del comportamiento que las soluciones reescaladas toman al acercarse a la frontera a medida que tienden a AdS_5 .

De los tres parámetros, r_h se traduce directamente a la temperatura del horizonte y por consecuencia a la temperatura de la teoría de campos a través de (3.19). La intensidad b del campo magnético en (3.21), contiene información sobre el comportamiento asintótico de la solución ya que $C_1 = \lim_{r \rightarrow \infty} V(r)/r^2$.

Observando el comportamiento del tercer parámetro en $r \rightarrow \infty$, el cual está dado por

$$\varphi \rightarrow \frac{1}{r^2}(\varphi_0 + \psi_0 \log r), \quad (3.22)$$

en el que φ_0 y ψ_0 son coeficientes determinados por el comportamiento asintótico de la solución; podemos ver que el campo φ es dual al operador \mathcal{O}_φ de dimensión $\Delta = 2$, donde ψ_0 es dual a la fuente del operador, y φ_0 a su valor esperado en el vacío $\langle \mathcal{O}_\varphi \rangle$.

Se encuentra que para cualquier valor de la fuente, dada cierta temperatura, existe una intensidad máxima b_c que puede ser soportada por el fondo. Para intensidades mayores a b_c , la solución desarrolla una singularidad desnuda indicando que el estado es inestable. Para cada valor menor a b_c , existen dos soluciones que difieren en el valor de $\langle \mathcal{O}_\varphi \rangle$, y en consecuencia en otras cantidades físicas asociadas al estado de la teoría de campo en el que se realizan los cálculos.

Al apagar ψ_0 , el parámetro φ_0 reescala de manera homogénea bajo dilataciones y en consecuencia, $\langle \mathcal{O}_\varphi \rangle / T^2$ sólo depende de la cantidad adimensional b/T^2 . Por lo anterior, se elige fijar la temperatura a un valor arbitrario y barrer el espacio de soluciones usando sólo el parámetro b para variar la cantidad b/T^2 , en términos de la cual se reportan los resultados.

En [23] se estudia el caso con fuente ψ_0 nula, se impone esta restricción ya que para $\psi_0 \neq 0$ se prende el modo no-renormalizable del escalar el cual es problemático debido al valor de Δ y debe ser apagado.

Realizando un análisis termodinámico de estas soluciones, en [23] se encuentra que uno de los dos estados producidos para valores menores a b_c presenta calor específico negativo, además de menor entropía y mayor energía libre, lo que indica inestabilidad térmica.

Capítulo 4

Plasma de Quarks y Gluones como polarizador lineal

En el capítulo 2 se mostró que dada la elección para el vector momento \vec{k} , es necesario el cálculo de las funciones de Green retardadas G_{yy}^R y G_{xx}^R para el caso en el que los fotones se propagan en la dirección en la que apunta el campo magnético ($\theta = 0$); y G_{yy}^R y G_{zz}^R para en el que los fotones se propagan en dirección perpendicular al campo magnético ($\theta = \pi/2$).

Para estos cálculos, se requiere encontrar soluciones para las componentes de la perturbación al campo de norma correspondientes a cada correlador, de tal forma que satisfagan las ecuaciones de campo (3.9, 3.10 y 3.11), junto con la restricción $F \wedge F = 0$.

Para el caso en el que los fotones se propagan en dirección paralela al campo las componentes involucradas en el cálculo de los correladores son A_x y A_y . Ambas componentes, dada la elección para el campo magnético de fondo en nuestra configuración $F = B dx \wedge dy$, satisfacen de manera inmediata la condición $F \wedge F = 0$.

Por otro lado, para el caso en el que los fotones se propagan en dirección perpendicular al campo, existe una polarización ($\epsilon_{(2)}$) que involucra a la componente $A_z(t)$ del campo de norma. Esta componente implica $F_{zt} \neq 0$, que no satisface la condición $F \wedge F = 0$, y se anula al resolver las ecuaciones para la perturbación. Esta polarización ($\epsilon_{(2)}$) para fotones propagándose en la dirección perpendicular es una polarización prohibida por lo que el plasma de nuestra teoría de campos se comporta como un polarizador, permitiendo sólo la polarización ($\epsilon_{(1)}$) en la propagación de los fotones.

4.1. Cálculo holográfico

Como se vio en el capítulo 2, para obtener la producción diferencial de fotones (2.3), es necesario realizar el cálculo holográfico de la función de Green retardada, el cual es posible en el límite de $\lambda \rightarrow \infty$ y $N_c \rightarrow \infty$.

En la correspondencia holográfica, según el diccionario formulado por [7] y [8], las funciones de correlación de operadores en la teoría de norma están relacionadas con la dependencia de la acción de supergravedad sobre el comportamiento asintótico en la frontera.

En la correspondencia *AdS/CFT*, un campo ϕ en el bulto está acoplado con un operador \mathcal{O} de la teoría de campos que reside en la frontera del espacio AdS_5 , de tal forma que el Lagrangiano de esta interacción está dado por $\phi \mathcal{O}$. La dualidad norma/gravedad nos dice que en espacio euclídeo

$$\langle e^{\int_{\text{tra}} \phi_0 \mathcal{O}} \rangle = e^{S_{cl}[\phi_0]}, \quad (4.1)$$

donde el término del lado izquierdo es la función generadora para el correlador de \mathcal{O} en la teoría de campos de la frontera, y el término de la derecha corresponde a la acción de la solución a la ecuación de movimiento para ϕ en la métrica del bulto, evaluada en el valor que toma el campo en la frontera. Para encontrar la función de correlación de dos puntos $\langle \mathcal{O}(x) \mathcal{O}(0) \rangle$, el cálculo se reduce a calcular la segunda derivada de la acción de la frontera con respecto al valor del campo en la frontera. La corriente conservada J^{EM} asociada a la función de Green en el cálculo de producción de fotones, tiene como campo de norma dual en la teoría de gravedad al campo de norma $U(1)$ en (3.12).

De acuerdo a esta relación (4.1), podemos calcular la función de correlación de las corrientes J_μ^{EM} variando la función de partición con respecto al valor que toma en la frontera el campo de norma dual A_μ .

Como originalmente se menciona en [19], para el cálculo holográfico de la producción de fotones es necesario estudiar el comportamiento de las perturbaciones del campo de norma dual (A_μ, A_r) con $(\mu = 0, \dots, 3)$ al rededor del fondo generado por (3.13) y debido a que la contribución de la perturbación al tensor energía-momento es del mismo orden que la misma perturbación, al igual que en [20] se introduce también la perturbación de la métrica.

$$g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^{\mathcal{F}} + \epsilon h_{\mu\nu}, \quad F = F^{\mathcal{F}} + \epsilon dA. \quad (4.2)$$

En el presente cálculo, con el fin estudiar las contribuciones del campo escalar, se introduce también la perturbación del campo escalar

$$\varphi = \varphi^{\mathcal{F}} + \epsilon d\varphi, \quad (4.3)$$

donde ϵ es el parámetro que utilizaremos para definir el orden en la perturbación y \mathcal{F} denota al campo del fondo.

Para estudiar el comportamiento de las perturbaciones (4.2 y 4.3), se insertan en las ecuaciones (3.9, 3.10 y 3.11) obtenidas de la truncación consistente utilizada en [23]; y conservando términos sólo a primer orden en ϵ , resolvemos las ecuaciones de movimiento para estas perturbaciones.

Siguiendo la norma usada en [20], tomando $A_r = 0$ se obtiene el campo de norma A_μ como dual de la corriente electromagnética conservada J_μ^{EM} de la teoría de campos y dado que las coordenadas de la frontera a orden cero en ϵ son perpendiculares a r , imponemos también la norma $h_{\mu r} = 0$, y obtenemos en total 21 ecuaciones de movimiento para 15 campos. Este sistema podría parecer sobredeterminado, pero debido a que corresponde sólo a una elección de norma, no todas las ecuaciones serán independientes y el sistema podrá determinarse.

Aún cuando se considera una teoría anisotrópica debido a la presencia del campo magnético de fondo, existe una invariancia traslacional a lo largo de las direcciones de la teoría de norma y podemos realizar una descomposición en modos de Fourier que facilitará la solución de las ecuaciones para las perturbaciones de los campos.

Así, al igual que en [20], reescribimos a las componentes de las perturbaciones de los campos como

$$\Phi(x^\mu, r) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} e^{ix^\mu k_\mu} \Phi(k_\mu, r), \quad k_\mu = k_0(1, \sin \theta, 0, \cos \theta), \quad (4.4)$$

donde Φ denota a cualquier componente de A, h y $d\phi$.

Esta transformación es conveniente para seguir el método presentado por [27] para el cálculo de funciones de correlación de la corriente electromagnética, el cual se describe a continuación.

Si consideramos una teoría cuántica de campos a temperatura finita, y definimos un operador local arbitrario \mathcal{O} , en el espacio de Minkowski el propagador retardado para este operador estará dado por

$$G^R(k) = -i \int d^4 x e^{-ik \cdot x} \theta(t) \langle [\mathcal{O}(x), \mathcal{O}(0)] \rangle. \quad (4.5)$$

A diferencia del caso Euclídeo, al resolver la versión de esta ecuación (4.1) en el espacio de Minkowski, la solución no queda determinada de manera única por el valor del campo ϕ en la frontera y la condición de regularidad en el horizonte, lo que hace necesaria la inclusión de condiciones de frontera adicionales.

La condición de frontera de onda entrante, nos dice que las ondas sólo pueden viajar hacia la región interna del horizonte de las branas negras, y no pueden ser emitidas desde dentro. Esta condición de frontera corresponde a la función de Green retardada, mientras que la condición de onda saliente da lugar a la función de Green avanzada.

El procedimiento entonces para encontrar la función de correlación será el mismo que en el caso euclídeo, agregando condiciones de frontera en el horizonte. Se impone la condición de onda entrante para las componentes de Fourier con momento temporal y para las componentes con momento espacial, se requerirá la condición de regularidad.

Para aplicar la receta presentada en [27] para el cálculo de la función de correlación para la corriente electromagnética, es necesario primero introducir las perturbaciones (4.2 y

4.3) en la acción (3.12), encontrar los términos de segundo orden en derivadas con respecto a la dirección radial, e integrar por partes para obtener la acción de frontera resultante

$$S_{\frac{1}{\epsilon}} = \frac{1}{8\pi G_5} \int d^4x U(r) \sqrt{V(r)^2 W(r)} X^{-2} \left[-\frac{A_t A_t'(r)}{U(r)} + \frac{A_x A_x'(r)}{V(r)} + \frac{A_y A_y'(r)}{V(r)} + \frac{A_z A_z'(r)}{W(r)} \right]_{\frac{1}{\epsilon}} \quad (4.6)$$

donde se toma el límite $\epsilon \rightarrow 0$ y sólo términos de segundo orden en el parámetro de la perturbación ϵ son tomados en cuenta. A orden $\mathcal{O}(\epsilon^2)$, también encontramos términos $\mathcal{O}(d\phi d\phi')$ y $\mathcal{O}(hh')$ que no son tomados en cuenta dado que al variar dos veces con respecto al valor del campo de norma A en la frontera, no contribuirán a la función de Green.

En la siguiente sección se detalla el método para la obtención de soluciones del campo de norma y el cálculo de la densidad espectral para el caso de fotones que se propagan en la dirección de B ($\theta = 0$).

4.2. Fotones propagándose en la dirección del campo

Para esta elección en el momento del fotón y las normas consideradas, las ecuaciones de movimiento se desacoplan en tres grupos. El primer grupo contiene la componente A_x del campo de norma, junto con las componentes h_{ty} y h_{yz} , el segundo grupo contiene la componente A_y del campo de norma, junto con las componentes h_{tx} y h_{xz} , y un tercer grupo que contiene las componentes restantes del campo A , de la perturbación de la métrica y la perturbación del dilatón.

Dada la simetría $SO(2)$ en el plano $x - y$, el cálculo de los correladores G_{yy}^R y G_{xx}^R involucrados en las densidades espectrales necesarias para obtener la producción diferencial de fotones propagándose en dirección z , resulta idéntico ya que las soluciones para las componentes involucradas A_x y A_y son iguales. A continuación se detalla el cálculo para A_y .

El grupo que contiene a la componente A_y está formado por las siguientes cuatro ecuaciones

$$U(r)^2 V(r) W(r) A_y''(r) + U(r) V(r) \left[W(r) U'(r) + \frac{1}{2} U(r) W'(r) \right] A_y'(r) - \sqrt{\frac{2}{3}} U(r)^2 V(r) W(r) A_y'(r) \varphi'(r) + V(r) [k_t^2 W(r) - k_z^2 U(r)] A_y(r) - iB [k_t h_{tx}(r) W(r) + k_z h_{xz}(r) U(r)] = 0, \quad (4.7)$$

$$4B X^{-2} U(r) W(r) A_y'(r) + iV(r) [k_t W(r) h_{tx}'(r) + k_z U(r) h_{xz}'(r)] + i(2V(r) - V'(r)) [k_t h_{tx}(r) W(r) + k_z h_{xz}(r) U(r)] = 0, \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned}
& -W(r)U(r)V(r)^2h''_{tx}(r) - h'_{tx}(r)U(r)V(r)^2 \left[\frac{1}{2}W'(r) + W(r) \right] \\
& + \frac{4}{3}B^2X^{-2}W(r)h_{tx}(r) + k_z^2h_{tx}(r)V(r)^2 - h_{tx}(r)U(r)V(r)^2W'(r) \\
& + h_{tx}(r)W(r)V(r) \left[\frac{16}{3}X^{-1}V(r) + \frac{8}{3}X^2V(r) - U'(r)V'(r) - 2U(r)V(r) \right] \\
& + k_t k_z h_{xz}(r)V(r)^2 + 4iBk_t X^{-2}W(r)V(r)A_y(r) = 0,
\end{aligned} \tag{4.9}$$

$$\begin{aligned}
& + U(r)^2V(r)^2W(r)h''_{xz}(r) + V(r)^2U(r) \left[W(r)U'(r) - \frac{1}{2}U(r)W'(r) + 4 \right] h'_{xz}(r) \\
& - \left[\frac{4}{3}B^2X^{-2}U(r)W(r) - k_t^2V(r)^2W(r) - U(r)^2V(r)V'(r)W'(r) + \frac{16}{3}X^{-1}V(r)^2U(r)W(r) \right] h_{xz}(r) \\
& + \left[\frac{8}{3}X^2V(r)^2U(r)W(r) + 2V(r)^2U(r)W(r)U'(r) + U(r)^2V(r)^2(2W(r) - W'(r)) \right] h_{xz}(r) \\
& + k_t k_z h_{tx}(r)V(r)^2W(r) + 4iBk_z X^{-2}V(r)U(r)W(r)A_y(r) = 0.
\end{aligned} \tag{4.10}$$

Estas son cuatro ecuaciones para tres campos A_y , h_{tx} y h_{zx} , sin embargo durante este cálculo se verificó que cualquier solución para las tres primeras es solución para la cuarta ecuación.

En [29] se presenta un método para realizar el cálculo holográfico de funciones de Green a partir de campos que como en este caso, obedecen ecuaciones diferenciales acopladas en el bulto. Este método, generaliza el propuesto en [27] y se presenta una adaptación para obtener la matriz de densidad espectral a partir de soluciones numéricas. En estos casos obtener las fuentes y valores esperados, corresponde a encontrar un conjunto particular de soluciones al sistema acoplado de ecuaciones.

Al estudiar el comportamiento para r grande, se encuentra que la solución asintótica para el campo $h(r)$ es $h(r) \sim r^2 \tilde{h}(r)$, donde $\tilde{h}(r)$ se acerca a una constante cuando $r \rightarrow \infty$.

Para seguir el procedimiento desarrollado en [29], es necesario trabajar con los campos $\tilde{h}(r)$, por lo que usaremos las ecuaciones (4.7)-(4.10) como las ecuaciones para A y $\tilde{h}(r)$ factorizando una r^2 de las componentes de la perturbación de la métrica. Para mantener la notación, desde ahora nos referiremos a los campos normalizados como $h(r)$.

Siguiendo este método, se inicia con 3 ecuaciones (4.7)-(4.9), dos de segundo orden y una de primer orden en derivadas con respecto a r , por lo que en general se espera una base de 5 soluciones. Las ecuaciones son singulares en el horizonte, y usando el método de Frobenius para escribir el polinomio indicial, vemos que cerca del horizonte existen dos soluciones entrantes, donde todos los campos se comportan como $(r - r_h)^{-\alpha}$, una regular para la cual los campos se aproximan a una constante, y dos soluciones salientes que se

comportan como $(r - r_h)^\alpha$, donde $\alpha = i\frac{\mathbf{w}}{2}$, \mathbf{w} es la frecuencia adimensional $\mathbf{w} = \frac{k_0}{2\pi T}$, con T la temperatura asociada a todas las soluciones de nuestra geometría y k_0 la componente temporal del vector momento del fotón. Como necesitamos la función de Green retardada, descartamos las dos soluciones salientes.

Para obtener las soluciones numéricas se establecen condiciones de frontera de onda entrante en el horizonte, el cual será nuestro punto de inicio para la integración. Al realizar este cálculo, se encuentran 3 soluciones linealmente independientes, que formarán una base para cualquier solución de onda entrante. En especial se podría encontrar las tres combinaciones únicas que en la región del horizonte se comporten como

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \begin{pmatrix} A_y^1(r) \\ h_{tx}^1(r) \\ h_{zx}^1(r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \begin{pmatrix} A_y^2(r) \\ h_{tx}^2(r) \\ h_{zx}^2(r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{y} \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \begin{pmatrix} A_y^3(r) \\ h_{tx}^3(r) \\ h_{zx}^3(r) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (4.11)$$

Dado que las ecuaciones de movimiento para los campos son lineales, la solución más general se podría escribir a partir de estas soluciones como

$$\mathbf{Sol} = \begin{pmatrix} A_y^S(r) \\ h_{tx}^S(r) \\ h_{zx}^S(r) \end{pmatrix} = A_y^{ftra} \begin{pmatrix} A_y^1(r) \\ h_{tx}^1(r) \\ h_{zx}^1(r) \end{pmatrix} + h_{tx}^{ftra} \begin{pmatrix} A_y^2(r) \\ h_{tx}^2(r) \\ h_{zx}^2(r) \end{pmatrix} + h_{zx}^{ftra} \begin{pmatrix} A_y^3(r) \\ h_{tx}^3(r) \\ h_{zx}^3(r) \end{pmatrix}, \quad (4.12)$$

donde A_y^{ftra} , h_{tx}^{ftra} y h_{zx}^{ftra} son los valores que los campos toman en la frontera. Esta forma de escribir la solución general es conveniente ya que al encontrar para cada campo en el cálculo numérico soluciones de la forma

$$\begin{aligned} A^S(u) &= A^{ftra}(1 + \tilde{A}^1 u + \tilde{A}^2 u^2 + \dots) \\ h_{tx}^S(u) &= h_{tx}^{ftra}(1 + \tilde{h}^1 u + \tilde{h}^2 u^2 + \dots) \\ h_{zx}^S(u) &= h_{zx}^{ftra}(1 + \tilde{h}^1 u + \tilde{h}^2 u^2 + \dots) \end{aligned} \quad (4.13)$$

donde $u = 1/r$ y todos los coeficientes están en términos de los valores que los campos toman en la frontera. Se puede observar que evaluando nuestro espacio de soluciones en la acción de frontera, la variación con respecto a A_y^{ftra} de cualquiera de los campos $h^S|_{ftra}$ es cero. En cuanto a las derivadas, diferenciando (4.12) con respecto a r vemos que

$$\frac{\delta A_y^{S'}|_{ftra}}{\delta A_y^{ftra}} = A_y^{1'}|_{ftra}, \quad \frac{\delta h_{tx}^{S'}|_{ftra}}{\delta A_y^{ftra}} = h_{tx}^{1'}|_{ftra}, \quad \frac{\delta h_{zx}^{S'}|_{ftra}}{\delta A_y^{ftra}} = h_{zx}^{1'}|_{ftra}. \quad (4.14)$$

Al introducir estas soluciones en (4.6) y variar dos veces con respecto a A_y^{ftra} para obtener G^{Ryy} , el único término que sobrevive es

$$G^{Ryy}(k) = -\frac{2}{8\pi G_5} \left[X^{-2} U(r) \sqrt{W(r)} A_y^{1'} \right]_{ftra}. \quad (4.15)$$

Es así como el cálculo de G^{Ryy} se reduce a encontrar $A_y^{1'}$ y evaluar en (4.15).

Para encontrar las soluciones descritas en (4.11) tomamos la combinación de soluciones arbitrarias linealmente independientes, resultado de la integración numérica, y las utilizamos como columnas para formar la matriz

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} A_y^a(r) & A_y^b(r) & A_y^c(r) \\ h_{tx}^a(r) & h_{tx}^b(r) & h_{tx}^c(r) \\ h_{zx}^a(r) & h_{zx}^b(r) & h_{zx}^c(r) \end{pmatrix}. \quad (4.16)$$

Una vez definida la matriz \mathcal{M} podemos ver que la matriz solución que estamos buscando es

$$\begin{pmatrix} A_y^1(r) & A_y^2(r) & A_y^3(r) \\ h_{tx}^1(r) & h_{tx}^2(r) & h_{tx}^3(r) \\ h_{zx}^1(r) & h_{zx}^2(r) & h_{zx}^3(r) \end{pmatrix} = \mathcal{M}(\mathcal{M}^{-1}|_{ftra}). \quad (4.17)$$

Al encontrar la nueva matriz y derivar con respecto a r , se obtiene la matriz de densidad $\chi_y^y(\mathbf{w}) = -2\text{Im}G^{Ry}_y(\mathbf{w})$ que será en este caso igual a χ_x^x .

4.3. Resultados y análisis

A continuación en la figura (4.1) se muestran los resultados obtenidos para la densidad espectral χ_y^y , para diferentes intensidades de B , con campo magnético reescalado como $b = B/C_1$. Los resultados se reportan para valores de la cantidad adimensional b/T^2 .

El código de colores utilizado en las siguientes gráficas es el siguiente: azul $b/T^2 = 0$, amarillo $b/T^2 = 0.715$, verde $b/T^2 = 1.624$, naranja $b/T^2 = 2.276$, morado $b/T^2 = 2.7371$, café $b/T^2 = 2.811$ y para valores del campo en la rama inestable se utilizan líneas punteadas: azul $b/T^2 = 2.657$, amarillo $b/T^2 = 2.370$ y morado $b/T^2 = 1.289$.

En la figura (4.2) se muestra la misma densidad espectral para frecuencias más altas.

Ahora que hemos obtenido $\chi_y^y(\mathbf{w})$ y por consiguiente $\chi_x^x(\mathbf{w})$, podemos calcular la producción diferencial dada por (2.3) con los vectores de polarización correspondientes a $\theta = 0$. Utilizando que el momento del fotón es tipo luz y $d\vec{k} = k_0^2 dk_0 d(\cos\theta) d\phi$, podemos ver a la ecuación (2.3) como

$$\frac{G_5}{2\alpha_{EM}T^3} \frac{d\Gamma}{d(\cos\theta)dk_0} = \frac{G_5}{2T^2} \frac{1}{e^{2\pi\mathbf{w}} - 1} (\chi_{(1)} + \chi_{(2)}). \quad (4.18)$$

Este resultado para los diferentes valores de b/T^2 se muestra en la figura (4.3).

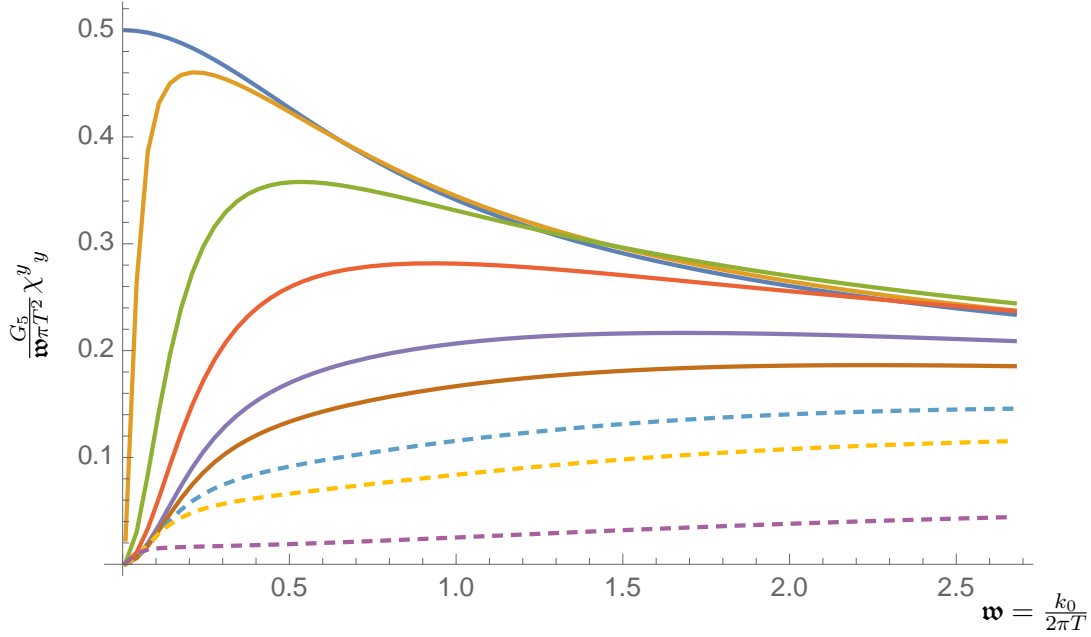


Figura 4.1: Densidad espectral χ_y^y , para fotones propagándose en dirección al campo B .

En estas gráficas podemos observar que los resultados para la rama estable de nuestra solución, coinciden cualitativamente con los reportados en [20] para el caso $\theta = 0$.

A medida que la intensidad de la fuente de anisotropía (B) aumenta, el punto de producción máxima para cada solución se desplaza a frecuencias mayores y el valor máximo decrece, aunque para frecuencias grandes se presenta un incremento en la densidad de producción como se observa en resultados anteriores [15, 20]. Para la rama inestable, al seguir incrementando el campo magnético a valores por encima de b_c , la función espectral decrece rápidamente y no se puede apreciar el incremento que se esperaría en la producción de fotones.

La conductividad eléctrica, puede ser obtenida a partir de los correladores calculados usando la fórmula de Kubo [30] para momentos lumínicos

$$\sigma = \lim_{k^0 \rightarrow 0} \frac{e^2}{4T} h^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^R(k)|_{k^0=|\vec{k}|}, \quad (4.19)$$

donde $h_{\mu\nu}$ es la métrica de la teoría de norma. Para derivar esta fórmula es necesaria la ausencia de campo eléctrico, lo cual se cumple en este caso. Dada la anisotropía introducida por el campo magnético, podemos obtener una mejor interpretación de esta fórmula al utilizar la identidad de Ward $k^{\mu\nu} G_{\mu\nu}^R(k) = 0$, para eliminar la contribución longitudinal. Las únicas contribuciones que quedan después de aplicar esta identidad son las contribuciones

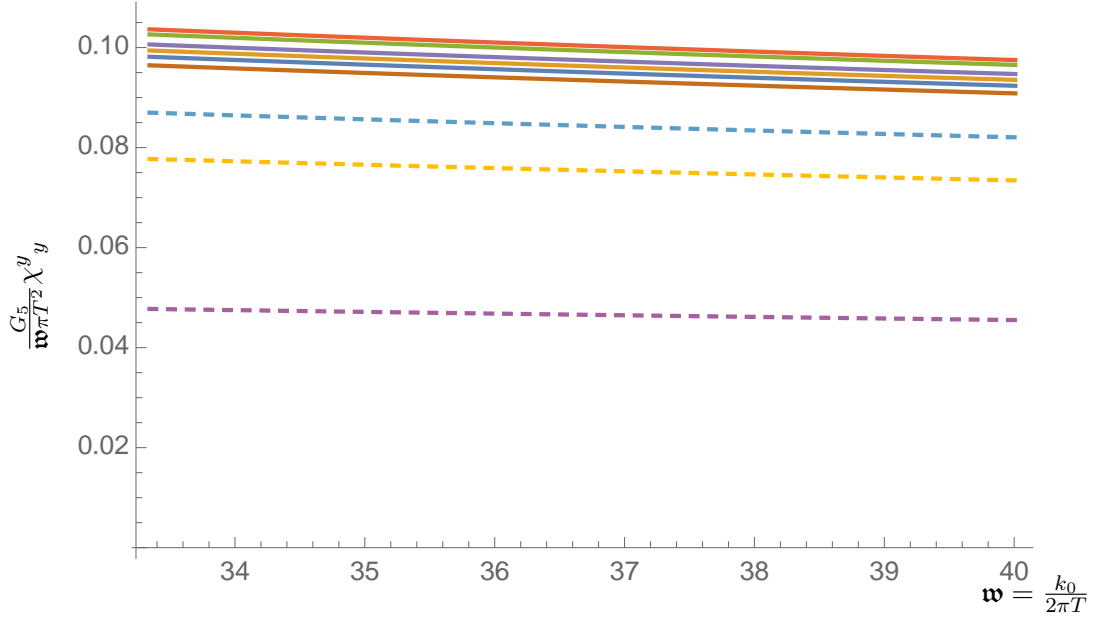


Figura 4.2: Densidad espectral χ^y_y para fotones propagándose en dirección al campo B , a frecuencias altas.

transversales a la propagación del fotón por lo que la conductividad puede ser escrita como

$$\sigma = \lim_{k^0 \rightarrow 0} \frac{e^2}{4T} \sum_{s=1,2} \epsilon_{(s)}^\mu(\vec{k}) \epsilon_{(s)}^\nu(\vec{k}) G_{\mu\nu}^R(k)|_{k^0=|\vec{k}|}. \quad (4.20)$$

Esto permite ver que al igual que en los resultados reportados en [20], la conductividad en el caso de los fotones que se propagan en la dirección paralela al campo, se anula tan pronto como el campo magnético es encendido. Debido a que la conductividad indica la magnitud de la corriente en el medio, inducida por un campo eléctrico externo E , este comportamiento parece más intuitivo que los reportados en trabajos mencionados anteriormente en los que las perturbaciones de la métrica no son tomadas en cuenta y la conductividad en la dirección perpendicular al campo magnético no era perturbada por su presencia.

Una diferencia importante en los resultados obtenidos, es la polarización que sufren los fotones al momento de encender el campo magnético. Como pudimos ver, la componente de la densidad espectral en la dirección del campo, se anula por completo, haciendo que el plasma se comporte como polarizador en presencia del campo. Aún cuando existe la posibilidad de contar con polarizaciones extraordinarias dentro del plasma que permitan

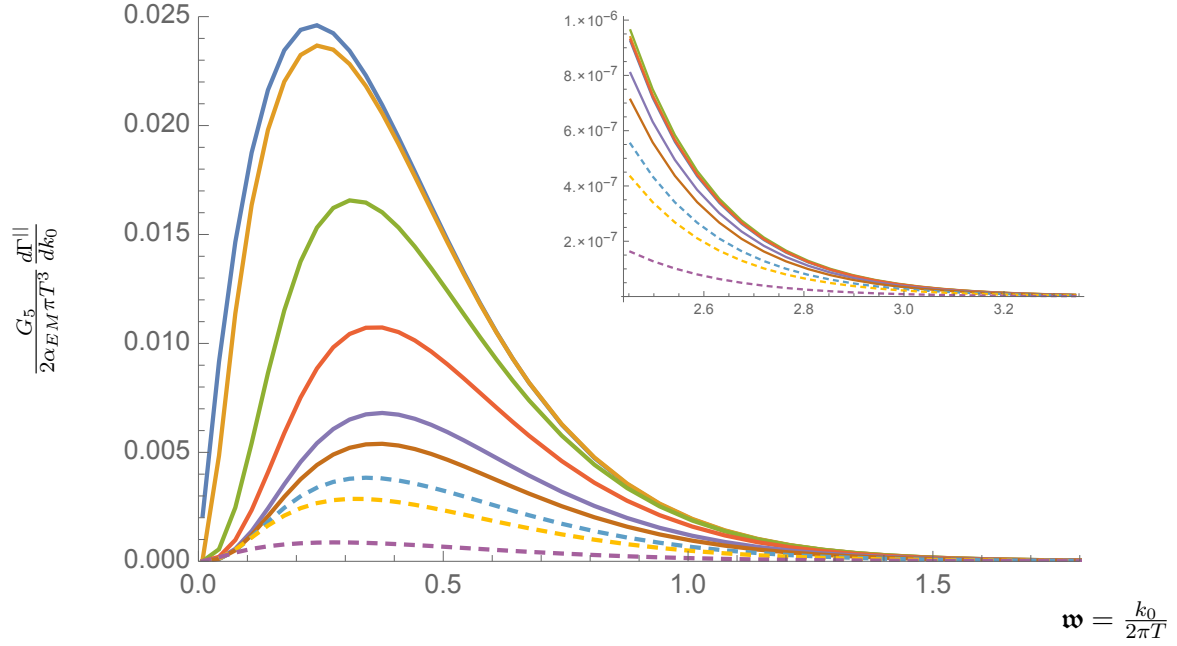


Figura 4.3: Producción diferencial de fotones cuando el momento del fotón está alineado con la dirección al campo B . Se muestra detalle para frecuencias grandes.

propagación de fotones con componente A_z , estas sólo contribuirían a la energía interna del plasma ya que no podrían propagarse en el vacío y ser detectadas fuera del plasma.

En [20] se reporta que la conductividad en la dirección z aumenta con la intensidad del campo, mientras que para las direcciones perpendiculares se anula al ser encendido. Para los fotones que se propagan en dirección perpendicular a B con polarización y , en [20] se encuentra un comportamiento similar al reportado para los fotones que se propagan en dirección a la anisotropía, pero con una sensibilidad mayor al incremento de la intensidad del campo.

Lo anterior implica que de confirmar para el plasma estudiado en esta tesis, este mismo comportamiento para los fotones que se propagan en dirección perpendicular con polarización y , la conductividad se anularía para todas las direcciones al momento de encender el campo magnético.

Capítulo 5

Conclusiones

Los cálculos en esta tesis se realizaron para un plasma $\mathcal{N} = 4$ SYM en presencia de un campo magnético y un operador escalar. Es un plasma en equilibrio acoplado fuertemente, con una anisotropía que lo hace invariante bajo rotaciones en el plano $x-y$, pero no en la dirección z , que en los experimentos de colisiones correspondería a una dirección perpendicular al haz; y el plano $x-y$, a un plano que lo contiene.

Se calculó la producción de fotones en la dirección en la que está alineado el campo magnético, que corresponde a momentos con orientación $\theta = 0$ con respecto al eje z , y se analizó parte del comportamiento de fotones con momento $\theta = \pi/2$, los cuales se propagan en dirección perpendicular al campo.

En resultados reportados en [15], donde se estudió la producción de fotones en un plasma con anisotropía debida a un término-theta en la teoría de campos que depende linealmente de la dirección z , se encontró que la producción de fotones crece con la magnitud de la fuente de anisotropía, para cualquier ángulo de propagación. Sin embargo, resaltan que para fotones que se propagan en la dirección de la anisotropía el aumento en la producción es mayor que para cualquier otro ángulo y va decreciendo hasta llegar a $\theta = \pi/2$.

En [20], donde el cálculo se hace en un plasma cuya anisotropía depende de un campo magnético alineado en la dirección z , se muestra que la fuente de anisotropía es de gran relevancia para el cálculo de producción de fotones ya que se encuentran diferencias importantes entre ambos resultados.

Los resultados de esta tesis confirman algunas de las conclusiones expuestas en [20], las cuales se enlistan a continuación.

1. Se encuentra un incremento en la producción de fotones a frecuencias altas. La sensibilidad a la intensidad de la fuente de anisotropía decrece al aumentar la energía de los fotones. Los efectos más relevantes se observan a energías bajas.
2. La densidad espectral dividida por la energía del fotón tiende a una constante, la cual no depende de la polarización.

Como se menciona en la sección anterior, una de las principales diferencias entre los resultados de esta tesis y los reportados en [20], es el comportamiento de la conductividad eléctrica. En esta tesis, la conductividad se anula en la dirección del campo, mientras que en [20] se encuentra que en la dirección z , crece con la magnitud del campo magnético.

Dado que estos cálculos se han realizado en una teoría de campos que no es QCD, la comparación con los datos experimentales sólo se puede hacer de manera cualitativa. Para realizar un análisis completo, será necesario complementar este trabajo con el cálculo para fotones que se propagan en dirección perpendicular y ver si se encuentra el mismo comportamiento que en [20], donde se concluye que la mayor intensificación en la producción de fotones se produce para esta dirección. También, de ser confirmado este comportamiento podríamos concluir que la conductividad se anula por completo para todas las direcciones al encender el campo.

Una de las motivaciones para esta tesis, es que la geometría aquí utilizada permitirá más adelante realizar el cálculo de producción de fotones incluyendo materia en la representación fundamental y posteriormente hacer que estos campos cuenten con masa diferente de cero para analizar el efecto que tiene en la producción de fotones.

Estas mejoras, como también la inclusión de otras fuentes de anisotropía, ayudarán a obtener plasmas que se acerquen cada vez más al producido en las colisiones de iones pesados, y que nos ayudarán a comprender mejor la física que hay detrás de estos experimentos.

Bibliografía

- [1] Steven S. Gubser. The gauge-string duality and heavy ion collisions. *Found. Phys.*, 43:140, 2013.
- [2] Kenneth G. Wilson. The Origins of lattice gauge theory. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 140:3–19, 2005. [3(2004)].
- [3] Kenneth G. Wilson. Confinement of Quarks. *Phys. Rev.*, D10:2445–2459, 1974. [319(1974)].
- [4] Juan Martin Maldacena. The Large N limit of superconformal field theories and supergravity. *Int. J. Theor. Phys.*, 38:1113–1133, 1999. [Adv. Theor. Math. Phys.2,231(1998)].
- [5] Gerard 't Hooft. Dimensional reduction in quantum gravity. *Conf. Proc.*, C930308:284–296, 1993.
- [6] Leonard Susskind. The World as a hologram. *J. Math. Phys.*, 36:6377–6396, 1995.
- [7] S. S. Gubser, Igor R. Klebanov, and Alexander M. Polyakov. Gauge theory correlators from noncritical string theory. *Phys. Lett.*, B428:105–114, 1998.
- [8] Edward Witten. Anti-de Sitter space and holography. *Adv. Theor. Math. Phys.*, 2:253–291, 1998.
- [9] S. S. Gubser, Igor R. Klebanov, and A. W. Peet. Entropy and temperature of black 3-branes. *Phys. Rev.*, D54:3915–3919, 1996.
- [10] Simon Caron-Huot, Pavel Kovtun, Guy D. Moore, Andrei Starinets, and Laurence G. Yaffe. Photon and dilepton production in supersymmetric Yang-Mills plasma. *JHEP*, 12:015, 2006.
- [11] Andrei Parnachev and David A. Sahakyan. Photoemission with Chemical Potential from QCD Gravity Dual. *Nucl. Phys.*, B768:177–192, 2007.

- [12] David Mateos and Leonardo Patino. Bright branes for strongly coupled plasmas. *JHEP*, 11:025, 2007.
- [13] Mauricio Martinez and Michael Strickland. Dissipative Dynamics of Highly Anisotropic Systems. *Nucl. Phys.*, A848:183–197, 2010.
- [14] Mauricio Martinez and Michael Strickland. Non-boost-invariant anisotropic dynamics. *Nucl. Phys.*, A856:68–87, 2011.
- [15] Leonardo Patino and Diego Trancanelli. Thermal photon production in a strongly coupled anisotropic plasma. *JHEP*, 02:154, 2013.
- [16] David Mateos and Diego Trancanelli. The anisotropic N=4 super Yang-Mills plasma and its instabilities. *Phys. Rev. Lett.*, 107:101601, 2011.
- [17] David Mateos and Diego Trancanelli. Thermodynamics and Instabilities of a Strongly Coupled Anisotropic Plasma. *JHEP*, 07:054, 2011.
- [18] Shang-Yu Wu and Di-Lun Yang. Holographic Photon Production with Magnetic Field in Anisotropic Plasmas. *JHEP*, 08:032, 2013.
- [19] Eric D’Hoker and Per Kraus. Magnetic Brane Solutions in AdS. *JHEP*, 10:088, 2009.
- [20] Gustavo Arciniega, Patricia Ortega, and Leonardo Patiño. Brighter Branes, enhancement of photon production by strong magnetic fields in the gauge/gravity correspondence. *JHEP*, 04:192, 2014.
- [21] Mirjam Cvetič, M. J. Duff, P. Hoxha, James T. Liu, Hong Lu, J. X. Lu, R. Martinez-Acosta, C. N. Pope, H. Sati, and Tuan A. Tran. Embedding AdS black holes in ten-dimensions and eleven-dimensions. *Nucl. Phys.*, B558:96–126, 1999.
- [22] E. Uriel and L. Patiño. Por aparecer.
- [23] Daniel Avila and Leonardo Patiño. Instability of a magnetized QGP sourced by a scalar operator. 2018.
- [24] Michel Le Bellac. *Thermal Field Theory*. Cambridge Monographs on Mathematical Physics. Cambridge University Press, 2011.
- [25] D. Ávila, V. Milchorena, and L. Patiño. Por aparecer.
- [26] Daniel Areán, Leopoldo A. Pando Zayas, Leonardo Patiño, and Mario Villasante. Velocity Statistics in Holographic Fluids: Magnetized Quark-Gluon Plasma and Superfluid Flow. *JHEP*, 10:158, 2016.
- [27] Dam T. Son and Andrei O. Starinets. Minkowski space correlators in AdS / CFT correspondence: Recipe and applications. *JHEP*, 09:042, 2002.

- [28] Giuseppe Policastro, Dam T. Son, and Andrei O. Starinets. From AdS / CFT correspondence to hydrodynamics. *JHEP*, 09:043, 2002.
- [29] Matthias Kaminski, Karl Landsteiner, Javier Mas, Jonathan P. Shock, and Javier Tarrío. Holographic Operator Mixing and Quasinormal Modes on the Brane. *JHEP*, 02:021, 2010.
- [30] Ryogo Kubo. Statistical mechanical theory of irreversible processes. 1. General theory and simple applications in magnetic and conduction problems. *J. Phys. Soc. Jap.*, 12:570–586, 1957.