



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciado en Astronomía

INYECCIÓN LEPTÓNICA SOBRE AGUJEROS NEGROS

ACRETANTES

Joaquín Pelle

Director: Gustavo E. Romero

Codirector: Leonardo J. Pellizza

LA PLATA, ARGENTINA

- MARZO DE 2019 -

Prólogo

“El tiempo es la sustancia de que estoy hecho.”

Jorge Luis Borges, *Nueva refutación del tiempo*.

Si algo es esta tesis para mí, es un símbolo del tiempo. No porque ese sea el asunto del trabajo, ni esté siquiera cerca de serlo: el tiempo no tiene en estas páginas un lugar más distinguido que el de una coordenada, o el de un parámetro en algunas ecuaciones. Pero en ella veo la suma de los años que pasé en la facultad, y que me han convertido en otro. Veo el último de los instantes que componen esta etapa, que junto al primero tienen el privilegio de evocar la sucesión completa. Veo una síntesis y también el fin. De una y otra forma, sólo puedo concebirla como una imagen del tiempo.

En un mes estaré viviendo en otra parte. Es obvio que todos los instantes se pierden antes de nombrarlos, y devienen en recuerdo, si no en nada. Hace poco en la facultad noté otra circunstancia dolorosa: no sólo están perdidos los instantes, se perdieron también todas las cosas. Donde antes había aulas ahora están los recuerdos de las clases que lograron persistir. Donde antes había un banco están las charlas que tuvimos, y el lugar del parque entero fue ocupado por las tardes que tomamos unos mates. Donde antes había algo, sólo quedan las memorias. Pero me abrumba una sospecha aún más inquietante: que las personas que me ven, ya no ven sino el pasado. Ahora yo soy un recuerdo, y tal vez pronto sea olvidado.

Al menos pude ser feliz, que es el único sensato entre todos los propósitos. Por eso quiero agradecer a las personas que de distintas maneras lo hicieron posible. A Gustavo y Leo, por darme una formación invaluable, y dedicar su tiempo a este trabajo a pesar de la cantidad de obligaciones que atestan sus agendas. A Edu, que colaboró enormemente con esta tesis, y siempre estuvo dispuesto a ayudarme. A Gastón, que también colaboró, con igual predisposición. A todos los docentes que me enseñaron a disfrutar de la ciencia y de

la enseñanza. Entre ellos, especialmente a Clau, una de las mejores personas que conocí, por todo el ánimo y todo el cariño. A mi familia, por su incondicional apoyo, y porque a ellos les debo lo que soy. Y a todos mis amigos, de quienes, sin excepción, pude aprender algo sobre el mundo, sumando en conjunto un crecimiento personal incalculable.

J. Pelle

La Plata, Marzo de 2019.

Acrónimos

AGN *Active Galactic Nuclei*

ADAF *Advection Dominated Accretion Flow*

RIAF *Radiatively Inefficient Accretion Flow*

ZAMO *Zero Angular Momentum Observer*

Índice

Prólogo	iii
1 Introducción	3
2 Física de Núcleos Galácticos Activos	7
2.1 Agujeros negros rotantes	8
2.2 Acreción	10
2.2.1 Acreción de Bondi	11
2.2.2 Disco estándar	11
2.2.3 Flujo radiativamente ineficiente	12
2.3 Magnetósfera de agujeros negros	14
2.3.1 Electrodinámica en el espacio-tiempo de Kerr	15
2.3.2 Régimen <i>force-free</i>	17
2.3.3 Formación de gaps	18
3 Origen del campo de fotones	21
3.1 Modelo de acreción	21
3.2 Densidad de fotones	24
3.3 Ajuste sobre el eje z	25
4 Producción de fotones de alta energía	29
4.1 Procesos físicos en el gap	29
4.1.1 Radiación de curvatura	31
4.1.2 Radiación Compton inversa	31
4.1.3 Absorción $\gamma\gamma$	33
4.2 Sustentabilidad del gap	34
4.3 Luminosidad del gap	36

5 Inyección de materia leptónica	41
5.1 Simulación Montecarlo	42
5.2 Campo magnético	44
5.3 Resultados	49
6 Conclusiones	55
Bibliografía	59

Capítulo 1

Introducción

Los jets son flujos de materia y campos electromagnéticos altamente colimados, presentes en una asombrosa variedad de escenarios astrofísicos: protoestrellas, nebulosas planetarias, púlsares, binarias de rayos X, quásares y *gamma-ray bursts*, entre otros. A pesar de esta ubicuidad notable, muchos aspectos de la física de jets permanecen incomprendidos incluso a más de medio siglo de su descubrimiento.

La primera observación de un jet fue reportada por Curtis (1918), pero su naturaleza no fue develada hasta el desarrollo de la radioastronomía durante los años 1950. Entonces, gracias a la buena resolución angular de los nuevos interferómetros, se encontró que muchas galaxias tenían asociada una emisión extendida en radio, con una componente nuclear, lóbulos y jets. Las observaciones de la polarización lineal en el óptico de fuentes del continuo de radio como la galaxia M87 y la nebulosa del Cangrejo afianzaron la idea de que el principal mecanismo de emisión era la radiación sincrotrón de electrones no térmicos girando en un campo magnético.

Los jets de Núcleos Galácticos Activos, o *Active Galactic Nuclei (AGN)*, son los jets estables más grandes y energéticos del universo¹, y en ellos se centra la atención de este trabajo. Transportan prodigiosas cantidades de energía desde las vecindades del objeto compacto hasta regiones muy lejanas, comprendiendo escalas a lo largo de varios órdenes de magnitud, que superan a veces el tamaño de sus galaxias anfitrionas. Hasta el momento no se conoce con exactitud el mecanismo por el cual los jets se aceleran y se confinan. Tampoco se sabe si están compuestos por un plasma de protones fríos o calientes, o por electrones y positrones, ni cuál de las componentes es la que transporta la mayor parte de la energía.

¹De hecho, los más energéticos son los de *gamma-ray bursts*, pero son transitorios.

Para explicar la formación de jets se han propuesto dos mecanismos: por un lado, Blandford & Znajek (1977) mostraron que la rotación de un agujero negro en un campo magnético es capaz de producir un flujo de Poynting² dirigido a lo largo del eje de rotación. Por otra parte, en el mecanismo de Blandford & Payne (1982) la materia es provista directamente por el disco de acreción a través de líneas abiertas de campo magnético. Básicamente, en el primero el motor del jet es la rotación del agujero negro, y en el segundo, el proceso de acreción³.

En el mecanismo de Blandford & Znajek (1977) la energía rotacional del agujero negro es extraída con la mediación de un campo electromagnético en la magnetósfera, y convertida en flujo de Poynting. Sin embargo, este flujo es puramente electromagnético, mientras que la radiación observada muestra la signatura de una población de partículas relativistas. Estos jets, que tienen en la base una alta magnetización, deben pasar a un régimen magnetohidrodinámico a través algún otro proceso.

El origen de la materia en un jet de Blandford & Znajek (1977) es un problema pendiente de resolución. Las partículas cargadas no pueden infiltrarse desde afuera porque el campo magnético, de geometría esencialmente poloidal, no lo permite. La materia podría producirse sobre el agujero negro a través de cascadas electromagnéticas alimentadas por la comptonización de un campo de fotones blanco y la creación de pares por aniquilación de fotones. El campo de fotones blanco necesario para esto podría ser la radiación del disco de acreción, la de estrellas cercanas, o incluso el fondo cósmico de microondas. Otro posible origen para la materia del jet es la inyección de partículas neutras provenientes del disco, invisibles al campo magnético, que podrían decaer allí en hadrones y leptones. También es posible que la materia sea provista por nubes que colisionan con el jet a grandes distancias del agujero negro.

El objetivo de este trabajo es investigar las cascadas electromagnéticas sobre el agujero negro como origen de la materia de los jets de Blandford & Znajek (1977), adoptando como campo de fotones blanco la radiación emitida por un modelo particular de disco de acreción. Para eso suponemos que en la región polar de la magnetósfera se forma un gap en que el campo eléctrico es capaz de acelerar partículas a muy altas energías. Estas

²John Henry Poynting (1852-1914).

³En general se espera que el mecanismo de Blandford & Znajek (1977) lance los jets más rápidos, y el de Blandford & Payne (1982) los más lentos y cargados de materia. Ambos mecanismos pueden coexistir. Pero en un agujero negro rotante inmerso en un campo magnético, el de Blandford & Znajek (1977) siempre debe funcionar.

partículas emiten fotones muy energéticos que, al alcanzar la base del jet, desatan las cascadas que inyectan una componente leptónica no térmica en el flujo de Poynting. En particular, buscamos calcular la magnetización del plasma a lo largo del jet, esperando que decaiga a medida que éste se carga de materia. Debido a la alta complejidad del problema, hacemos el estudio de las cascadas en forma numérica, simulando las interacciones con el campo magnético y el campo de radiación del disco, algo que no ha sido realizado antes, con el código Montecarlo UTOPIA.

La tesis se estructura de la forma siguiente. En el Cap. 2 revisamos los aspectos fundamentales de la física de varios de los elementos que componen los AGNs: los agujeros negros rotantes, los flujos de acreción y las magnetósferas. En el Cap. 3 describimos el modelo de acreción utilizado, y explicamos cómo a partir de él obtenemos la densidad de fotones blanco en cualquier punto del espacio. En el Cap. 4 establecemos un modelo de gap en la región polar de la magnetósfera, y estudiamos la producción de fotones de alta energía. Calculamos la luminosidad del gap y la energía con que los fotones llegan a la base del jet. En el Cap. 5 describimos el modelo de campo magnético que diseñamos para este problema, y analizamos la inyección de materia leptónica en el jet como resultado de las cascadas simuladas. Finalmente, en el Cap. 6 elaboramos las conclusiones del trabajo.

Capítulo 2

Física de Núcleos Galácticos

Activos

Los **AGNs** son los objetos estables más luminosos del universo. Son fuentes lejanas, pero su formidable luminosidad nos permite detectarlos a distancias cosmológicas. Las primeras evidencias de que algunas galaxias tenían una componente central muy activa fueron encontradas por Carl Seyfert (1911-1960) en los años 1940, que estudió el espectro de seis galaxias lejanas y detectó anchas líneas de emisión localizadas en sus núcleos, correspondientes a iones altamente excitados. La comprensión de la intrigante naturaleza de estas fuentes debió esperar hasta la década de 1960. Por entonces se había estimado que los núcleos de las galaxias activas contenían masas de $\sim 10^8 M_{\odot}$ (Woltjer 1959) pero, a la vez, la corta escala de variabilidad temporal indicaba que la emisión procedía de una región muy pequeña. El rompecabezas fue resuelto con la propuesta de que los **AGNs** albergaban un agujero negro supermasivo, y que la intensa emisión estaba asociada al proceso de acreción del gas circundante. El paradigma se difundió rápidamente en la comunidad científica, en gran medida por falta de otras explicaciones. Desde entonces se ha reunido abundante evidencia a favor de que la mayoría de las galaxias, no sólo las activas, tienen un agujero negro de masa $\sim 10^6-9 M_{\odot}$ en el centro. Las evidencias se basan, por ejemplo, en la dispersión de velocidades de las estrellas del bulbo galáctico, en el movimiento de máseres de agua detectado en radio a alta resolución, y en la emisión del gas que cae en espiral hacia el agujero negro (Alexander et al. 2010).

En este capítulo revisamos los aspectos de la física de **AGNs** necesarios para estudiar los jets: la geometría del espacio-tiempo alrededor de un agujero negro rotante, el proceso de acreción de materia y la estructura de la magnetósfera de agujeros negros.

2.1 Agujeros negros rotantes

Los agujeros negros de los AGNs rotan, ya que incorporan el momento angular del material que acretan, o lo obtienen como resultado de la fusión con otros objetos compactos. Por otro lado, si bien los agujeros negros admiten carga eléctrica, en los casos astrofísicos deben ser eléctricamente neutros, pues la acreción de partículas cargadas del plasma en que se encuentran inmersos neutraliza cualquier desbalance de carga. El campo gravitatorio de un agujero negro rotante y sin carga está dado por la métrica de Kerr¹, que en coordenadas de Boyer-Lindquist (t, r, θ, φ) y $c = 1$ toma la forma (Visser 2007)

$$ds^2 = g_{tt} dt^2 + 2g_{t\varphi} dt d\varphi + g_{rr} dr^2 + g_{\theta\theta} d\theta^2 + g_{\varphi\varphi} d\varphi^2, \quad (2.1)$$

con

$$g_{tt} = -1 + \frac{2r_g r}{\rho^2}, \quad g_{t\varphi} = \frac{-2r_g r a \sin^2 \theta}{\rho^2}, \quad g_{rr} = \frac{\rho^2}{\Delta}, \quad g_{\theta\theta} = \rho^2, \quad g_{\varphi\varphi} = \frac{\Sigma^2 \sin^2 \theta}{\rho^2},$$

y

$$\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \quad \Delta = r^2 - 2r_g r + a^2, \quad \Sigma^2 = (r^2 + a^2)^2 - \Delta a^2 \cos^2 \theta.$$

$r_g = GM/c^2$ es el *radio gravitacional*. M puede interpretarse como la masa del agujero negro y $J = aM$ como su momento angular. El término cruzado $dt d\varphi$ produce un acoplamiento entre el tiempo y la rotación alrededor del eje polar. El espacio que describe esta métrica es estacionario, axisimétrico y asintóticamente plano. El caso $a = 0$ corresponde al espacio de Schwarzschild^{2,3} para un agujero negro estático. Por otro lado, con $M = 0$ se recupera el espacio-tiempo plano en coordenadas elipsoidales, que se relacionan con las cartesianas según

$$x = \sqrt{r^2 + a^2} \sin \theta \cos \varphi, \quad (2.2)$$

$$y = \sqrt{r^2 + a^2} \sin \theta \sin \varphi, \quad (2.3)$$

$$z = r \cos \theta. \quad (2.4)$$

Cuando $\rho^2 \rightarrow 0$, el coeficiente $g_{tt} \rightarrow \infty$. La curvatura del espacio-tiempo es divergente en ese límite (por ejemplo, el escalar $R_{\mu\nu\alpha\beta} R^{\mu\nu\alpha\beta} \rightarrow \infty$), por lo que ningún cambio de

¹Roy Kerr (1934).

²Karl Schwarzschild (1873-1916).

³La métrica de Schwarzschild es

$$ds^2 = \left(-1 + \frac{2r_g}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2r_g}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2).$$

coordenadas puede evitar el problema. La singularidad es física, y se trata de un anillo de radio a sobre el plano ecuatorial.

La métrica también diverge cuando $\Delta = 0$. Para $a \leq r_g$, la solución de esa ecuación es

$$r_{\pm} = r_g \pm \sqrt{r_g^2 - a^2}. \quad (2.5)$$

Estas son singularidades de las coordenadas, pues la curvatura permanece finita en ellas. Las superficies $r = r_-$ y $r = r_+$ son el *horizonte de eventos interno* y *externo* respectivamente. Estos no son esféricos, aunque su apariencia lo sugiera a primera vista. Recordemos que las coordenadas de la Ec. 2.2 no son coordenadas esféricas. Por otro lado, si $a > r_g$ no hay horizontes. Excluimos esta posibilidad porque no representa un agujero negro sino una singularidad desnuda.

Otra superficie interesante está definida por $g_{tt} = 0$, o, equivalentemente,

$$r_E^{\pm}(\theta) = r_g \pm \sqrt{r_g^2 - a^2 \cos^2 \theta}. \quad (2.6)$$

Notemos que $r_E^- < r_- < r_+ < r_E^+$. La región en que $r_+ < r < r_E^+$ es la *ergosfera*. Las superficies $r = r_E^{\pm}$ son las *ergosuperficies*. Al ingresar a la ergosfera desde el exterior g_{tt} se vuelve positivo y ∂_t se convierte en tipo espacio, por lo que ninguna partícula puede permanecer estática. En particular, todas las partículas son forzadas a rotar en el mismo sentido que el agujero negro. Este arrastre de los marcos de referencia, o *frame-dragging*, le da a la ergosfera un rol crucial en la extracción de energía rotacional del agujero negro, según veremos más adelante. Notemos que es posible escapar de la ergosfera pues yace fuera del horizonte de eventos.

En la región entre ambos horizontes el vector $-\partial_r$ es tipo tiempo y orientado al futuro. Por lo tanto, la coordenada r de una partícula que se encuentre allí debe decrecer obligatoriamente hasta ser lanzada por debajo del horizonte interno. Entonces, Δ cambia de signo y $-\partial_r$ deja de ser tipo tiempo, aunque ya no es posible cruzar $r = r_-$ hacia atrás. Toda la región dentro del horizonte $r = r_+$ permanece oculta a los observadores exteriores, y es precisamente a lo que se llama agujero negro. En la Fig. 2.1 mostramos un esquema de un agujero negro de Kerr y las superficies mencionadas.

El radio de la órbita circular estable más interna está dado por la ecuación (Bardeen et al. 1972)

$$r_{ms}^2 - 6r_g r_{ms} \pm 8ar_g^{1/2} r_{ms}^{1/2} - 3 = 0, \quad (2.7)$$

donde el signo del tercer término depende del sentido de rotación de la órbita. En el caso

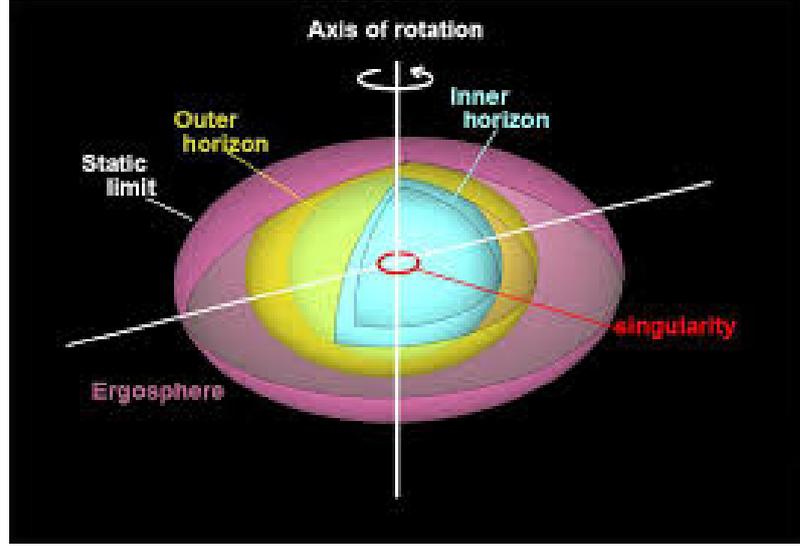


Fig. 2.1: Superficies notables de la métrica de Kerr. Se muestran la ergosuperficie externa (límite estático), la ergósfera, los horizontes interno y externo y la singularidad anular.

de Schwarzschild, $a = 0$, ambas soluciones coinciden en $r_{\text{ms}} = 6r_g$. A medida que $a \rightarrow r_g$, para la órbita directa $r_{\text{ms}}^+ \rightarrow r_g$, y para la órbita indirecta $r_{\text{ms}}^- \rightarrow 9r_g$.

2.2 Acreción

El proceso de acreción es probablemente la principal causa de la extraordinaria luminosidad de los **AGNs**, pues es capaz de liberar una gran cantidad de la energía potencial del material en forma de radiación. Nos interesa no sólo porque está vinculado a la formación de los jets, sino porque el disco de acreción es la principal fuente de fotones blanco para las interacciones que ocurren durante las cascadas.

En líneas generales, la radiación se produce porque el gas se calienta por viscosidad al ser acregado, y parte de la energía térmica generada es radiada al enfriarse las partículas. Las propiedades del flujo de acreción dependen, por ejemplo, de la viscosidad y la eficiencia del enfriamiento, parámetros que son difíciles de conocer. En lo que sigue presentamos los regímenes de acreción más comunes en la literatura.

2.2.1 Acreción de Bondi

La primera solución en ser encontrada es la *acreción de Bondi*⁴. El objeto acretante se encuentra en reposo respecto del medio y el flujo tiene simetría esférica. El gas no tiene momento angular, de modo que es acretado rápidamente, sin lograr radiar una cantidad significativa de su energía térmica. Por ese motivo la acreción de Bondi no es en realidad un modelo relevante para **AGNs**, pero permite definir algunos parámetros con los que clasificar el resto de los modelos.

El gradiente de presión debido a la materia que se precipita hacia el agujero negro es

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM\rho}{r^2},$$

donde ρ es la densidad del gas. Por otro lado, si en las cercanías del agujero negro hay alguna fuente de fotones, éstos también ejercen presión sobre el gas. El gradiente es, aproximadamente,

$$\frac{dP}{dr} \simeq -\frac{\sigma_T \rho}{m_p c} \frac{L}{4\pi r^2},$$

donde L la luminosidad de la fuente, $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^{-2}$ es la sección eficaz de Thomson⁵ y m_p es la masa del protón. Por lo tanto, si L alcanza el valor

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \simeq 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1},$$

las fuerzas se compensan y la acreción se detiene. L_{Edd} es la *luminosidad de Eddington*⁶. En base a ella podemos definir la *tasa de acreción de Eddington*:

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/c^2 \simeq 0.2 \times 10^{-8} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) M_\odot \text{ yr}^{-1}.$$

Por supuesto, esta cota no es restrictiva en otros regímenes, pero permite comparar las tasas de acreción con este valor de referencia.

2.2.2 Disco estándar

A diferencia de lo que ocurre en la acreción de Bondi, en **AGNs** se espera que la materia tenga un momento angular total distinto de cero. En tal caso, de argumentos dinámicos sencillos es posible inferir que la materia debe organizarse en forma de alguna clase de disco. Shakura & Sunyaev (1973) desarrollaron un modelo de disco plano ($H \ll r$) y

⁴Hermann Bondi (1919-2005).

⁵Sir J.J. Thomson (1856-1940).

⁶Sir Arthur S. Eddington (1882-1944).

ópticamente grueso, conocido como *disco estándar*. El momento angular es transportado hacia afuera por esfuerzos viscosos entre elementos adyacentes del fluido, provocando que el material caiga en espiral hacia el agujero negro. La energía generada es radiada localmente en forma de un espectro de cuerpo negro con una temperatura efectiva $T(r)$. La resolución de las ecuaciones de la hidrodinámica y del balance energético para el disco estándar, e incluso su enunciación, exceden los objetivos de este trabajo. Sólo presentamos los resultados más destacados. Para un tratamiento autocontenido, ver Romero & Vila (2014).

La temperatura superficial que se obtiene es

$$T(r) = \left\{ \frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \left(1 - \sqrt{\frac{R_{\text{in}}}{r}} \right) \right\}^{1/4},$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann⁷ y R_{in} es el radio interno del disco, usualmente $R_{\text{in}} = r_{\text{ms}}$ (ver Ec. 2.7). Debido a esta última hipótesis, la rotación del agujero negro tiene un efecto notable sobre la emisión, ya que a mayor a , el borde interno del disco se acerca más al horizonte y $T(R_{\text{in}})$ se vuelve más grande. Integrando sobre la superficie del disco la distribución de cuerpo negro $B_{\nu}(T) \propto \nu^3 \left\{ \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right\}^{-1}$ se puede obtener el espectro emitido. En la Fig. 2.2 mostramos la forma del espectro típico resultante para un disco estándar. Para discos de AGNs, la emisión suele concentrarse en el UV. La porción central del espectro tiene la forma $\nu^{1/3}$ y a frecuencias mayores el decaimiento es exponencial.

2.2.3 Flujo radiativamente ineficiente

Una hipótesis fundamental del modelo de disco estándar es que toda la energía térmica producida por viscosidad es radiada localmente. Esto podría ser poco realista en una variedad de sistemas. Los modelos de flujo de acreción radiativamente ineficiente, o *Radiatively Inefficient Accretion Flows* (RIAFs), relajan esta hipótesis, de modo que una porción de la energía generada permanece en el fluido y es transportada hacia adentro con la acreción. El principal mecanismo de enfriamiento local es la advección. La velocidad radial del fluido es alta, de modo que la acreción ocurre antes de que las partículas puedan enfriarse significativamente. Se alcanzan temperaturas mucho más altas que en un disco estándar, y el gas no puede ser confinado verticalmente, por lo que el disco adquiere dimensiones tales que la altura es del orden del radio, $H \sim R$.

⁷Josef Stefan (1835-1893) y Ludwig E. Boltzmann (1844-1906).

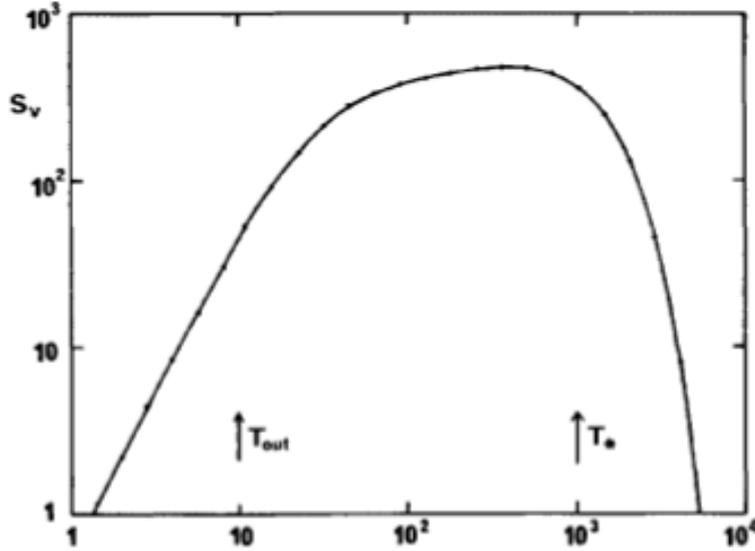


Fig. 2.2: Distribución espectral de energía de un disco estándar genérico. Las unidades son arbitrarias. Las flechas indican los picos de las planckianas correspondientes a R_{in} y R_{out} . En AGNs la mayor parte de la emisión suele encontrarse en el UV. La pendiente en la sección central es $\sim \nu^{1/3}$, y a frecuencias mayores el decaimiento es exponencial. Tomado de Beckmann & Shrader (2012).

Un caso típico son los modelos de flujo dominado por advección, o *Advection Dominated Accretion Flows* (ADAFs), de dos temperaturas y ópticamente delgados. Suponen que el acoplamiento entre los iones y los electrones es débil, de modo que cada componente del gas tiene una temperatura de equilibrio propia. El calor generado es transferido preferiblemente a los iones, y además los electrones se enfrían de forma más eficiente, por lo que la temperatura de los iones es la más alta. La presión total tiene las contribuciones de cada componente del gas, sumadas a la presión magnética:

$$P = \frac{\rho k}{m_p} \left(\frac{T_e}{\mu_e} + \frac{T_i}{\mu_i} \right) + \frac{B^2}{8\pi},$$

donde ρ es la densidad del gas, m_p la masa del protón, $T_{e,i}$ las temperaturas de los electrones y los iones, y $\mu_{e,i}$ los pesos moleculares medios. La presión de radiación es despreciable por la ineficiencia radiativa del flujo.

La luminosidad de un ADAF está determinada por las características de las distintas interacciones que ocurren dentro de él. Los fotones sincrotrón de baja frecuencia son comptonizados a energías más altas por los electrones. La interacción entre los electrones y los iones produce radiación *Bremsstrahlung*. Además, los iones más calientes pueden

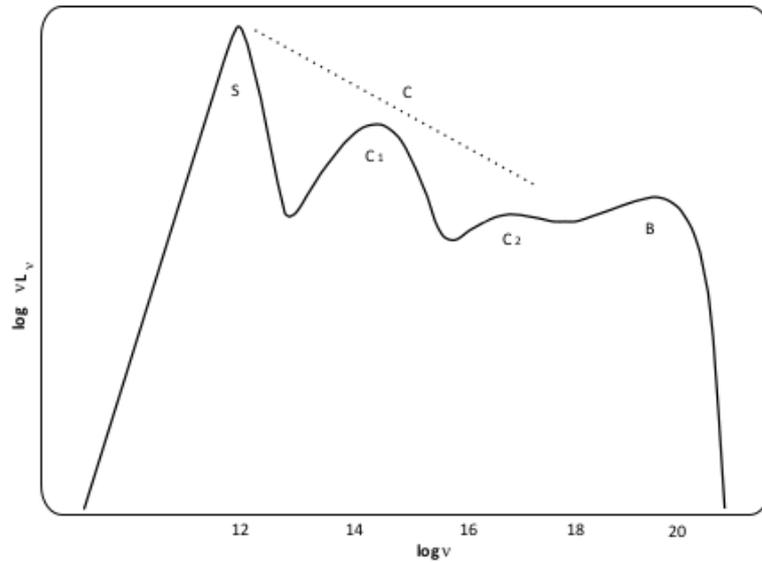


Fig. 2.3: Distribución espectral de energía de un ADAF genérico. La S marca la contribución de sincrotrón, C1 y C2 los picos debidos a los fotones comptonizados una y dos veces, y B el *Bremsstrahlung* térmico. Tomado de Rieger (2011).

colisionar con iones fríos creando piones neutros que decaen en un par de rayos gamma según $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$. En la Fig. 2.3 mostramos el espectro típico de un ADAF. Éste suele cubrir todo un rango desde la banda de radio hasta rayos X duros, o incluso rayos gamma blandos si las colisiones pp son eficientes.

2.3 Magnetósfera de agujeros negros

La existencia de jets está íntimamente ligada a la presencia de un plasma ionizado y campos electromagnéticos en los alrededores de los agujeros negros. En su trabajo seminal, Blandford & Znajek (1977) demostraron que la energía rotacional de un agujero negro puede ser extraída con la mediación de un campo electromagnético, si logra establecerse una magnetósfera repleta de cargas libres en las cercanías del horizonte de eventos. Para eso estudiaron la electrodinámica de una magnetósfera estacionaria y axisimétrica en el régimen *force-free*, en que la inercia del plasma magnetosférico se supone despreciable y la fuerza de Lorentz es nula. Encontraron una solución perturbativa en potencias del parámetro a del agujero negro, y concluyeron que el flujo de Poynting resultante podía dar cuenta de las observaciones de AGNs.

Blandford & Znajek (1977) formularon su teoría en términos del tensor de Faraday⁸ $F^{\mu\nu}$. Más adelante, MacDonald & Thorne (1982) reformularon la teoría introduciendo un formalismo 3 + 1, en que las ecuaciones se refieren a los campos eléctrico y magnético del espacio absoluto ordinario, con el objetivo de hacerla más amigable a la intuición de los astrofísicos que ya estudiaban la magnetósfera de púlsares, pero no estaban familiarizados con las magnitudes del electromagnetismo covariante. A continuación presentamos las ecuaciones básicas de la magnetósfera siguiendo en parte a Komissarov (2004) —una extensión del formalismo 3 + 1 mencionado—, y en parte a Dermer & Menon (2009).

2.3.1 Electrodinámica en el espacio-tiempo de Kerr

La métrica de Kerr en coordenadas de Boyer-Lindquist (Ec. 2.1) puede ser reescrita de la forma

$$ds^2 = -\alpha^2 dt^2 + g_{jk}(dx^j + \beta^j dt)(dx^k + \beta^k dt), \quad (2.8)$$

donde

$$\alpha = \frac{\rho}{\Sigma} \sqrt{\Delta}, \quad \beta^r = \beta^\theta = 0, \quad \beta^\varphi \equiv -\omega = -\frac{a r_g r}{\Sigma^2}.$$

Aquí α es el factor de redshift y ω es la velocidad angular de los observadores con momento angular cero, o *Zero Angular Momentum Observers* (ZAMOs). Lejos del agujero negro, $\alpha \rightarrow 1$ y $\omega \rightarrow 0$. La trayectoria de los ZAMOs está dada por $r = r_0$, $\theta = \theta_0$ y $\varphi = \omega t + \varphi_0$. Cada ZAMO lleva una tétrada ortonormal, los vectores de su base localmente lorentziana, dada por

$$\mathbf{e}_{\tilde{t}} = \frac{1}{\alpha} \mathbf{e}_t + \frac{\omega}{\alpha} \mathbf{e}_\varphi, \quad (2.9)$$

$$\mathbf{e}_{\tilde{r}} = \sqrt{\frac{\Delta}{\rho^2}} \mathbf{e}_r, \quad (2.10)$$

$$\mathbf{e}_{\tilde{\theta}} = \sqrt{\frac{1}{\rho^2}} \mathbf{e}_\theta, \quad (2.11)$$

$$\mathbf{e}_{\tilde{\varphi}} = \sqrt{\frac{1}{\bar{\omega}^2}} \mathbf{e}_\varphi, \quad (2.12)$$

con

$$\bar{\omega}^2 = \frac{\Sigma^2 \sin^2 \theta}{\rho^2}.$$

⁸Micheal Faraday (1791-1867).

Las ecuaciones de Maxwell⁹ en un espacio-tiempo curvo tienen la forma

$$\nabla_{\beta} {}^*F^{\alpha\beta} = 0, \quad (2.13)$$

$$\nabla_{\beta} F^{\alpha\beta} = I^{\alpha}, \quad (2.14)$$

donde ∇_{β} es la derivada covariante, I^{α} es la tetracorriente y ${}^*F^{\alpha\beta}$ es el dual del tensor de Faraday, dado por

$${}^*F^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu} F_{\mu\nu}.$$

Aquí $\varepsilon^{\alpha\beta\mu\nu}$ es el pseudotensor totalmente antisimétrico de Levi-Civita¹⁰, fijado de manera que $\varepsilon_{0123} = \sqrt{-\det(g)}$. Llamando Σ_0 al espacio absoluto en $t = t_0$, podemos definir en Σ_0 los campos eléctrico y magnético:

$$E_i = \frac{1}{2} \alpha \tilde{\varepsilon}_{ijk} {}^*F^{jk},$$

$$B^i = \alpha {}^*F^{it},$$

con $\tilde{\varepsilon}_{123} = \sqrt{\det(\hat{\gamma})}$, donde $\hat{\gamma}$ es la métrica espacial inducida en Σ_0 . También definimos los campos duales:

$$D^i = \alpha F^{ti},$$

$$H_i = \frac{1}{2} \alpha \tilde{\varepsilon}_{ijk} F^{jk}.$$

Equivalentemente, puede verse que

$$E_i = F_{it},$$

$$B^i = \frac{1}{2} \tilde{\varepsilon}^{ijk} F_{jk},$$

$$D^i = \frac{1}{2} \tilde{\varepsilon}^{ijk} {}^*F_{jk},$$

$$H_i = {}^*F_{ti}.$$

En términos de estos campos, las Ecs. 2.13 adquieren el tradicional aspecto

$$\tilde{\nabla} \cdot \mathbf{D} = \rho_c, \quad (2.15)$$

$$\tilde{\nabla} \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.16)$$

$$\partial_t \mathbf{B} + \tilde{\nabla} \times \mathbf{E} = 0, \quad (2.17)$$

$$-\partial_t \mathbf{D} + \tilde{\nabla} \times \mathbf{H} = \mathbf{J}, \quad (2.18)$$

⁹James Clerk Maxwell (1831-1879).

¹⁰Tullio Levi-Civita (1873-1941).

donde $\rho_c = \alpha I^t$ es la densidad de carga eléctrica, $J^k = \alpha I^k$ es la densidad de corriente, y $\tilde{\nabla}$ es la derivada covariante en Σ_0 , que es independiente de t ya que la métrica de Kerr es estacionaria.

Claramente los campos \mathbf{E} y \mathbf{B} no son independientes de \mathbf{D} y \mathbf{H} , porque $F_{\mu\nu}$ no lo es de $*F_{\mu\nu}$. En relatividad especial, las relaciones constitutivas en el vacío son $\mathbf{E} = \mathbf{D}$ y $\mathbf{B} = \mathbf{H}$. La gravedad induce una mezcla entre los campos, obteniéndose

$$\begin{aligned}\alpha\mathbf{D} &= \mathbf{E} - \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}, \\ \mathbf{H} &= \alpha\mathbf{B} - \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{D}.\end{aligned}$$

El tensor de Faraday se escribe en función del tetrapotencial U_μ como

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu U_\nu - \partial_\nu U_\mu.$$

Si llamamos $U_t = -\Phi$ y $U_i = A_i$, recuperamos las expresiones familiares

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= -\tilde{\nabla}\Phi - \partial_t\mathbf{A}, \\ \mathbf{B} &= \tilde{\nabla} \times \mathbf{A}.\end{aligned}$$

2.3.2 Régimen *force-free*

El tensor de energía-impulso del campo electromagnético es

$$T^\mu{}_\nu = F^{\mu\alpha}F_{\nu\alpha} - \frac{1}{4}(F^{\alpha\beta}F_{\alpha\beta})\delta^\mu{}_\nu. \quad (2.19)$$

La ecuación de conservación asociada requiere que el tensor de energía-impulso total tenga divergencia nula. Efectivamente,

$$\nabla_\mu T^\mu{}_\nu = -F_{\nu\alpha}I^\alpha, \quad (2.20)$$

por lo que en ausencia de materia $T^\mu{}_\nu$ es conservado. En cambio, si hay materia debe cumplirse

$$\nabla_\mu (T_{\text{em}}^{\mu\nu} + T_{\text{mat}}^{\mu\nu}) = 0. \quad (2.21)$$

En el régimen *force-free*, se supone que el campo electromagnético no ejerce una fuerza neta sobre las cargas, por lo que no puede haber intercambio de energía entre ambos. Por lo tanto, se espera que los tensores de energía-impulso se conserven por separado. En particular, de la Ec. 2.20,

$$F_{\mu\alpha}I^\alpha = 0. \quad (2.22)$$

Esta es la condición *force-free*, que en términos de los vectores espaciales equivale a

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{J} = 0, \quad (2.23)$$

$$\rho_c \mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0. \quad (2.24)$$

El campo no ejerce trabajo sobre las cargas, y la fuerza de Lorentz se anula idénticamente. Como consecuencia, $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$. Es decir, en este régimen la componente \mathbf{E}_{\parallel} paralela a \mathbf{B} es completamente apantallada por el plasma magnetosférico.

Cualquier vector espacial \mathbf{A} puede ser descompuesto en una componente poloidal $\mathbf{A}_P = A^r \partial_r + A^\theta \partial_\theta$ y una componente toroidal $\mathbf{A}_T = A^\varphi \partial_\varphi$. Debido a la estacionariedad y la simetría axial, tenemos que

$$\mathbf{E}_T = \partial_\varphi U_t - \partial_t U_\varphi = 0.$$

Luego, en el régimen *force-free* también se cumple que $\mathbf{E}_P \cdot \mathbf{B}_P = 0$ y $\mathbf{E}_P \cdot \mathbf{J}_P = 0$. Por lo tanto, como los vectores poloidales son bidimensionales, $\mathbf{J}_P \propto \mathbf{B}_P$.

Un marco de referencia particularmente adecuado para resolver las ecuaciones de la magnetósfera es el de los **ZAMOs** (Ec. 2.9). La estructura de la magnetósfera *force-free* queda completamente determinada por una función $\psi(r, \theta)$ y dos funciones de ψ : $\Omega_F(\psi)$ y $I_F(\psi)$. En términos de esas funciones, la solución para los campos eléctrico y magnético en el marco de los **ZAMOs** puede expresarse como (MacDonald & Thorne 1982)

$$\mathbf{E}_P = -\frac{\Omega_F - \omega}{2\pi\alpha} \tilde{\nabla} \psi, \quad \mathbf{E}_T = 0, \quad (2.25)$$

$$\mathbf{B}_P = -\frac{\tilde{\nabla} \psi \times \mathbf{e}_{\tilde{\varphi}}}{2\pi\omega}, \quad \mathbf{B}_T = -\frac{2I}{\alpha\omega} \mathbf{e}_{\tilde{\varphi}}. \quad (2.26)$$

Puede mostrarse que $\psi = 2\pi A_\varphi$, y que $\psi(r_0, \theta_0)$ es igual al flujo magnético a través del lazo azimutal ($r = r_0, \theta = \theta_0$). Además, $I(\psi)$ es la corriente total que fluye hacia adentro por el mismo lazo, y $\Omega_F(\psi)$ puede interpretarse como la velocidad angular de las líneas de campo, ya que al transformar a un marco de referencia que rota con velocidad angular $\Omega_F(\psi)$ respecto del espacio absoluto, el campo resulta puramente magnético.

2.3.3 Formación de gaps

La densidad de carga en una magnetósfera *force-free* se llama densidad de Goldreich-Julian, por analogía con la magnetósfera de púlsares (Goldreich & Julian 1969). De acuerdo con las Ecs. 2.15 y 2.25,

$$\rho_{GJ} = -\frac{1}{4\pi} \tilde{\nabla} \cdot \left(\frac{\Omega_F - \omega}{2\pi\alpha} \tilde{\nabla} \psi \right). \quad (2.27)$$

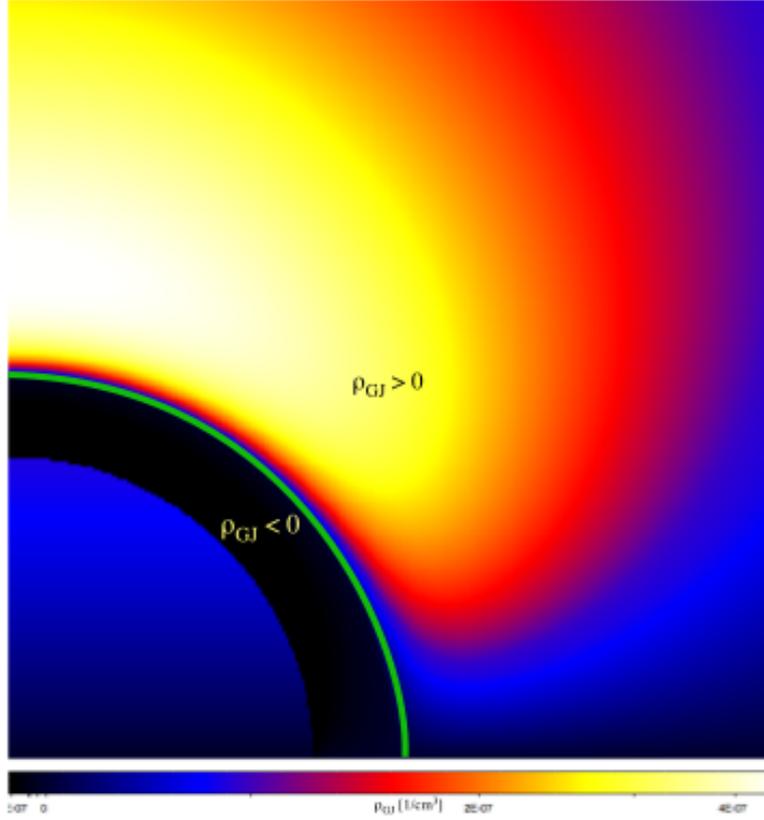


Fig. 2.4: Mapa de color de ρ_{GJ} . El horizonte de eventos es el borde del círculo azul en la esquina inferior izquierda. El área negra es la región con $\rho_{GJ} < 0$. El color está en escala logarítmica. La curva verde marca la superficie $\rho_{GJ} = 0$. Tomado de Ptitsyna & Neronov (2016).

Esa es la densidad necesaria para apantallar completamente la componente del campo eléctrico a lo largo de las líneas de campo magnético. Es posible que en algunas regiones las peculiaridades del plasma impidan que ρ alcance el valor ρ_{GJ} . En tales regiones la condición $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$ no puede sostenerse, y se forma un gap en que la componente \mathbf{E}_{\parallel} prevalece. En la Fig. 2.4 mostramos un mapa de color de ρ_{GJ} para $\psi \sim 1 - \cos \theta$, el caso *split-monopole*. La curva verde separa las regiones en que ρ_{GJ} tiene distinto signo. Algunas simulaciones realizadas muestran que la configuración *split-monopole* surge naturalmente para un agujero negro inmerso en un campo magnético uniforme (Komissarov 2005).

Una región propicia para la formación de gaps se encuentra alrededor de la superficie $\rho_{GJ} = 0$ (Beskin et al. 1992). La aparición de la componente \mathbf{E}_{\parallel} en el gap induce una diferencia de potencial de, aproximadamente,

$$\Delta V \sim 4.4 \times 10^{19} \left(\frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right) \left(\frac{B}{10^4 \text{ G}} \right) \left(\frac{h}{r_g} \right)^2 \text{ V}, \quad (2.28)$$

donde h es la longitud del gap (Thorne et al. 1986). Para los parámetros típicos de AGNs esta diferencia de potencial es considerable, y puede acelerar partículas a muy altas energías. En este trabajo nos apoyamos fuertemente en esa característica, pues el gap es la región en que suponemos que las partículas adquieren energías relativistas y emiten los fotones que, al alcanzar la base del jet, desatan las cascadas que estudiamos en el Cap. 5. En el Cap. 4 investigamos con mayor detalle los procesos físicos en el gap.

Capítulo 3

Origen del campo de fotones

Las partículas aceleradas en el gap que se forma en la magnetósfera de agujeros negros producen rayos gamma al comptonizar los fotones blanco provenientes de alguna fuente. Además, los rayos gamma producidos pueden aniquilarse también con esos fotones blanco. Lo mismo sucede a lo largo de las cascadas en la región del jet. Por eso es importante tener bien caracterizada la distribución de fotones blanco.

De todas las posibles fuentes de fotones, la más prometedora para propiciar las cascadas es el disco de acreción. No sólo porque es la más cercana a las zonas de interacción, sino porque su luminosidad es considerable, y su espectro suele cubrir todo un rango desde la banda de radio hasta rayos gamma blandos.

El modelo de disco utilizado en este trabajo es un tipo de **RIAF**, similar al presentado por Straub et al. (2012) para estudiar la fuente Sgr A* del centro de nuestra galaxia. Los resultados del modelo, aún sin publicar, fueron obtenidos por el Lic. Eduardo M. Gutiérrez, miembro del Grupo de Astrofísica Relativista y Radioastronomía (GARRA). Aquí utilizamos esos resultados para calcular la densidad de fotones en todo punto del espacio. En este capítulo describimos la física del modelo, el espectro que emite y cómo a partir de su emisividad obtenemos la distribución de fotones blanco, con vista al cálculo de las cascadas.

3.1 Modelo de acreción

El modelo consiste de un plasma completamente ionizado en que los electrones y protones están débilmente acoplados, por lo que cada componente tiene una temperatura propia: típicamente $T_e \sim 10^9$ K y $T_p \sim 10^{12}$ K en la región central del disco. El fluido se

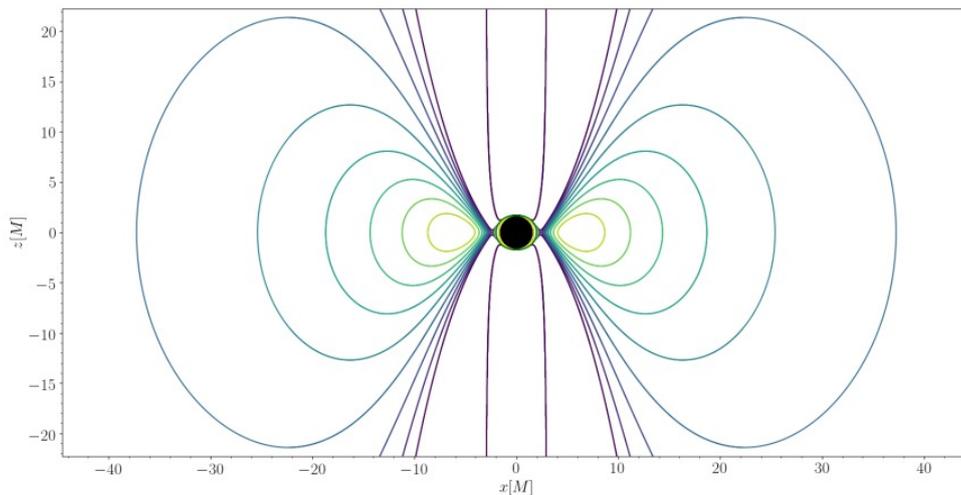


Fig. 3.1: Equipotenciales de la métrica de Kerr para $a = 0.7$. El gráfico está en unidades geometrizadas, por lo que no hay dependencia con M_{BH} .

supone perfecto, y su autogravitación despreciable. La forma del disco es determinada por las equipotenciales gravitacionales de la métrica de Kerr. En la Fig. 3.1 mostramos las equipotenciales para $a = 0.7$.

El resultado es un toro geométricamente grueso, con $H/R \lesssim 1$. La extensión vertical del disco da lugar a un par de embudos a través de los cuales el flujo magnético puede colimarse. Además, hay una equipotencial crítica que se cruza a sí misma sobre el plano ecuatorial en $r = r_{\text{cusp}}$, por donde, en contraste con los modelos discutidos anteriormente, la materia puede ser acretada sin necesidad de viscosidad. El radio r_{cusp} se interpreta como el radio interno del disco, y es más pequeño que el radio de la órbita circular estable más interna (Ec. 2.7).

El aspecto de mayor interés en este trabajo es el de los procesos radiativos que ocurren dentro del disco, ya que dan lugar a los fotones que se propagan al resto del espacio e interactúan con las partículas del gap y del jet. A continuación enumeramos los procesos que el modelo tiene en cuenta. Para más detalles ver Straub et al. (2012).

Los electrones térmicos más calientes emiten fotones sincrotrón al interactuar con el campo magnético, y fotones *Bremsstrahlung* en colisiones coulombianas con los iones. A su vez, esos fotones son comptonizados a energías más altas por los mismos electrones. Además, la parte más blanda del espectro sincrotrón es autoabsorbida y la radiación Compton¹ inversa es reprocesada en sucesivas interacciones con el gas de electrones. Por

¹Arthur H. Compton (1892-1962).

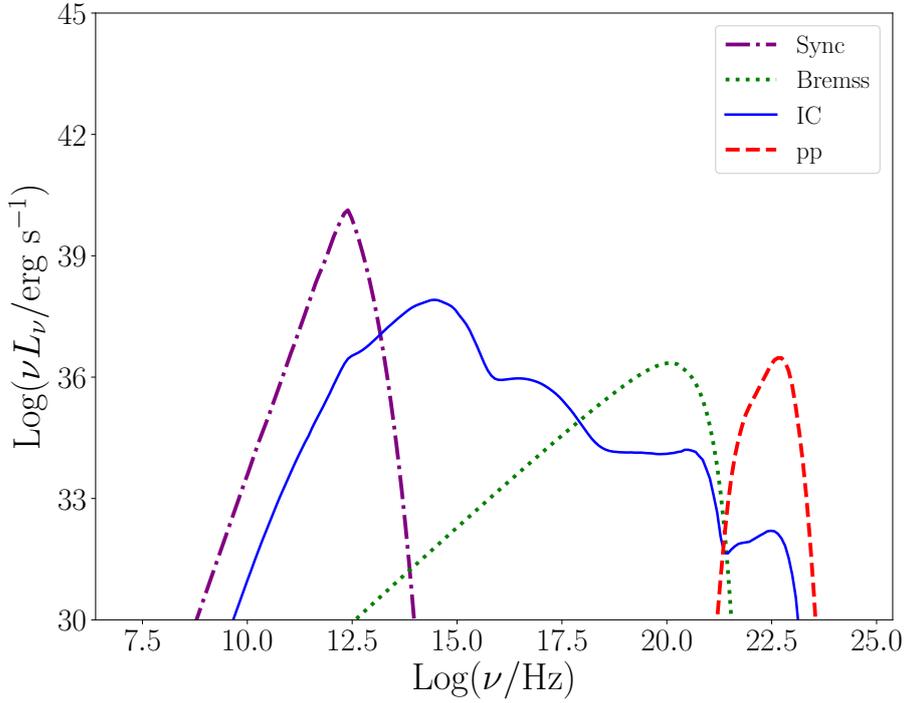


Fig. 3.2: Luminosidades del disco de acreción $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$ y $a = 0.7$. El espectro sincrotrón es autoabsorbido a bajas energías. La radiación Compton inversa tiene varios picos que se deben a las interacciones sucesivas con el gas de electrones.

último, en colisiones inelásticas pp , los protones más energéticos producen piones neutros que luego decaen en un par de fotones gamma, según $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$.

La eficiencia de cada proceso depende de las propiedades de las distintas poblaciones de partículas, que varían a lo largo de disco. Para obtener las emisividades correspondientes, el volumen del disco es subdividido en celdas con centro en ciertos puntos $\bar{\mathbf{r}}_j$, y el intervalo de frecuencias es muestreado por un conjunto de frecuencias $\bar{\nu}_i$. Se supone que cada elemento de volumen emite en forma isotrópica. A fin de cuentas, la salida del modelo es un set de emisividades $q_{\bar{\nu}_i}^{(\alpha)}(\bar{\mathbf{r}}_j)$, donde el superíndice α etiqueta los distintos procesos radiativos.

La radiación producida logra escapar del disco sin grandes dificultades debido a la muy baja profundidad óptica del plasma. En la Fig. 3.2 mostramos la distribución espectral de energía debida a cada proceso, tomando $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$ y $a = 0.7$. Se ve que el espectro sincrotrón es absorbido a bajas frecuencias, y que la radiación Compton inversa tiene varios picos, por cada una de las múltiples dispersiones con el gas de electrones.

3.2 Densidad de fotones

La salida del modelo es, como dijimos, un set de emisividades en ciertos puntos del disco. A partir de este conocimiento discreto de la emisividad del disco necesitamos, en todo punto del espacio, una estimación de la distribución de fotones en frecuencia y dirección de movimiento, $n_\nu(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})$, para poder calcular las interacciones.

La solución de la ecuación de transporte para la intensidad del campo de radiación en ausencia de absorción es

$$I_\nu(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \int_\Gamma q_\nu(\mathbf{r}', \boldsymbol{\Omega}) ds, \quad (3.1)$$

donde Γ es la recta que pasa por el punto r en la dirección de $\boldsymbol{\Omega}$, parametrizada por $\mathbf{r}' = \mathbf{r} + \boldsymbol{\Omega}s$ con $-\infty < s \leq 0$. La intensidad se relaciona con la densidad de energía del campo según

$$u_\nu(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \frac{I_\nu(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})}{c},$$

por lo que

$$n_\nu(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) = \frac{I_\nu(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})}{h\nu c}, \quad (3.2)$$

donde h es la constante de Planck². Luego, para conocer la densidad de fotones de frecuencia ν que se propagan en la dirección de $\boldsymbol{\Omega}$ en el punto \mathbf{r} , debemos calcular la integral de la Ec. 3.1. Para eso escribimos una rutina en C que, dados valores cualesquiera de ν , \mathbf{r} y $\boldsymbol{\Omega}$, estima el valor de $n_\nu(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})$.

La densidad sólo puede ser no nula si la recta Γ cruza el disco de acreción, ya que suponemos que es la única fuente de fotones. Para que eso suceda, mínimamente Γ debe estar dirigida hacia el disco, y además debe pasar a una distancia del origen de coordenadas menor que el radio externo del disco. Esas condiciones geométricas equivalen, respectivamente, a

$$\begin{aligned} \mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\Omega} &\geq 0, \\ \|\mathbf{r} \times \boldsymbol{\Omega}\| &\leq r_{\text{ext}}, \end{aligned}$$

donde r_{ext} es el radio externo del disco. En caso de que las condiciones no se cumplan, la densidad es nula y evitamos el cálculo de la integral. Este análisis sólo tiene sentido si el punto \mathbf{r} yace fuera de la esfera $r = r_{\text{ext}}$. Si, por el contrario, $r \leq r_{\text{ext}}$, no podemos esquivar la integración.

²Max Planck (1858-1947).

Por otro lado, requerimos que la frecuencia ν se encuentre dentro del rango de frecuencias en que el disco emite, es decir,

$$\nu_{\min} \leq \nu \leq \nu_{\max}.$$

De otro modo, la densidad de fotones también es nula.

Si todas las condiciones se cumplen, comenzamos la integración desde el borde de la esfera $r = r_{\text{ext}}$, o desde el punto \mathbf{r} si éste cae adentro, y continuamos hasta salir de ella. Aproximamos la integral por la suma

$$n_{\nu}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}) \sim \frac{1}{h\nu c} \sum_k q_{\nu}(\mathbf{r}'_k) \Delta s,$$

donde usamos que cada elemento de volumen emite en forma isotrópica. Los \mathbf{r}'_k son los puntos centrales de los subintervalos en que partimos el camino y Δs es el paso de integración. En general, los \mathbf{r}'_k no coinciden con los puntos $\bar{\mathbf{r}}_j$ en que tenemos conocidas las emisividades, y tampoco la frecuencia ν coincide con alguna de las $\bar{\nu}_i$. Por eso es necesaria alguna clase de interpolación. Para las frecuencias interpolamos en forma lineal, y para los puntos del espacio hacemos una interpolación por el vecino más cercano. Es decir, tomamos

$$q_{\nu}(\mathbf{r}'_k) \equiv \frac{q_{\bar{\nu}_{i+1}}(\bar{\mathbf{r}}_j) - q_{\bar{\nu}_i}(\bar{\mathbf{r}}_j)}{\bar{\nu}_{i+1} - \bar{\nu}_i} (\nu - \bar{\nu}_i) + q_{\bar{\nu}_i}(\bar{\mathbf{r}}_j),$$

donde $\bar{\nu}_i$ y $\bar{\nu}_{i+1}$ son las frecuencias contiguas a ν , y $\bar{\mathbf{r}}_j$ es el punto más cercano a \mathbf{r}'_k .

Con este método obtenemos la densidad numérica de fotones $n_{\nu}^{(\alpha)}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})$ correspondiente a cada proceso radiativo. La densidad total se obtiene simplemente haciendo la suma sobre los distintos procesos.

3.3 Ajuste sobre el eje z

Los procesos físicos para los que necesitamos la densidad de fotones blanco están localizados principalmente en las cercanías del eje de rotación del agujero negro (el eje z). Por ejemplo, en el Cap. 4 estudiamos la producción de fotones de alta energía en el gap de la magnetósfera, que supondremos ubicado sobre el eje z , y en el Cap. 5 investigamos las cascadas electromagnéticas que cargan de leptones el jet, dirigido también a lo largo del eje z con un alto grado de colimación. Si bien el método detallado en la Sec. 3.2 permite conocer la densidad de fotones blanco $n_{\nu}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega})$ en cualquier punto y dirección, es bastante costoso en tiempo de cómputo, pues requiere de la integración sobre la recta

Γ , con una interpolación multidimensional en cada punto del trayecto. Para agilizar los cálculos decidimos caracterizar la distribución sobre el eje z con un ajuste, en vez de hacer la integración completa cada vez que sea necesaria. El ajuste preserva la información del modelo, pero vuelve su uso mucho más eficiente.

Aquí cambiamos la variable frecuencia por energía, y además trabajamos con la densidad integrada en direcciones. Es decir, tomamos la función

$$N(\varepsilon, z) = \frac{1}{h} \int_{4\pi} n_{\nu}(z \mathbf{e}_z, \boldsymbol{\Omega}) d\boldsymbol{\Omega},$$

donde h es la constante de Planck.

Una vez que los fotones escapan del disco, suponemos que no sufren absorción hasta llegar a las zonas de interacción, por lo que esperamos que la distribución espectral no cambie a lo largo del eje z , salvo una normalización. Por lo tanto, la densidad de fotones puede separarse como

$$N(\varepsilon, z) = n(\varepsilon)\Phi(z).$$

En particular, $\Phi(z)$ es independiente del proceso de emisión. Para ajustar $\Phi(z)$ calculamos la distribución integrada en energías en varios puntos del eje z , con $2r_g \leq z \leq 10^5 r_g$. Tomamos $M = 10^8 M_{\odot}$ y $a = 0.7$. En la Fig. 3.3 mostramos el ajuste realizado. Se trata de una ley de potencias quebrada en $z = 7.94r_g$ que a distancias grandes decae como z^{-2} , acorde a lo esperado. El ajuste resulta

$$N(\varepsilon, z) \equiv \begin{cases} n(\varepsilon) \left(\frac{7.94 r_g}{z}\right)^{0.4859} & \text{si } 2r_g \leq z < 7.94r_g \\ n(\varepsilon) \left(\frac{7.94 r_g}{z}\right)^2 & \text{si } 7.94r_g \leq z \end{cases}.$$

Nos hemos tomado la libertad de delegar la normalización a la parte espectral, ya que así la expresión es válida para cualquiera de los procesos radiativos del disco. Como consecuencia, $n(\varepsilon)$ debe ser el espectro con la normalización correspondiente a $z = 7.94r_g$.

Para el ajuste espectral consideramos por separado los distintos procesos. En todos los casos calculamos el espectro en $z = 7.94r_g$, dado que allí tiene el quiebre la parte espacial. En la Fig. 3.4 mostramos la densidad de fotones por unidad de energía en $z = 7.94r_g$ para todos los procesos.

Los ajustes espectrales se muestran en la Fig. 3.5. La radiación Compton inversa tiene varios picos, y su ajuste es el más pobre. Pero en realidad sólo es defectuoso en intervalos de energía en que el espectro está fuertemente dominado por algún otro proceso, y aún allí da una estimación aceptable de su forma. Por eso lo encontramos satisfactorio, y no

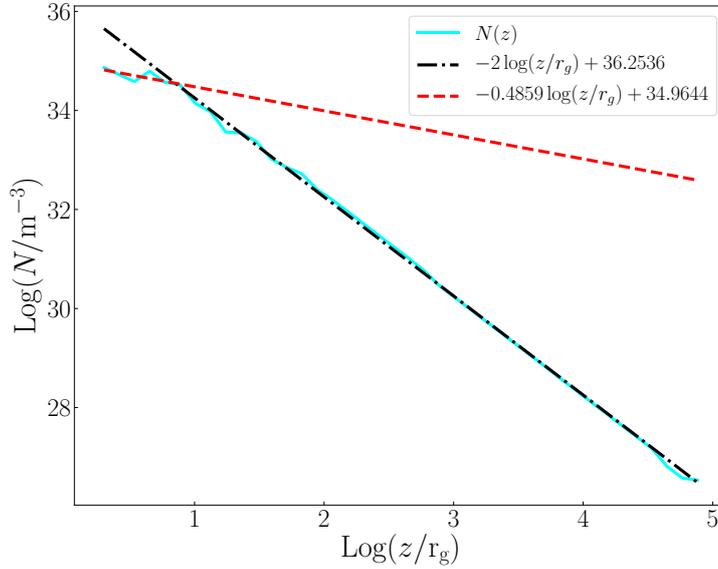


Fig. 3.3: Ajuste de la densidad integrada en energías sobre el eje z . Ajustamos con una ley de potencias quebrada. Según lo esperado, a distancias grandes la densidad decae como z^{-2} . Más cerca del disco hay un poco de ruido numérico, debido a que, por ejemplo, la interpolación de la Sec. 3.2 es la más simple, y a la vez menos precisa.

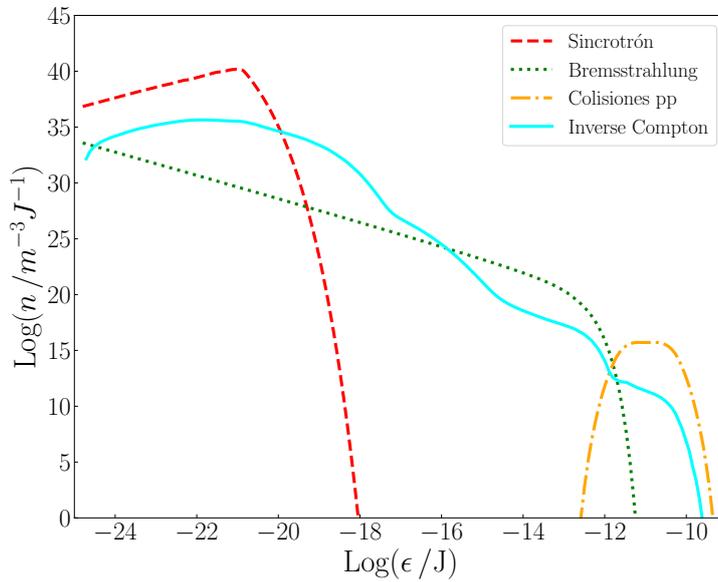


Fig. 3.4: Distribución de los fotones blanco del disco en $z = 7.94r_g$.

hacemos un ajuste más preciso. Los ajustes se componen de expresiones polinómicas en los logaritmos de ambas variables, de tercer grado en el peor de los casos. No volcamos aquí las expresiones por considerarlas poco ilustrativas.

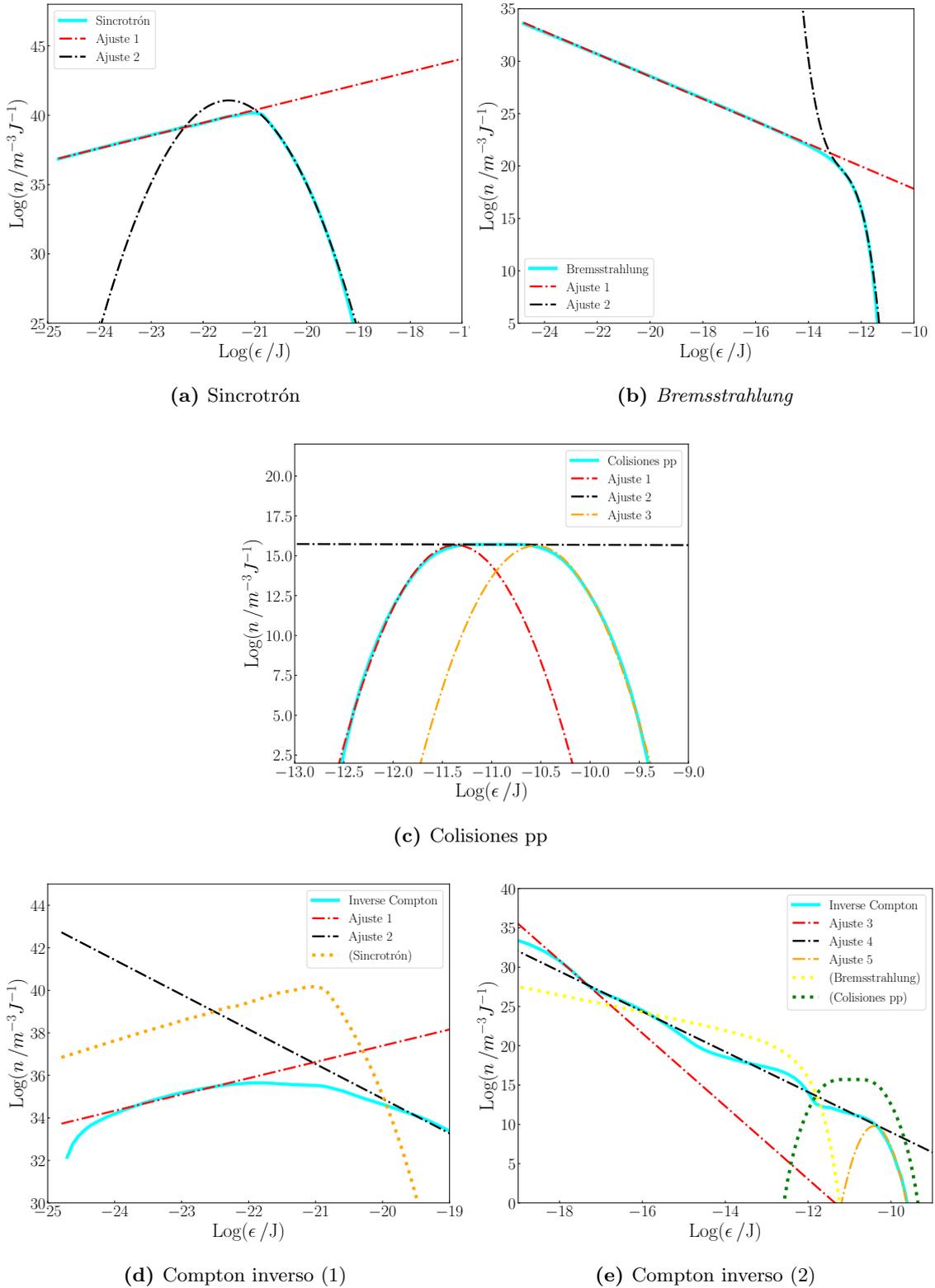


Fig. 3.5: Ajustes espectrales en $z = 7.94 r_g$. La radiación Compton inversa tiene varios picos, y su ajuste es el más pobre. Pero en realidad sólo es defectuoso en intervalos de energía en que el espectro está fuertemente dominado por algún otro proceso, según se muestra en los gráficos, y aún allí sirve para dar una estimación de cómo varía la densidad. Por eso no buscamos un ajuste más preciso.

Capítulo 4

Producción de fotones de alta energía

En el gap que se forma en la región polar de la magnetósfera pueden producirse fotones de alta energía. En la Sec. 2.3.3 vimos que la componente \mathbf{E}_{\parallel} induce una diferencia de potencial en el gap, acelerando los leptones del plasma magnetosférico a muy altas energías. Estos, por las interacciones con el campo de fotones blanco del disco y el campo magnético ambiente, emiten fotones gamma que pueden desatar cascadas electromagnéticas al alcanzar la base del jet, cargando el flujo de materia. El objetivo de este capítulo es estudiar las características de esos fotones gamma. En primer lugar, establecemos un modelo de gap y describimos los procesos físicos que ocurren dentro. Luego, investigamos las condiciones que garantizan su sustentabilidad. Finalmente, calculamos la luminosidad del gap, y la energía con que salen los fotones gamma que inician las cascadas en la base del jet.

4.1 Procesos físicos en el gap

En adelante suponemos que el gap está ubicado sobre el eje z (el eje polar), a una altura $z_{\text{gap}} = 2r_g$, consistente con los resultados de Ford et al. (2018). Como campo de fotones blanco tomamos el que provee el disco de acreción, descrito en el Cap. 3. Además, suponemos que las dimensiones del gap son lo suficientemente pequeñas como para adoptar la homogeneidad del campo de fotones. De aquí en más fijamos la masa del agujero negro en $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$ y la intensidad del campo magnético ambiente en $B = 10^4 \text{ G}$, parámetros típicos en AGNs. Además, tomamos el radio de curvatura de las

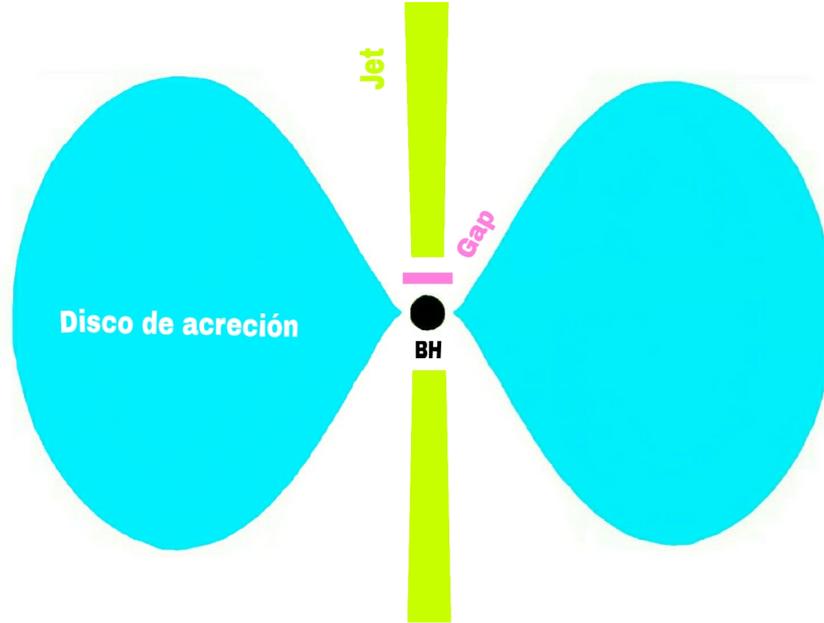


Fig. 4.1: Esquema del sistema. En el gap se producen los fotones que desatan las cascadas electromagnéticas que cargan el jet de materia leptónica. El campo de fotones blanco para las interacciones en el gap es el que provee el disco de acreción.

líneas de campo magnético como $R_c \sim r_g$ (Ford et al. 2018). En la Fig. 4.1 mostramos un esquema del sistema, señalando la posición del gap.

El plasma magnetosférico está compuesto por electrones y positrones. Dependiendo del sentido de rotación del agujero negro, el campo eléctrico acelera unos hacia el horizonte de eventos, y otros en sentido contrario. Los leptones, al adquirir energías relativistas, emiten fotones principalmente en la dirección de su movimiento. Por lo tanto, sólo los leptones que se aceleran hacia afuera producen fotones capaces de desatar cascadas en la base del jet. Los otros se pierden probablemente tras el horizonte. Sin pérdida de generalidad, estudiamos exclusivamente la emisión de los electrones, equivalente a fijar un sentido de rotación para el agujero negro.

En el gap también podría haber protones sueltos, e incluso núcleos más pesados, provenientes, por ejemplo, del disco de acreción. Esto ha sido considerado en algunos trabajos que investigaron el gap como región de aceleración de rayos cósmicos de muy altas energías (Levinson 2000; Moncada et al. 2017). Sin embargo, nuestro interés aquí está en la emisión de las partículas aceleradas. Si bien los protones pueden emitir fotones mucho más energéticos que los leptones, la densidad de esas partículas sueltas cae muy por debajo de la densidad leptónica del plasma, por lo que no esperamos que contribuyan

significativamente a la luminosidad del gap. Esta simplificación debe ser revisada a futuro.

A continuación repasamos algunos aspectos importantes de los procesos físicos tenidos en cuenta para los leptones y fotones en el gap. Para más detalles, ver Romero & Paredes (2011).

4.1.1 Radiación de curvatura

Las trayectorias de los electrones que se mueven sobre las líneas de un campo magnético no uniforme tienen curvatura no nula. La radiación debida a ese movimiento acelerado es la radiación de curvatura. La tasa de pérdida de energía es

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{curv}} = -\frac{2}{3} \frac{e^2 c}{R_c^2} \gamma^4, \quad (4.1)$$

donde e es la carga elemental, c la velocidad de la luz en el vacío, R_c el radio de curvatura de las líneas de campo magnético y γ el factor de Lorentz de la partícula. El tiempo de enfriamiento correspondiente es

$$t_{\text{curv}} = \frac{3mcR_c^2}{2e^2} \frac{1}{\gamma^3}. \quad (4.2)$$

El espectro emitido tiene un pico en la energía

$$\varepsilon_{\gamma, \text{max}} = \frac{3\hbar c}{2R_c} \gamma^3,$$

que, en este escenario, equivale a

$$\varepsilon_{\gamma, \text{max}} = 1.5 \left(\frac{E}{100 \text{ TeV}} \right)^3 \text{ GeV}, \quad (4.3)$$

típicamente rayos gamma para partículas relativistas. Las fórmulas son igualmente válidas para los protones que pudiera haber en el gap. De la Ec. 4.3 vemos que estos darían fotones mucho más energéticos que los electrones. Sin embargo, como aclaramos, ignoramos esta emisión por la baja densidad de los protones en comparación con la de los electrones.

A energías mayores que $\varepsilon_{\gamma, \text{max}}$ el espectro de la radiación de curvatura decae según una ley de potencias con $\sim \varepsilon_{\gamma}^{1/3}$.

4.1.2 Radiación Compton inversa

Los fotones de baja energía del disco pueden convertirse en rayos gamma al ser dispersados por electrones relativistas, tomando energía de ellos. La sección eficaz de esta

interacción depende de la energía inicial de las partículas, de la energía del fotón producto y del ángulo de colisión. El parámetro que caracteriza el régimen de interacción es

$$x = \frac{E_e \varepsilon_{\text{ph}}}{m_e^2 c^4},$$

donde E_e y ε_{ph} son las energías iniciales del electrón y del fotón, y m_e la masa del electrón. En el régimen de Thomson, $x \ll 1$, la sección eficaz es aproximadamente constante, y la transferencia de energía es despreciable. En el régimen de Klein-Nishina¹, $x \gg 1$, el electrón cede una fracción importante de su energía al fotón, pero la sección eficaz decae notablemente.

La tasa de pérdida para un electrón en un campo de fotones puede escribirse como

$$\left. \frac{dE_e}{dt} \right|_{\text{IC}} = - \int d\varepsilon_{\text{ph}} \int d\varepsilon_{\gamma} (\varepsilon_{\gamma} - \varepsilon_{\text{ph}}) \frac{dN}{dt d\varepsilon_{\gamma}}, \quad (4.4)$$

donde ε_{γ} es la energía del fotón producto y $dN / dt d\varepsilon_{\gamma}$ es el espectro diferencial emitido (Blumenthal & Gould 1970). En el régimen de Thomson la tasa de pérdida toma una forma relativamente simple:

$$\left. \frac{dE_e}{dt} \right|_{\text{IC}} \simeq -\frac{4}{3} c \sigma_{\text{T}} u_{\text{ph}} \gamma^2, \quad (4.5)$$

donde σ_{T} es la sección eficaz de Thomson y u_{ph} es la densidad de energía del campo de fotones blanco. El tiempo de enfriamiento en este régimen se reduce a

$$t_{\text{IC}} \simeq \frac{3m_e c}{4\sigma_{\text{T}} u_{\text{ph}}} \frac{1}{\gamma}. \quad (4.6)$$

Calculamos los tiempos de enfriamiento t_{IC} y t_{curv} para los electrones dentro del gap, usando una integración logarítmica adaptada al amplio rango de energías que deseamos cubrir. La distribución de los fotones blanco es la discutida en el Cap. 3. De acuerdo con la Ec. 4.2, $t_{\text{curv}} \sim \gamma^{-3}$. La densidad de energía del campo de fotones es $u_{\text{ph}} \simeq 2.7 \times 10^{-3} \text{ erg cm}^{-3}$. Para los electrones de menor energía la interacción con los fotones ocurre en el régimen de Thomson, en que $t_{\text{IC}} \sim \gamma^{-1}$ (Ec. 4.6). A energías más altas, entra en el régimen de Klein-Nishina en que, si bien el electrón pierde bastante energía en cada interacción, las interacciones se hacen mucho menos probables y el tiempo de enfriamiento aumenta.

¹Oskar Klein (1894-1977) y Yoshio Nishina (1890-1951).

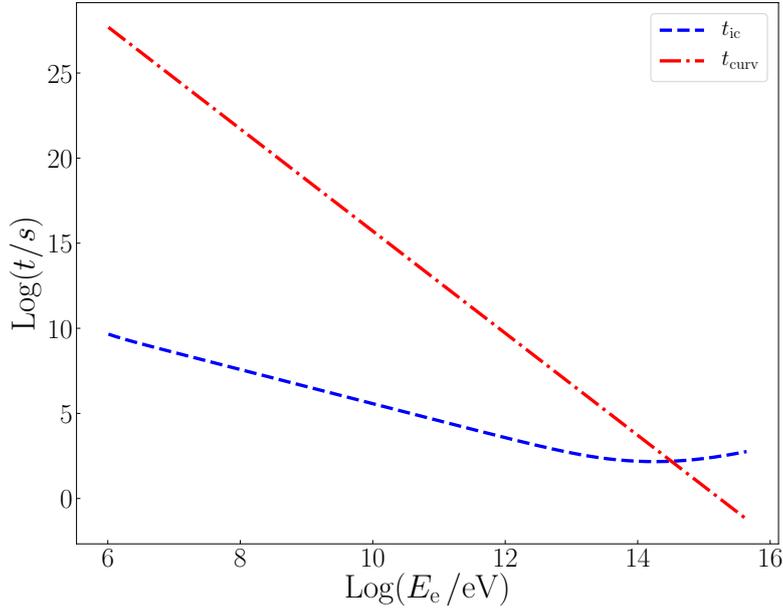


Fig. 4.2: Tiempos de enfriamiento en el gap. El campo de fotones blanco es el provisto por el disco de acreción, discutido en el Cap. 3. En las energías más bajas del intervalo, la interacción procede en el régimen de Thomson, por lo que el tiempo de enfriamiento es $\sim \gamma^{-1}$. El tiempo de enfriamiento por curvatura sigue una ley de potencias $\sim \gamma^{-3}$.

4.1.3 Absorción $\gamma\gamma$

Los fotones gamma producidos en los procesos anteriores pueden ser absorbidos por el campo de fotones del disco según $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$. El umbral de este proceso es

$$\frac{\varepsilon_{\text{ph}}\varepsilon_{\gamma}}{m_e^2c^4} > 1.$$

La sección eficaz depende del ángulo de colisión, y es máxima cerca del umbral. La interacción más eficiente ocurre con fotones de energía

$$\varepsilon_{\text{ph}} \simeq 0.26 \left(\frac{\text{TeV}}{\varepsilon_{\gamma}} \right) \text{eV}. \quad (4.7)$$

Por ejemplo, entre un fotón gamma y un fotón infrarrojo. Por eso esperamos que una porción de los fotones gamma producidos en el gap sean absorbidos por los fotones de baja energía del disco. La profundidad óptica del campo de fotones blanco en el gap para un fotón de energía ε_{γ} es

$$\tau_{\gamma\gamma}(\varepsilon_{\gamma}) = h_{\text{gap}} \int d\varepsilon_{\text{ph}} n(\varepsilon_{\text{ph}}) \sigma_{\gamma\gamma}(\varepsilon_{\gamma}, \varepsilon_{\text{ph}}),$$

donde h_{gap} es la longitud del gap.

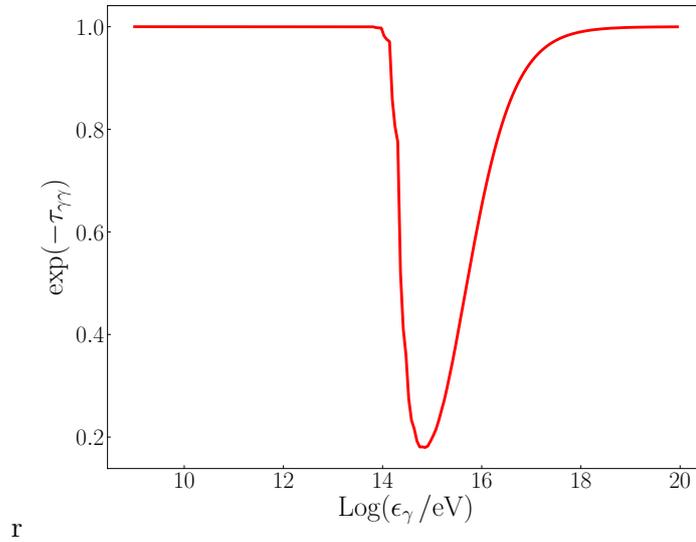


Fig. 4.3: Profundidad óptica en el campo de fotones blanco.

Tomando la distribución de fotones blanco del disco discutida en el Cap. 3, y fijando $h_{\text{gap}} = 0.36 r_g$, calculamos la profundidad óptica en el gap. De vuelta, usamos un método de integración logarítmica adaptado a un rango de varios órdenes de magnitud. En la Sec. 4.2 justificamos la elección del valor particular de h_{gap} . En la Fig. 4.3 mostramos el resultado para el factor de absorción $e^{-\tau_\gamma}$. El campo de fotones blanco es opaco a fotones con energías entre 10^{14} eV y 10^{17} eV, pero es prácticamente transparente a otras energías.

4.2 Sustentabilidad del gap

La creación de leptones a partir de la aniquilación $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ plantea un problema delicado. Los nuevos leptones son acelerados por el campo eléctrico, y al atravesar el gap producen fotones gamma tal como los leptones primigenios. Si esos fotones gamma tienen suficiente energía, crean más leptones al ser absorbidos por el campo de fotones blanco. De esta forma, bajo ciertas condiciones pueden desatarse cascadas electromagnéticas dentro del gap. Si la densidad de carga crece lo suficiente como para apantallar la componente \mathbf{E}_\parallel , el mecanismo de aceleración queda neutralizado y el gap se cierra. Es decir, los leptones ya no se aceleran a energías relativistas, y cesa la producción de fotones gamma. Naturalmente, para lograr un modelo de gap sustentable debemos encontrar un equilibrio entre los procesos, imponiendo condiciones que eviten su cierre.

Según el criterio discutido en Hirotani & Pu (2016), para que el gap sea estable la mul-

tiplicidad de pares M (cantidad de pares electrón-positrón que se crean por cada leptón primigenio) debe ser 1. De esta forma se previene el crecimiento exponencial de la densidad de carga debido a las cascadas dentro del gap. Si los leptones pasan más tiempo dentro del gap, producen más fotones, y, en consecuencia, se crean más pares. Es decir, la multiplicidad de pares depende de la longitud del gap en forma monótona. Por lo tanto, con la condición $M = 1$ determinamos la longitud del gap.

Para conocer la multiplicidad necesitamos saber cuántos fotones emite cada electrón que se acelera en el gap, y qué energías tienen. Para eso tenemos que saber cómo evoluciona la energía de los electrones en su trayecto dentro del gap, y calcular en cada punto el espectro de fotones que emiten por cada proceso. Pero, al mismo tiempo, la evolución depende de la propia longitud del gap, por lo que podemos prever que el esquema del cálculo no es sencillo.

La ecuación para la energía de un electrón en función del tramo recorrido es

$$\frac{dE_e}{dt} = \frac{e\Delta V}{h_{\text{gap}}} - \frac{1}{c} \frac{dE_e}{dt} \Big|_{\text{curv}} - \frac{1}{c} \frac{dE_e}{dt} \Big|_{\text{IC}}, \quad (4.8)$$

donde ΔV es la diferencia de potencial dada en la Ec. 2.28, y las tasas de pérdida son las de las Ecs. 4.1 y 4.4. Si fijamos un valor de h_{gap} y una condición inicial $E_e(0)$, de la resolución de esta ecuación obtenemos $E_e(l)$. Integramos la ecuación para varias longitudes del gap, y encontramos que, independientemente de su valor, los electrones se aceleran muy rápidamente hasta una energía \bar{E} en que la ganancia de energía se equilibra con las pérdidas, y luego recorren prácticamente todo el gap a esa energía (ver Fig. 4.5). Por eso mismo la solución es prácticamente insensible a la condición inicial $E_e(0)$. Teniendo eso en cuenta, nos parece razonable simplificar el esquema tomando $E_e(l) = \bar{E}$.

Para calcular la cantidad de fotones que cada electrón emite a lo largo del gap, tratamos por separado las contribuciones de la radiación de curvatura y la radiación Compton inversa. En el primer caso podemos suponer que todos los fotones son emitidos con la energía del máximo dado en la Ec. 4.3 (Levinson 2000). Es decir, que $\varepsilon_\gamma = \varepsilon_{\gamma,\text{max}}$. De cualquier manera, la contribución de este proceso a la multiplicidad de pares es en realidad despreciable (Hirota & Pu 2016). En esas condiciones, el número de fotones de curvatura emitidos por unidad de tiempo es

$$\frac{dN}{dt} \Big|_{\text{curv}} = - \frac{1}{\varepsilon_{\gamma,\text{max}}} \frac{dE_e}{dt} \Big|_{\bar{E},\text{curv}},$$

por lo que el número total resulta

$$N_{\text{curv}} = - \frac{h_{\text{gap}}}{c\varepsilon_{\gamma,\text{max}}} \frac{dE_e}{dt} \Big|_{\bar{E},\text{curv}},$$

La probabilidad de que uno de esos fotones sea absorbido por el campo de fotones blanco está dada por

$$p = 1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\varepsilon_{\gamma,\max})}.$$

Por lo tanto, podemos estimar la multiplicidad de pares producida vía radiación de curvatura como

$$M_{\text{curv}} = \left(1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\varepsilon_{\gamma,\max})}\right) N_{\text{curv}}. \quad (4.9)$$

En el caso de la radiación Compton inversa no es razonable suponer que el espectro es monoenergético. Como la profundidad óptica depende de la energía de los fotones gamma, para calcular la multiplicidad de pares producida vía radiación Compton inversa debemos integrar sobre el espectro que emiten los electrones. Generalizando lo anterior, obtenemos

$$M_{\text{IC}} = \int \frac{dN_{\text{IC}}}{d\varepsilon_{\gamma}}(\varepsilon_{\gamma}) \left(1 - e^{-\tau_{\gamma\gamma}(\varepsilon_{\gamma})}\right) d\varepsilon_{\gamma}, \quad (4.10)$$

donde

$$\frac{dN_{\text{IC}}}{d\varepsilon_{\gamma}}(\varepsilon_{\gamma}) = \frac{h_{\text{gap}}}{c} \frac{dN_{\text{IC}}}{dt d\varepsilon_{\gamma}}$$

es el número de fotones de energía ε_{γ} producidos por cada electrón en su paso por el gap.

Finalmente, con las expresiones de las Ecs. 4.9 y 4.10 podemos calcular la multiplicidad total de pares para cualquier longitud del gap. Con un método iterativo, hallamos el valor de h_{gap} que hace que $M_{\text{curv}} + M_{\text{IC}} = 1$. Es decir, tomamos un par de estimaciones iniciales, y usamos el método de la secante para resolver la ecuación $M_{\text{curv}}(h_{\text{gap}}) + M_{\text{IC}}(h_{\text{gap}}) - 1 = 0$. Esto requiere en cada paso del cálculo de la energía de equilibrio \bar{E} , y de las multiplicidades de las Ecs. 4.9 y 4.10, con la evaluación de las tasas de enfriamiento y la profundidad óptica. Al cabo de 7 iteraciones obtenemos $h_{\text{gap}} = 0.36 r_g$ con un error relativo de 10^{-3} . En la Fig. 4.4 mostramos el tiempo de aceleración y los tiempos de enfriamiento para $h_{\text{gap}} = 0.36 r_g$. La energía de equilibrio de las tasas resulta $\bar{E} \simeq 2.1 \times 10^{15}$ eV. A energías más bajas, la aceleración domina fuertemente sobre las pérdidas. En la Fig. 4.5 mostramos la solución de la Ec. 4.8 con $h_{\text{gap}} = 0.36 r_g$. Vemos que, efectivamente, las partículas se aceleran muy rápidamente hasta la energía \bar{E} , y luego recorren prácticamente todo el gap con esa energía.

4.3 Luminosidad del gap

Los fotones de alta energía producidos en el gap son las partículas iniciales de las cascadas electromagnéticas que cargan al jet de materia leptónica. Para estudiar las cascadas

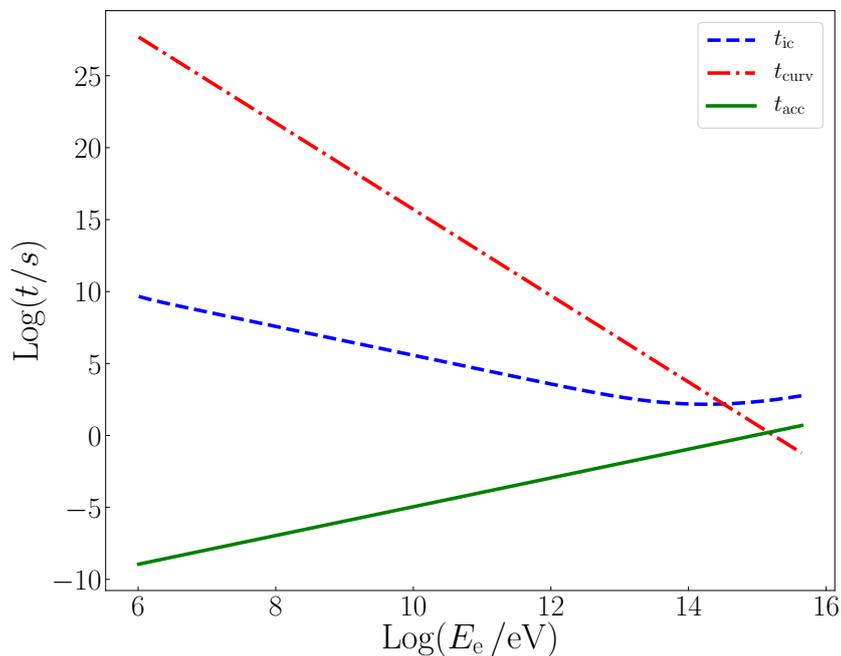


Fig. 4.4: Tiempos de enfriamiento y aceleración en el gap. La energía de equilibrio de las tasas resulta $\bar{E} \simeq 2.1 \times 10^{15}$ eV.

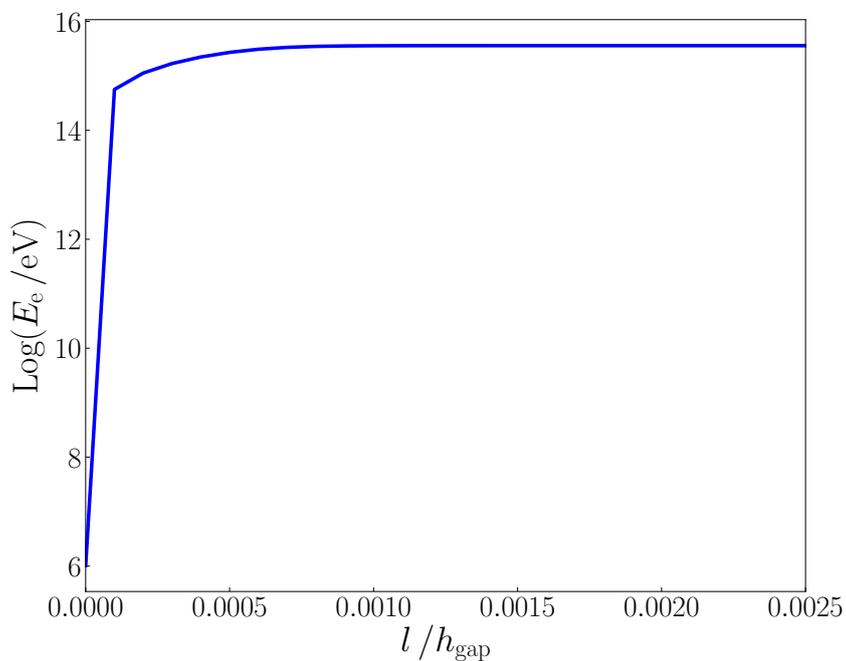


Fig. 4.5: Energía en función de la longitud recorrida. Las partículas se aceleran muy rápidamente hasta la energía \bar{E} y recorren prácticamente todo el gap a esa energía.

necesitamos conocer la luminosidad del gap y el espectro de los fotones emitidos.

Como vimos en la Sec. 4.2, la distribución de electrones en el gap es esencialmente monoenergética ($E_e = \bar{E}$). La luminosidad del gap se puede estimar como

$$L_{\text{gap}} = -N_e \frac{dE_e}{dt} \Big|_{\bar{E}},$$

donde N_e es el número de electrones en el gap, y dE_e/dt es la tasa de pérdida total. Las pérdidas a energía \bar{E} están completamente dominadas por la radiación de curvatura (ver Fig. 4.4), por lo que en buena aproximación podemos tomar

$$L_{\text{gap}} = -N_e \frac{dE_e}{dt} \Big|_{\bar{E}, \text{curv}}.$$

El número de electrones en el gap es

$$N_e = \frac{\rho}{e} V_{\text{gap}},$$

donde ρ es la densidad de carga y V_{gap} es el volumen del gap. La densidad de carga debe ser menor que la densidad de Goldreich-Julian, porque en ese valor el plasma magnetosférico recupera la condición *force-free* y \mathbf{E}_{\parallel} desaparece (Sec. 2.3.3). Aquí suponemos que $\rho \sim 0.1 \rho_{\text{GJ}}$. La densidad de Goldreich-Julian puede estimarse como (Ptitsyna & Neronov 2016)

$$\rho_{\text{GJ}} \sim \left(\frac{1}{8\pi^2} \right) \left(\frac{B}{r} \right) \left(\frac{a}{r_g} \right).$$

Suponemos que el gap es un cilindro de radio r_{gap} , por lo que

$$V_{\text{gap}} = \pi h_{\text{gap}} r_{\text{gap}}^2.$$

Tomando $r_{\text{gap}} = 0.01 z_{\text{gap}} = 0.02 r_g$, obtenemos $L_{\text{gap}} \sim 1.5 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$.

En cuanto al espectro de los fotones emitidos, considerando que todos los electrones tienen energía \bar{E} , que a esa energía la radiación de curvatura domina completamente las pérdidas, y que el espectro de la radiación de curvatura se puede aproximar como monocromático, encontramos razonable suponer que los fotones que desatan las cascadas en la base del jet tienen todos la misma energía. De acuerdo a la Ec. 4.3, la energía es

$$\varepsilon_{\gamma} = 6.9 \times 10^{10} \text{ eV}.$$

Por último, una característica de la radiación de curvatura es que, para electrones relativistas, los fotones son emitidos principalmente en la dirección del movimiento. Más precisamente, dentro de un cono de semiapertura $1/\gamma$, siendo γ el factor de Lorentz del

electrón. En estas condiciones, como $\bar{E} \sim 10^9 m_e c^2$, podemos suponer que los fotones salen del gap altamente colimados en la dirección del eje z .



El objetivo principal de este capítulo era determinar las propiedades de las partículas iniciales de las cascadas electromagnéticas que cargan el jet de materia leptónica, es decir, los fotones producidos en el gap. Fijamos $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$, $z_{\text{gap}} = 2r_g$ y $B = 10^4$ G. Al estudiar los procesos radiativos, notamos que debe prevenirse el desarrollo de cascadas dentro del gap para evitar su cierre. Para eso impusimos que la multiplicidad de pares fuera 1, y de allí obtuvimos $h_{\text{gap}} = 0.36 r_g$. Con ese valor de h_{gap} , calculamos $E_e(l)$ resolviendo la Ec. 4.8 y encontramos que los electrones se aceleran rápidamente hasta la energía $\bar{E} = 2.1 \times 10^{15}$ eV, y recorren prácticamente todo el gap a esa energía. Finalmente, concluimos que la distribución de los fotones emitidos por los electrones puede ser aproximada por un haz de energía $\varepsilon_{\gamma} = 6.9 \times 10^{10}$ eV altamente colimado en la dirección del eje z . La luminosidad del gap resulta $L_{\text{gap}} \sim 1.5 \times 10^{36}$ erg s⁻¹.

Capítulo 5

Inyección de materia leptónica

El objetivo general de este trabajo es investigar la hipótesis de que, en el contexto del mecanismo de Blandford & Znajek (1977), el proceso que carga de materia leptónica el flujo de Poynting es la creación de pares por el desarrollo de cascadas electromagnéticas. En el Cap. 3 estudiamos la fuente de fotones blanco propuesta para las cascadas, el disco de acreción. Presentamos el modelo específico de acreción utilizado, mostramos cómo a partir de él obtenemos la densidad de fotones en cualquier punto del espacio, y ajustamos esa distribución sobre el eje z . En el Cap. 4 analizamos la producción de fotones de alta energía en el gap, que son la semilla de las cascadas. Con esto hemos reunido los elementos necesarios y, finalmente, hemos llegado al punto central del trabajo.

El esquema general de las cascadas es el siguiente: los fotones gamma se propagan desde el gap hasta aniquilarse con los fotones blanco del disco, produciendo pares electrón-positrón. Los leptones creados comienzan a moverse bajo la influencia del campo magnético, perdiendo energía al comptonizar los fotones blanco, y produciendo más fotones gamma. Esos fotones, si tienen suficiente energía, pueden aniquilarse tal como los primeros, reanudando la cadena. Si el escenario es favorable, al cabo de varias generaciones las cascadas van inyectando materia leptónica en el jet, a expensas de la energía de los fotones iniciales. Eventualmente las cascadas se detienen, por ejemplo, cuando el campo de fotones blanco se vuelve demasiado diluido, o cuando la energía inicial se degradada a tal punto que dejan de ocurrir interacciones.

En este capítulo investigamos ese proceso. Justificamos la necesidad de una implementación numérica de las ecuaciones, y describimos el esquema de las simulaciones Montecarlo que realizamos con el código UTOPIA. En un breve interludio detallamos el modelo de campo magnético diseñado especialmente para este problema. Por último,

mostramos los resultados de las simulaciones y calculamos la magnetización a lo largo del jet.

5.1 Simulación Montecarlo

El conocimiento de la densidad de leptones creados en las cascadas implica la resolución de la ecuación de transporte. La dispersión Compton inversa y la aniquilación $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ acoplan la evolución de los leptones con la de los fotones planteando un problema de difícil tratamiento. La ecuación de transporte es altamente no lineal, pues las interacciones introducen un término de absorción y un término de fuente que dependen de la propia densidad leptónica, por lo que un enfoque analítico es irrealizable. Además, la ecuación no puede resolverse en una aproximación local *one zone*, o alguna de esa clase, porque los leptones creados en una región pueden propagarse e interactuar en cualquier otra parte. El problema debe ser abordado necesariamente en forma numérica. En este trabajo estudiamos las cascadas con un método de Montecarlo, realizando simulaciones con el código UTOPIA desarrollado por el Dr. Leonardo J. Pellizza, codirector de esta tesis.

Para empezar, se crea una muestra representativa de las distribuciones iniciales de partículas, y se la evoluciona integrando las ecuaciones de movimiento en el espacio de fases de cada una de ellas. Al cabo de un tiempo, las distribuciones son afectadas por las interacciones con los campos presentes. Puede mostrarse que la implementación de este método es equivalente a la integración de la ecuación de transporte.

Las ecuaciones de movimiento de los leptones son

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{p}}{m\gamma}, \quad (5.1)$$

$$\dot{\mathbf{p}} = q\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}, \quad (5.2)$$

donde \mathbf{r} y \mathbf{p} son las coordenadas de las partículas en el espacio de fases, γ es el factor de Lorentz y \mathbf{B} es el campo magnético. Las ecuaciones para los fotones son, en cambio,

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{c^2}{\varepsilon} \mathbf{p}, \quad (5.3)$$

$$\dot{\mathbf{p}} = 0, \quad (5.4)$$

donde $\varepsilon = cp$ es la energía de los fotones. Para la integración se utiliza la técnica *leapfrog*: esencialmente, se toma un intervalo de tiempo Δt , se calcula la fuerza en el medio del intervalo, y se propaga la partícula de acuerdo a esa fuerza.

Simultáneamente, en cada paso se genera una muestra de la distribución de blancos y se asigna una probabilidad de interacción dada por

$$p(\Delta t) \propto e^{-\Delta t/\tau_{\text{int}}}. \quad (5.5)$$

Aquí τ_{int} es el tiempo de interacción, que puede calcularse según

$$\frac{1}{\tau_{\text{int}}} = \int n(\varepsilon, \Omega) \sigma(\mathbf{p}, \varepsilon, \Omega) v_{\text{rel}} d\varepsilon d\Omega,$$

donde ε y Ω son la energía y dirección de movimiento de los blancos, σ es la sección eficaz diferencial de la interacción y v_{rel} es la velocidad relativa entre la partícula y los blancos. Para decidir si la interacción ocurre, una vez calculada la probabilidad según la Ec. 5.5, el código genera un número aleatorio x de distribución uniforme en $[0, 1]$. Si $0 \leq x \leq p$, se hace la interacción: se muestrean las propiedades de las partículas producto de acuerdo a los principios de conservación de la energía y del momento, y a la distribución de probabilidades asociada, y se reemplazan las viejas partículas por las nuevas. En cambio, si $p < x \leq 1$ no hay interacción, y simplemente se continúa con la evolución de la partícula hasta que ocurra una interacción. Eventualmente, la evolución se detiene cuando la partícula escapa de la región de interés, cuando su energía cae por debajo del umbral de la simulación, o cuando el tiempo excede una cota preestablecida. La simulación finaliza una vez que se han evolucionado todas las partículas iniciales y todas las que fueron creadas en el transcurso. Como puede verse, el código UTOPIA es extremadamente general. Basta con especificar las distribuciones de partículas iniciales, los campos externos presentes y las secciones eficaces de las interacciones relevantes para simular la evolución de cualquier sistema de esta clase.

En nuestro caso, las partículas iniciales son los fotones gamma que salen del gap. De acuerdo a lo visto en el Cap. 4, tomamos un haz de fotones de energía $\varepsilon_\gamma = 6.9 \times 10^{10}$ eV colimado en la dirección del eje z . Uno de los campos externos es el de los fotones blanco que provienen del disco de acreción, discutido en el Cap. 3. En particular, como los procesos ocurren en las cercanías del eje z , tomamos el ajuste de la Sec. 3.3 como representativo del campo aún si estrictamente estamos fuera del eje. Las interacciones asociadas a los fotones blanco son la aniquilación $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$ con los fotones de alta energía, y la dispersión Compton inversa con los leptones creados en las cascadas. El otro campo externo es el campo magnético, que tiene asociada la radiación sincrotrón. En la Sec. 5.2 presentamos el modelo de campo magnético que diseñamos especialmente para este problema.

A fin de cuentas, el resultado que buscamos extraer de las simulaciones es la tasa de inyección de leptones en el flujo del jet. Para esto podemos lanzar una cierta cantidad de fotones iniciales, y luego normalizar la inyección obtenida de acuerdo a la luminosidad del gap. Una vez caracterizada la inyección, calculamos la densidad leptónica en el jet, y con eso la magnetización.

5.2 Campo magnético

Los leptones, entre las interacciones sucesivas, se mueven sujetos a la fuerza de Lorentz debida al campo magnético. Las simulaciones implican la integración de las ecuaciones de movimiento 5.1, por lo que se requiere una descripción completa del campo magnético en el jet. No basta con conocer la intensidad de \mathbf{B} , sino que debemos especificar su geometría. Muy poco se sabe hasta el momento acerca de los detalles de los campos magnéticos en jets. Esta circunstancia, aunque es lamentable, nos da cierta libertad para proponer un modelo nosotros mismos. En esta sección discutimos el modelo de campo magnético que diseñamos especialmente para este problema.

La ecuación $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ en coordenadas cilíndricas tiene la forma

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (rB_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial B_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0. \quad (5.6)$$

Por la simetría azimutal el término con $\partial/\partial\phi$ desaparece. En estas condiciones, las componentes poloidales del campo pueden escribirse como

$$B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad (5.7)$$

donde $\psi(r, z)$ es la función de flujo magnético, en forma análoga a lo visto en la Sec. 2.3. Puede verse que este campo satisface la Ec. 5.6. Además, $\mathbf{B} \cdot \nabla \psi = 0$. Es decir, \mathbf{B} es tangente a las superficies $\psi = \text{cte}$. Teniendo eso en cuenta, una elección sencilla y aparentemente razonable es

$$\psi = \frac{\psi_0 r}{z},$$

con ψ_0 una constante, buscando inducir una geometría cónica en \mathbf{B} . Sin embargo, el campo que se desprende de ese flujo magnético es

$$B_r = \frac{\psi_0}{z^2}, \quad B_z = \frac{\psi_0}{rz},$$

que resulta inaceptable a nuestros fines, pues diverge sobre el eje z ($r = 0$). Las condiciones

$$\psi|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \psi}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (5.8)$$

son suficientes para evitar esta divergencia. Tomamos

$$\psi = \frac{\psi_0 r^2}{z}, \quad (5.9)$$

que cumple las condiciones. Hacemos esa elección porque las superficies $\psi = \text{cte}$ son paraboloides, tal vez la geometría más sencilla después de la cónica. Las componentes del campo paraboloidal resultan

$$B_r = \psi_0 \frac{r}{z^2}, \quad B_z = \psi_0 \frac{2}{z}. \quad (5.10)$$

ψ_0 es un parámetro libre del modelo que se puede fijar, por ejemplo, en términos de la intensidad de \mathbf{B}_P en algún punto del espacio. La divergencia sobre el plano $z = 0$ no es un problema pues la región de interés en nuestro trabajo no lo contiene. Este campo tiene varias cualidades deseables: B_r se anula en $r = 0$ como requiere la simetría azimutal, B_z decae con $1/z$ y además

$$\|\mathbf{B}_P\| \sim \frac{1}{z} \sqrt{1 + \frac{r^2}{4z^2}}.$$

Por otro lado, sobre la componente B_ϕ no hay restricciones, excepto que debe anularse en $r = 0$ también por simetría. Aquí tomamos

$$B_\phi = \alpha B_r, \quad (5.11)$$

dejando α como otro parámetro libre.

Por último, cortamos el campo de manera que no se extienda a todo el espacio. Naturalmente, decidimos cortarlo en un paraboloide de ecuación

$$z = qr^2,$$

siendo q otro parámetro libre. Para poder preservar, aún así, la ecuación $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ en todo el espacio, aplicamos el corte sobre ψ y luego calculamos el campo que se desprende del nuevo flujo magnético. El corte no puede ser abrupto, porque causaría problemas numéricos.

Tomamos un nuevo flujo magnético Ψ que coincide con ψ dentro del paraboloide límite, es decir, cuando $r \ll \sqrt{z/q}$, y que se anula cuando $r \gg \sqrt{z/q}$. Éste es

$$\Psi = \frac{\psi}{2} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left(\frac{4(r - \sqrt{z/q})}{\Delta r} \right) \right\},$$

donde Δr es el ancho de la región de transición en que hacemos que Ψ se anule suavemente. El campo magnético adquiere un término adicional, pero si Δr es pequeño éste sólo es apreciable en las cercanías del paraboloide límite, y aún allí su único efecto es que el campo se anule con continuidad.

A modo de ilustración, mostramos las trayectorias de partículas en el campo parabólico calculadas con UTOPIA. Pero antes de eso, probamos brevemente la efectividad del código con el caso de un campo magnético uniforme en que las trayectorias son bien conocidas. Lanzamos un electrón con energía $E = 10^{15}$ eV y dirección ($\theta = 45^\circ$, $\varphi = 90^\circ$) en un campo uniforme paralelo al eje z de intensidad $B_z = 10^4$ G. La energía adoptada es meramente ilustrativa, aunque coincide en orden de magnitud con la energía a la que son acelerados los electrones en el modelo de gap discutido en el Cap. 4. Por el momento sólo integramos las ecuaciones de movimiento 5.1, sin incorporar la fuerza de reacción. Es decir, no hay pérdidas sincrotrón y la energía se conserva. En la Fig. 5.1 comparamos la solución exacta del problema y la trayectoria calculada con UTOPIA.

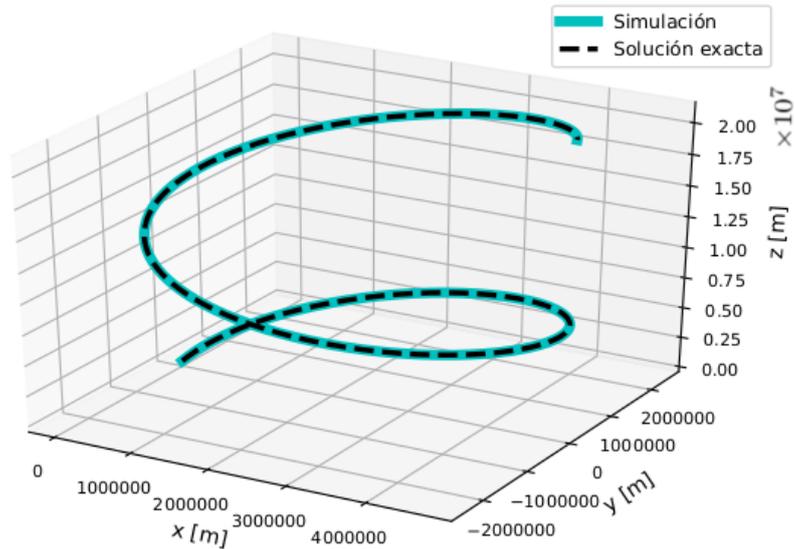


Fig. 5.1: Trayectoria de un electrón en un campo magnético uniforme simulada con UTOPIA. $E = 10^{15}$ eV, $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 90^\circ$ y $B = 10^4$ G. La trayectoria simulada coincide perfectamente con la solución analítica del problema.

Ahora fijamos los parámetros del campo parabolooidal tomamando una altura de re-

ferencia $z_{\text{base}} = 10^{10}$ m. De las Ecs. 5.10 despejamos, por ejemplo, el parámetro $\psi_0 = z_{\text{base}} B_z(z_{\text{base}})/2$. De aquí en más $B_z(z_{\text{base}}) = 10^4$ G. Por otro lado, si r_{base} es el radio del paraboloide límite a altura z_{base} , deducimos que $q = z_{\text{base}}/r_{\text{base}}^2$. Tomamos $r_{\text{base}} = 0.01z_{\text{base}}$ y $\Delta r = 10^{-4}r_{\text{base}}$. Queda por fijar α , el cociente entre las componentes toroidal y radial del campo.

Simulamos con UTOPIA las trayectorias de electrones de energía 10^{15} eV y 10^{16} eV, tomando $\alpha = 0, 1$ y 10 . De vuelta, las energías seleccionadas son meramente ilustrativas. Las partículas fueron lanzadas en la dirección ($\theta = 10^\circ, \varphi = 90^\circ$). Simulamos 5 s en los casos en que $E = 10^{15}$ eV, y 500 s en los que $E = 10^{16}$ eV. También excluimos las pérdidas sincrotrón, simplemente integramos las Ecs. 5.1. En la Fig. 5.2 mostramos los resultados. Las trayectorias son de tipo helicoidal, pero presentan desviaciones debidas a la no uniformidad del campo: el radio de la hélice se incrementa a medida que z crece, ya que la intensidad del campo decae, y el centro se desplaza en vez de permanecer fijo. El efecto de la componente toroidal es torcer la hélice, haciendo en el caso extremo que el centro describa una hélice adicional.

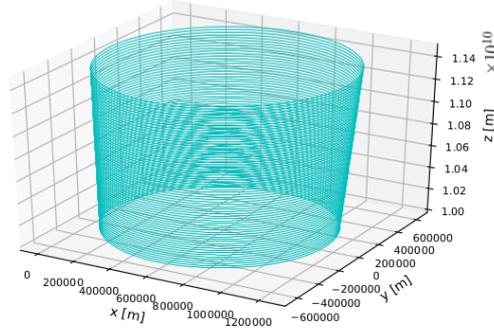
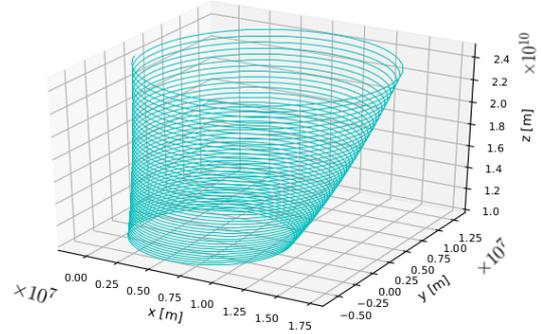
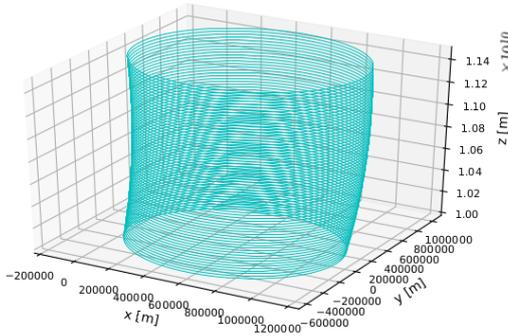
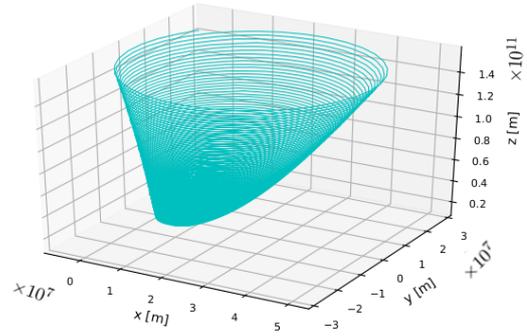
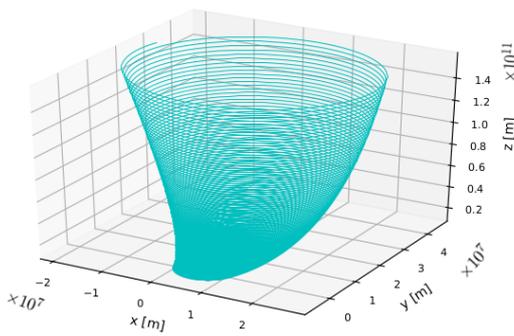
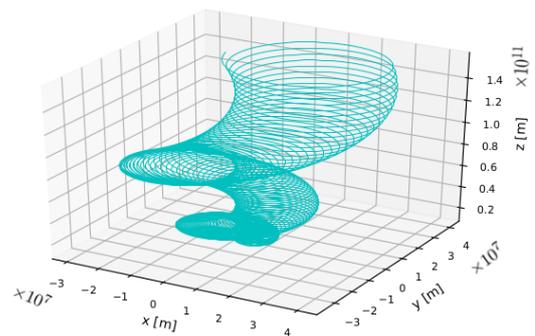
(a) $E = 10^{15}$ eV, $\alpha = 0$ (b) $E = 10^{15}$ eV, $\alpha = 1$ (c) $E = 10^{15}$ eV, $\alpha = 10$ (d) $E = 10^{16}$ eV, $\alpha = 0$ (e) $E = 10^{16}$ eV, $\alpha = 1$ (f) $E = 10^{16}$ eV, $\alpha = 10$

Fig. 5.2: Trayectorias de electrones en el campo magnético parabólico calculadas con **UTOPIA**. $z_{\text{base}} = 10^{10}$ m y $B_z(z_{\text{base}}) = 10^4$ G. La dirección de lanzamiento es $(\theta = 10^\circ, \varphi = 90^\circ)$. Al costado de los ejes se ven indicaciones sobre las escalas.

5.3 Resultados

El modelo de campo magnético era el ingrediente restante para poder realizar las simulaciones completas. Finalmente, juntamos el campo magnético con el campo de fotones blanco, e investigamos lo que sucede al lanzar fotones gamma desde el gap. Como adelantamos, tomamos un haz de fotones de energía $\epsilon_\gamma = 6.9 \times 10^{10}$ eV y momento dirigido a lo largo del eje z . Los hacemos partir de la ubicación del gap, en $z_{\text{gap}} = 2r_g$. Para el modelo de campo magnético tomamos $z_{\text{base}} = z_{\text{gap}}$ y $r_{\text{base}} = r_{\text{gap}}$ (Sec. 4.3), lo que determina el ancho del paraboloides límite. Además, tomamos $\Delta r = 10^{-4}r_{\text{base}}$ y $\alpha = 0.01$. En cuanto a B_0 , realizamos tres simulaciones, una con (a) $B_0 = 10^4$ G, otra con (b) $B_0 = 10^3$ G, y otra con (c) $B_0 = 10^2$ G. En (a) lanzamos 100 fotones, y en (b) y (c), 10 fotones.

Otros información importante a especificar son las condiciones de corte de las simulaciones. La evolución de una partícula deja de seguirse cuando su energía cae por debajo de $\epsilon_{\text{min}} = 10^9$ eV. En ese caso decimos que se termaliza, y pasa a formar parte del bulto del jet. En las condiciones detalladas, la simulación (a) tardó 1 hora en finalizar, la (b) 10 horas, y la (c) 42 horas, todas en un único procesador.

En el caso (a), encontramos que no se forma una cascada de gran escala. Los fotones iniciales se aniquilan creando una primera generación de leptones cerca del gap, pero el enfriamiento sincrotrón los termaliza rápidamente, dominando largamente sobre el enfriamiento Compton inverso. Además, tanto para los leptones como para los fotones, la mayor cantidad de interacciones se da con los fotones sincrotrón del disco. Como estos tienen energías entre 10^{-6} eV y 10^{-2} eV, esas interacciones proceden en el régimen de Thomson, en que se obtienen fotones producto con energías bajas. Es decir, los pocos fotones de segunda generación que se crean no tienen suficiente energía para continuar la cascada. Igualmente, los fotones iniciales crean leptones donde sea que interactúen con el campo de fotones blanco, por lo que de todas formas el jet se carga de materia que se va con el flujo magnético. En los casos (b) y (c) la perspectiva mejora, y esa es la razón de que los hayamos realizado a pesar de que los campos más comunes son probablemente como el del caso (a). Al bajar el campo magnético el enfriamiento sincrotrón se vuelve menos dominante, y aparecen nuevas generaciones de fotones. Aún así, la mayor cantidad de leptones siguen siendo creados en las cercanías del gap.

En resumen, el enfriamiento sincrotrón es lo que eventualmente corta las cascadas, según domine en mayor o menor medida. Aún así, en los tres casos se crean leptones a lo largo del jet, que se enfrían rápidamente y se termalizan prácticamente *in situ*. Estos

leptones ingresan al flujo del jet, y la magnetización termina igualmente decayendo debido al decaimiento del campo magnético.

Concretamente, el resultado que extraemos de las simulaciones es la cantidad de leptones depuestos en el flujo a lo largo del jet por número de fotones iniciales. En la Fig. 5.3 mostramos estos resultados, de acuerdo a lo discutido en los párrafos anteriores. Con esta información, a partir de la ecuación de continuidad podemos calcular la densidad de leptones y la magnetización del flujo a lo largo del jet.

La ecuación de continuidad en el caso estacionario con término de fuente es

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = q,$$

donde ρ es la densidad de masa, \mathbf{v} el campo de velocidades macroscópicas, y q la densidad de masa inyectada por unidad de tiempo. Aprovechando que prácticamente todos los leptones se termalizan en las cercanías del gap, podemos hacer un cálculo simplificado de la densidad suponiendo que la inyección está localizada en la base, y luego resolver la ecuación de continuidad sin término de fuente con la condición de contorno correspondiente.

A partir de los histogramas de la Fig. 5.3 podemos obtener la cantidad de leptones creados en la base por cada fotón inicial. Los resultados son (a) 3.16 leptones por fotón, (b) 19 leptones por fotón y (c) 63.4 leptones por fotón. Luego, suponiendo que los leptones abandonan la región de inyección a velocidad $\sim c$, podemos calcular la densidad de masa en la base como

$$\rho_{\text{base}} = \frac{N_1 m_e}{\epsilon_\gamma c} F_{\text{gap}},$$

donde N_1 es la cantidad de leptones inyectados por fotón inicial, y $F_{\text{gap}} = L_{\text{gap}}/\pi r_{\text{gap}}^2$ es el flujo de fotones del gap. Los resultados son (a) $\rho_{\text{base}} = 5.47 \times 10^{-27} \text{ g cm}^{-3}$, (b) $\rho_{\text{base}} = 3.29 \times 10^{-26} \text{ g cm}^{-3}$ y (c) $\rho_{\text{base}} = 1.09 \times 10^{-25} \text{ g cm}^{-3}$. Estos leptones ingresan en el flujo del jet y podemos suponer que se propagan de acuerdo a la ecuación de continuidad sin término de fuente,

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0. \quad (5.12)$$

De la condición de congelamiento del fluido al flujo magnético, podemos tomar $\mathbf{v} \parallel \mathbf{B}$. En particular,

$$\mathbf{v} = c \frac{\mathbf{B}}{B},$$

que satisface la ecuación de inducción $\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0$. Reemplazando esto en la Ec.

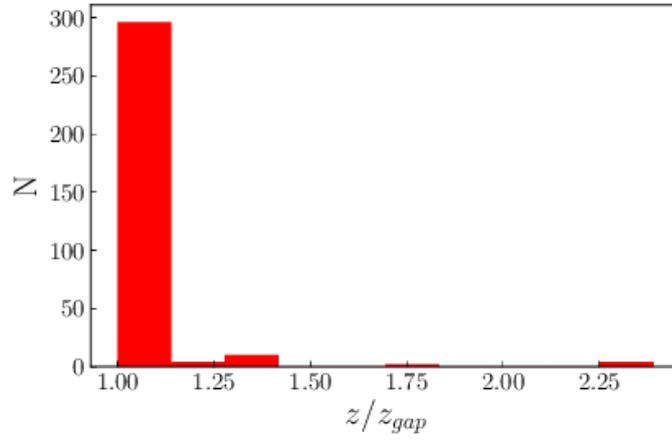
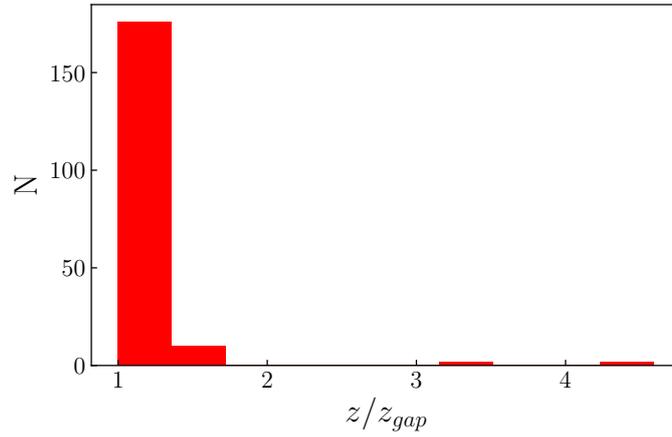
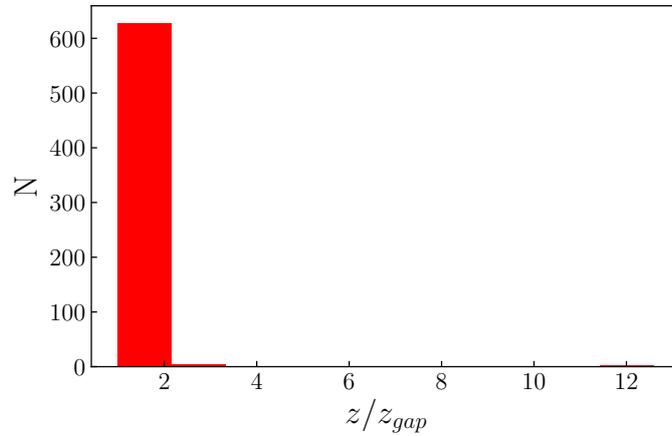
(a) $B_0 = 10^4$ G. 100 fotones iniciales.(b) $B_0 = 10^3$ G. 10 fotones iniciales.(c) $B_0 = 10^2$ G. 10 fotones iniciales.

Fig. 5.3: Cantidad de leptones depuestos en el flujo del jet por número de fotones iniciales. Observamos que en todos los casos, aunque en diferente grado, la mayor cantidad de leptones se termaliza en las cercanías del gap. Por eso nos parece razonable suponer que la inyección está localizada en la base para simplificar el cálculo de la densidad.

5.12, y considerando que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, obtenemos

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \left(\frac{\rho}{B} \right) = 0. \quad (5.13)$$

Es decir, el cociente ρ/B es constante sobre las superficies magnéticas.

La característica del flujo que nos interesa es la predominancia entre la materia y el campo magnético. Para eso formamos el parámetro adimensional

$$\sigma = \frac{B^2/8\pi}{\rho c^2}. \quad (5.14)$$

Notemos que podemos escribir

$$\frac{\sigma}{B} = \frac{1}{8\pi c^2} \left(\frac{\rho}{B} \right)^{-1},$$

por lo que el cociente σ/B también debe ser constante sobre las superficies magnéticas, ya que es función de ρ/B . Este resultado simplifica enormemente el cálculo de la magnetización, ya que B es la intensidad que corresponde a nuestro modelo. Dado que hemos supuesto que la inyección leptónica está localizada en la base del jet, si conocemos la magnetización en la base podemos calcularla en todo el espacio. A partir de un razonamiento geométrico sencillo obtenemos

$$\sigma(r, z) = \frac{B(r, z)B(r_0, z_{\text{base}})}{8\pi c^2 \rho_{\text{base}}}, \quad (5.15)$$

donde $r_0 = r\sqrt{z_{\text{base}}/z}$ es el radio en que la superficie magnética sobre la que se encuentra el punto (r, z) corta la base del jet. También puede escribirse de la forma

$$\sigma(r, z) = \frac{B(r, z)}{B(r_0, z_{\text{base}})} \sigma(r_0, z_{\text{base}}), \quad (5.16)$$

que muestra que sobre las superficies magnéticas $\sigma \sim B$.

Hemos considerado que la densidad inyectada se distribuye uniformemente sobre la base, lo cual es consistente con la hipótesis de homogeneidad que adoptamos para todos los procesos físicos en el gap. En la Fig. 5.4 mostramos la magnetización en el jet para el caso (a). Si bien en principio σ depende de r y de z , la dependencia con r es débil, al punto de que en el mapa de color en escala logarítmica ni siquiera es evidente. Esto es consecuencia de haber distribuido la densidad en la base de forma uniforme, y de la dependencia moderada que tiene el campo magnético con r , pues

$$B(r, z) \sim \frac{1}{z} \sqrt{1 + \frac{r^2}{4z^2}}. \quad (5.17)$$

Por lo tanto, basta ver el decaimiento de la magnetización sobre el eje z . En la Fig. 5.5 lo mostramos para los tres casos. Básicamente, en el contexto de los resultados según los que los leptones son inyectados mayormente en las cercanías del gap, la magnetización queda determinada por el valor que toma en la base, y luego decae con $\sim z^{-1}$, de acuerdo a las Ecs. 5.16 y 5.17. En cualquier caso, el jet se vuelve dominado por materia a cierta altura. Lo que cambia es la altura a la que esto sucede.

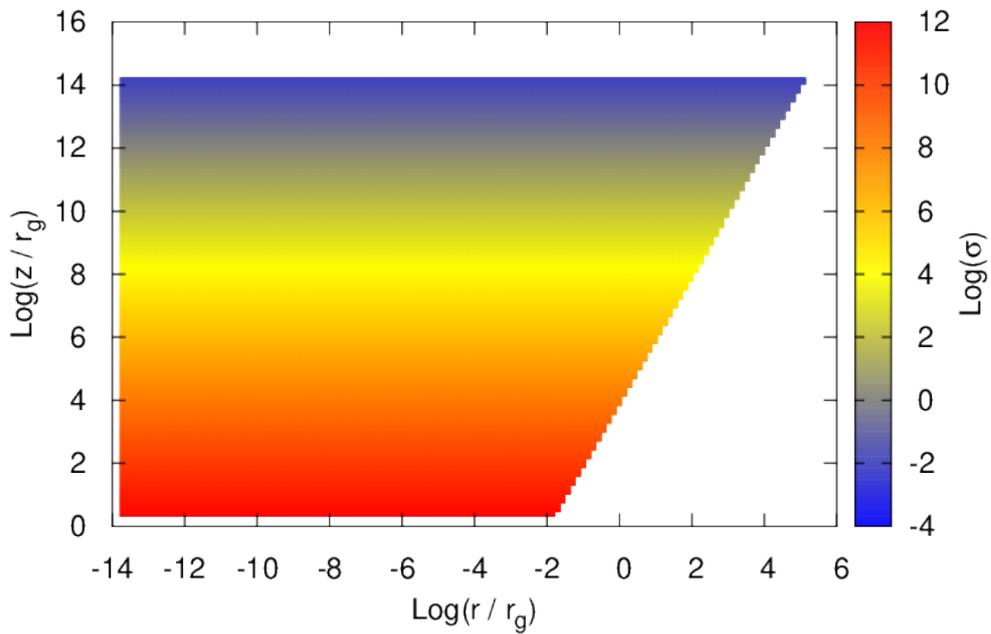


Fig. 5.4: Magnetización dentro del jet para $B_0 = 10^4$ G. Se ve que la dependencia con r es muy débil. Esto tiene que ver con la distribución uniforme de la densidad en la base, y con la dependencia también débil de la intensidad B con r .

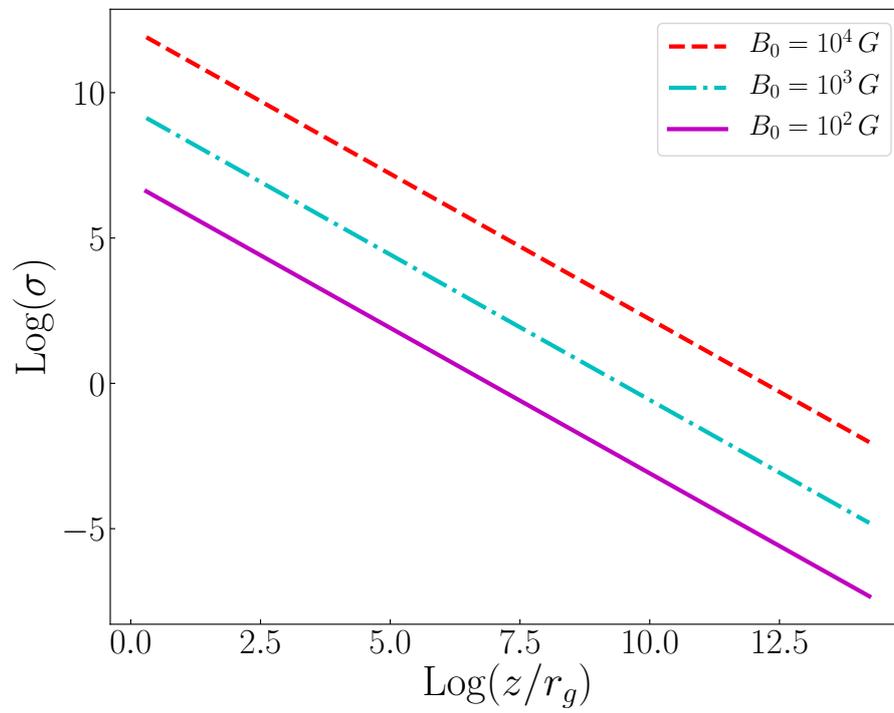


Fig. 5.5: Magnetización a lo largo del eje z . La magnetización queda determinada por el valor que toma en la base, y luego decae con $\sim z^{-1}$. A medida que el campo en la base baja, el flujo se vuelve dominado por materia a una altura menor, tanto porque baja el campo, como porque crece la densidad de masa inyectada.

Capítulo 6

Conclusiones

El objetivo de este trabajo era investigar la inyección de materia leptónica por cascadas electromagnéticas en jets de Blandford & Znajek (1977) en AGNs, en el contexto de un modelo particular de disco de acreción. Las cascadas electromagnéticas requieren, básicamente, de dos elementos: un haz de partículas iniciales, y los campos externos con los que éstas interactúan, como el campo magnético, o un campo de fotones blanco. Por eso, antes de pasar a estudiar la inyección de materia en el jet, nos dedicamos a caracterizar esos elementos.

En el Cap. 3 presentamos el modelo de acreción utilizado, y propusimos que el campo de fotones blanco lo constituyen los fotones que emite el disco. Mostramos cómo a partir del modelo de disco obtenemos la densidad de fotones en cualquier punto del espacio, y realizamos un ajuste de la distribución sobre el eje z , considerando que las interacciones que nos interesan ocurren principalmente en las cercanías del eje.

Luego, en el Cap. 4 estudiamos la producción de fotones de alta energía en el gap que se forma en la región polar de la magnetósfera. Debido al déficit de la densidad de carga, en el gap prevalece una componente E_{\parallel} , que acelera las partículas que ingresan a muy altas energías. Estas partículas, al interactuar con el campo magnético y el campo de fotones del disco, emiten fotones gamma por radiación de curvatura y dispersión Compton inversa, y alcanzan muy rápidamente la energía de equilibrio de las tasas. A esa energía encontramos que el enfriamiento por radiación de curvatura domina las pérdidas. Finalmente, concluimos que la emisión del gap puede aproximarse razonablemente por un espectro monocromático, correspondiente a la energía del pico de la radiación de curvatura y calculamos la luminosidad del gap. Tomamos los fotones producidos en el gap como las partículas iniciales que desatan las cascadas en la base del jet.

Finalmente, con los elementos necesarios reunidos, en el Cap. 5 estudiamos la inyección de materia leptónica en el flujo del jet. Justificamos la exigencia de un abordaje numérico del problema, y describimos el esquema de las simulaciones Montecarlo utilizadas para su tratamiento con el código UTOPIA. Realizamos simulaciones para tres valores del campo magnético en la base del jet: 10^4 G, 10^3 G y 10^2 G. Encontramos que aún con el campo magnético más bajo, el caso más favorable, las cascadas no alcanzan más que algunas generaciones. Los leptones creados se termalizan prácticamente *in situ* por el enfriamiento sincrotrón, que domina fuertemente sobre el enfriamiento Compton inverso.

De todas maneras, los leptones se crean dondequiera que se aniquilen los fotones, por lo que el jet se carga igualmente de materia que se va con el flujo magnético. Los leptones creados se termalizan principalmente en las cercanías del gap, por lo que consideramos razonable suponer que la inyección está localizada en la base y hacer un cálculo simplificado de la magnetización. Bajo esas hipótesis, encontramos que la magnetización queda determinada por el valor que toma en la base, y luego decae acompañando la caída del campo magnético con z^{-1} . A menor campo magnético en la base, el flujo se vuelve dominado por la materia a una altura menor, no sólo porque la intensidad del campo es más baja, sino porque la densidad de masa inyectada en la base es mayor.

Como conclusión general del trabajo, encontramos que el modelo particular de acreción utilizado no parece ser propicio para el desarrollo de cascadas en escenarios con campos magnéticos en la base del jet tan altos como $B_0 = 10^4$ G. Necesitaríamos un flujo de acreción más luminoso para que el enfriamiento sincrotrón no domine sobre el enfriamiento Compton inverso, y puedan crearse varias generaciones de fotones. Nos proponemos como trabajo a futuro explorar un espacio de parámetros mayor para el modelo de disco de acreción. Además, a lo largo del trabajo hemos hecho algunas hipótesis cuya revisión es al menos conveniente. Por ejemplo, debería investigarse cómo afecta la ubicación del gap a su emisión, pues aquí simplemente la hemos fijado respetando la consistencia con resultados de otros trabajos. También, entre los fotones emitidos en el gap terminamos despreciando la radiación Compton inversa de los electrones, que, si bien es razonable porque es dominada por la radiación de curvatura, tiene un espectro mucho más extendido que ésta. Un espectro tal aporta una distribución de fotones más ancha, afectando posiblemente la naturaleza de las cascadas respecto del espectro monoenergético que tomamos. Y, tal vez más importante, no tuvimos en cuenta la emisión de protones en el gap. Si bien estos tienen una densidad mucho más baja que los leptones

del plasma magnetosférico, pueden producir fotones mucho más energéticos que los electrones. Es imperativo investigar a futuro el efecto de una componente hadrónica en el gap. Por último, también nos interesa estudiar estos procesos en el marco de distintas geometrías para el campo magnético.

Bibliografía

- Alexander, D. M., Mullaney, J. R., Goulding, A. D., & Lehmer, B. D. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 406, 597
- Bardeen, J. M., Press, W. H., & Teukolsky, S. A. 1972, *The Astrophysical Journal*, 178, 347
- Beckmann, V. & Shrader, C. R. 2012, *Active Galactic Nuclei*
- Beskin, V., Istomin, Y. N., & Porev, V. 1992, *Soviet Astronomy*, 36, 642
- Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 199, 883
- Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179, 433
- Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, *Rev. Mod. Phys.*, 42, 237
- Curtis, H. D. 1918, *Publications of Lick Observatory*, 13, 55
- Dermer, C. D. & Menon, G. 2009, *High energy radiation from black holes: gamma rays, cosmic rays, and neutrinos*, Vol. 17 (Princeton University Press)
- Ford, A. L., Keenan, B. D., & Medvedev, M. V. 2018, *Phys. Rev. D*, 98, 063016
- Goldreich, P. & Julian, W. H. 1969, *The Astrophysical Journal*, 157, 869
- Hirovani, K. & Pu, H.-Y. 2016, *The Astrophysical Journal*, 818, 50
- Komissarov, S. 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 350, 427
- Komissarov, S. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 359, 801
- Levinson, A. 2000, *Phys. Rev. Lett.*, 85, 912

- MacDonald, D. & Thorne, K. S. 1982, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 198, 345
- Moncada, R. J., Colon, R. A., Guerra, J. J., O'Dowd, M. J., & Anchordoqui, L. A. 2017, *Journal of High Energy Astrophysics*, 13-14, 32
- Ptitsyna, K. & Neronov, A. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 593, A8
- Rieger, F. M. 2011, *International Journal of Modern Physics D*, 20, 1547
- Romero, G. & Paredes, J. 2011, *Introducción a la Astrofísica Relativista (Universitat de Barcelona)*
- Romero, G. & Vila, G. 2014, *Introduction to Black Hole Astrophysics, Lecture Notes in Physics (Springer Berlin Heidelberg)*
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *Astron. Astroph.*, 24, 337
- Straub, O., Vincent, F. H., Abramowicz, M. A., Gourgoulhon, E., & Paumard, T. 2012, *A&A*, 543, A83
- Thorne, K. S., Thorne, K. S., Price, R. H., & MacDonald, D. A. 1986, *Black holes: the membrane paradigm (Yale university press)*
- Visser, M. 2007, arXiv preprint arXiv:0706.0622
- Woltjer, L. 1959, *The Astrophysical Journal*, 130, 38