

# Radiación no-térmica en el entorno de agujeros negros acretantes

Florencia L. Vieyro

Director: Dr. Gustavo E. Romero  
Co-directora: Lic. Gabriela S. Vila

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP

22 de febrero de 2010

## Agradecimientos

Quiero aprovechar este espacio para agradecer a las personas que me acompañaron en el transcurso de mi carrera, y a quienes me dieron su ayuda para la realización de la presente tesis.

En primer lugar quiero agradecer al Dr. Gustavo Romero, mi director de tesis, por brindarme la oportunidad de recurrir a su capacidad y experiencia científica en un marco de confianza.

A la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, por el soporte institucional para la realización de mis estudios universitarios.

A mi familia, por todo el amor y el apoyo que siempre me dieron. Gracias por creer siempre en mí, nada de esto sería posible sin ustedes. ¡Los amo!

A mi amor Abel. Gracias “señor” por tu paciencia y ayuda, también por tus críticas. Pero especialmente gracias por ser parte de mi vida.

A mis compañeros Charly (x2), Clara, María y Leandro, por los grupos de estudio, por las ricas comidas, por las preguntas más extrañas (obviamente de Carlos), por todo el apoyo y por haberme acompañado a lo largo de la carrera. Igualmente agradezco a Florencia y a Daniela por los momentos compartidos en estos últimos años.

A mi tía Blanca, por su enorme generosidad y por su confianza.

Y por último un especial agradecimiento a Gabriela Vila. ¡Gracias Gaby por toda la ayuda que me diste y por todo el tiempo que dedicaste en este trabajo!

# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>9</b>
<b>2. Estructura de la corona</b>	<b>13</b>
2.1. Estados espectrales . . . . .	13
2.2. Modelos de corona . . . . .	15
2.3. Jets . . . . .	17
2.4. Cygnus X-1 . . . . .	18
2.5. Modelo de corona . . . . .	20
<b>3. Pérdidas radiativas</b>	<b>23</b>
3.1. Enfriamiento de electrones . . . . .	24
3.2. Enfriamiento de protones . . . . .	26
3.3. Enfriamiento de partículas secundarias . . . . .	30
3.4. Advección . . . . .	31
3.5. Tasa de aceleración . . . . .	31
3.6. Resultados . . . . .	32
<b>4. Distribución de partículas no-térmicas en la corona</b>	<b>37</b>
4.1. Distribución de protones y electrones . . . . .	38
4.2. Distribución de piones . . . . .	40
4.3. Distribución de muones . . . . .	43
<b>5. Distribuciones espectrales de energía</b>	<b>47</b>

---

5.1. Sincrotrón . . . . .	47
5.2. Efecto Compton inverso . . . . .	48
5.3. Colisiones $p\gamma$ . . . . .	49
5.4. Colisiones $pp$ . . . . .	50
5.5. Espectros de producción . . . . .	50
<b>6. Conclusiones y perspectivas</b>	<b>59</b>
<b>A. Agujeros negros</b>	<b>63</b>
A.1. Tensor métrico . . . . .	63
A.2. Agujeros negros de Schwarzschild . . . . .	65
A.3. Agujero negro de Kerr . . . . .	67
A.4. Agujero negro de Reissner-Nordström . . . . .	68
A.5. Agujero negro de Kerr-Newman . . . . .	69
A.6. Formación de agujeros negros . . . . .	69
<b>B. Acreción</b>	<b>73</b>
B.1. Acreción esférica . . . . .	73
B.2. Discos de acreción . . . . .	77
B.2.1. Modelo standard . . . . .	77
B.2.2. Disco de “dos temperaturas” . . . . .	81
B.3. Modelos tipo ADAF . . . . .	82
B.4. Modelos tipo ADIOS . . . . .	85

# Índice de figuras

2.1. Espectro de Cygnus X-1 en estado <i>high-soft</i> (izquierda) y <i>low-hard</i> (derecha). . . . .	13
2.2. Espectro de emisión de un disco de acreción en el modelo standard (adaptado de Shapiro & Teukolsky 1983). . . . .	14
2.3. Modelos disco+corona. Los dos esquemas superiores representan una geometría tipo “sandwich”, el tercero es de tipo “sombbrero” y el inferior de tipo “parches”. . . . .	16
2.4. Geometría de tipo “sombbrero” en el estado <i>hard</i> (panel superior) y en el estado <i>high</i> (panel inferior). . . . .	18
2.5. Diagrama de las distintas componentes de un microquasar. . . . .	19
3.1. Tiempos de enfriamiento de protones (panel superior) y electrones (panel inferior) en una corona con los parámetros de la Tabla (2.1). . . . .	33
3.2. Tiempos de enfriamiento de piones cargados (panel superior) y muones (panel inferior) en las mismas condiciones que las dadas en la Fig. (3.1). . . . .	35
4.1. Distribución en energía de protones (panel superior) y electrones (panel inferior) para un espectro de inyección de índice $\alpha = 2.2$ , en una corona caracterizada por los parámetros de la Tabla (2.1). . . . .	41
4.2. Distribución en energía de piones cargados en las mismas condiciones que la Fig. (4.1). . . . .	44
4.3. Distribución en energía de muones obtenida en las mismas condiciones que la Fig. (4.1). . . . .	45

5.1.	Luminosidad $L_\gamma$ producto de radiación sincrotrón de electrones y dispersión Compton inversa en una corona caracterizada por los parámetros de la Tabla (2.1). A bajas energías domina la contribución sincrotrónica y a altas energías la luminosidad IC.	51
5.2.	Luminosidad $L_\gamma$ producto de radiación sincrotrón de protones y decaimiento de $\pi^0$ creados por colisiones $pp$ y $p\gamma$ . A altas energías domina la contribución $p\gamma$ ya que este es el mecanismo que domina las pérdidas de los protones; a bajas energías la luminosidad sincrotrónica es varios órdenes de magnitud menor a la $p\gamma$ .	52
5.3.	Luminosidad $L_\gamma$ producto de radiación sincrotrón de piones cargados y decaimiento de $\pi^0$ creados por colisiones $\pi p$ y $\pi\gamma$ . A altas energías domina la contribución $\pi\gamma$ y a bajas energías la contribución sincrotrónica, aunque en este caso, a diferencia de lo que ocurría con los protones, ambas luminosidades son de órdenes comparables.	53
5.4.	Luminosidad $L_\gamma$ producto de radiación sincrotrón de muones y dispersión Compton inversa. La contribución sincrotrón es en este caso despreciable frente a la luminosidad IC.	54
5.5.	Luminosidad $L_\gamma$ producto de los diferentes procesos que experimentan las distribuciones de partículas en la corona.	55
5.6.	Luminosidad $L_\gamma$ producto de radiación IC de electrones y muones, interacciones hadrónicas, interacciones fotohadrónicas y radiación sincrotrón de las cuatro especies de partículas.	56
5.7.	Luminosidad $L_\gamma$ total, producto de todos los procesos no térmicos analizados, que tienen lugar en la corona caracterizada por los parámetros de la Tabla (2.1).	57
A.1.	Diagrama espacio-temporal en las coordenadas de Eddington-Filkenstein. $r = 2M$ es el radio de Schwarzschild donde está ubicado el horizonte de eventos.	67
A.2.	Diagrama espacio-temporal que muestra la formación de un agujero negro por colapso gravitacional. El agujero está localizado en la región del espacio-tiempo donde todos los conos apuntan hacia la singularidad	70
A.3.	Esquema que muestra los caminos evolutivos posibles para la formación de un agujero negro supermasivo (Rees 1984).	71

- B.1. Espectros de emisión de dos discos de acreción en el modelo standard. El modelo (a) corresponde a  $\alpha \sim 10^{-3}$ ,  $M = M_{\odot}$ ,  $\dot{m} = 10^{-8} M_{\odot} \text{año}^{-1}$ . El modelo (b) corresponde a  $\alpha \sim 10^{-2}-1$ ,  $M = M_{\odot}$ ,  $\dot{m} = 10^{-6} M_{\odot} \text{año}^{-1}$ . De Novikov & Thorne (1973). . 82





# Capítulo 1

## Introducción

En las últimas décadas la visión tradicional del universo ha sido revolucionada por el desarrollo de la astronomía de rayos gamma. Los instrumentos astronómicos, tanto terrestres como satelitales, han demostrado la existencia de diferentes poblaciones de fuentes de rayos gamma de origen galáctico. Muchas de estas fuentes presentan variabilidad sobre escalas de tiempo muy cortas, indicando que la fuente debe ser un objeto compacto, por ejemplo un agujero negro.

Los agujeros negros son singularidades del espacio-tiempo rodeadas por un horizonte de eventos; este horizonte separa la región que constituye el agujero negro del resto del universo, y es la superficie límite del espacio a partir de la cual ninguna partícula, incluyendo a los fotones, puede salir.

La primera descripción teórica de un agujero negro dentro del marco de la relatividad general fue dada en 1916 por Karl Schwarzschild. Schwarzschild calculó la distorsión del espacio tiempo en una región externa a un objeto con simetría esférica de masa  $M$  (Schwarzschild 1916). En un principio la solución de Schwarzschild fue considerada como una curiosidad matemática, y no como la representación de un objeto real.

Los astrofísicos soviéticos Yakov Zel'dovich e Igor Novikov propusieron que el mejor lugar para buscar agujeros negros es en sistemas binarios (Zel'dovich & Novikov 1964), ya que su interacción con el entorno facilita su detección a altas energías. Un agujero negro que forma parte de un sistema binario puede capturar y acretar materia desde la estrella compañera. Como el sistema está rotando y la materia posee momento angular, se forma un disco de acreción. Este disco presenta una rotación diferencial que genera fricción calentando el gas. En la región más interna del disco, el gas se evapora

formando una corona de plasma ultra-caliente alrededor del objeto compacto.

Aunque algunos teóricos, como J. Robert Oppenheimer y George Volkoff, estudiaron la física de los objetos compactos a fines de la década de 1930 (Oppenheimer & Volkoff 1939), su existencia fue un enigma hasta la década de 1960. En 1962 un cohete V2 con un detector diseñado por Riccardo Giacconi detectó una fuente de rayos X (Giacconi et al. 1962) a la que denominó Scorpius X-1 (o Sco X-1). Ahora se sabe que Sco X-1 es una estrella de neutrones acreta orbitando una estrella normal. Dos años más tarde se detectó el primer candidato a agujero negro galáctico, que forma parte del sistema binario Cygnus X-1 (Bowyer et al. 1964). A partir de mediciones de la velocidad radial y del período orbital de la estrella compañera, se estima que la masa del objeto compacto es  $\sim 10M_{\odot}$ , por lo que no puede ser una estrella de neutrones.

Estos descubrimientos fueron el puntapié inicial para el desarrollo de la astronomía de rayos X. El gran salto en este rango del espectro electromagnético se dió cuando se colocaron detectores en satélites. El primero de estos instrumentos voló en el satélite de rayos X *Uhuru*, lanzado por la NASA en 1970. Esto permitió hacer observaciones con mayor tiempo de exposición y hacer relevamientos de todo el cielo. *Uhuru* detectó numerosas fuentes de rayos X entre 1970 y 1973 (Giacconi et al. 1974).

Al mismo tiempo que se desarrollaba la astronomía de rayos X, también lo hacía la astronomía de rayos gamma. El primer telescopio de rayos gamma se puso en órbita en 1961 a bordo del satélite Explorer 11. Los avances más importantes llegaron recién con los satélites SAS-2 (Small Astronomy Satellite 2) en 1972 y COS-B entre 1975 y 1982. A través de estos satélites se realizó el primer mapa detallado del cielo en rayos gamma (para detalles ver Cheng & Romero 2004). En 1991 fue lanzado el Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO). El satélite contaba con cuatro instrumentos que mejoraron sustancialmente la resolución espacial y temporal de las observaciones anteriores. Uno de ellos era el instrumento EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope), que detectó unas 270 fuentes de rayos gamma entre 20 MeV y 30 GeV (Hartman et al. 1999).

Actualmente el satélite más importante de rayos gamma que está operando es GLAST (Gamma-ray Large Area Space Telescope), lanzado por la NASA en 2008 <sup>1</sup>. Este telescopio posee una sensibilidad entre 10 y 100 veces superior a EGRET. Por otra parte, los desarrollos en los últimos años de los telescopios que usan técnicas Cherenkov (e.g. HESS, VERITAS, MAGIC)

---

<sup>1</sup>GLAST ha sido recientemente rebautizado con el nombre *Fermi*, en honor al físico italo-americano Enrico Fermi (1901-1954).

han llevado a la detección de numerosas fuentes a energías del orden del TeV, varias de ellas galácticas y de origen desconocido. Con este respaldo observacional, se presenta una buena oportunidad para estudiar la producción de radiación electromagnética de alta energía en sistemas binarios con agujeros negros acretantes.

El propósito de la presente tesis es presentar un estudio de los efectos de la componente no-térmica en la corona, y ver si esto produce alguna característica distintiva en el espectro electromagnético que pueda ser detectada por instrumentos de última generación, tales como Fermi/GLAST y AGILE.

Primero, en el Capítulo 2, se caracteriza la corona de un agujero negro usando algunas hipótesis básicas, que permiten estimar los valores de los parámetros físicos relevantes, como el campo magnético y la densidad de partículas. Luego, en el Capítulo 3, se calculan los tiempos de enfriamiento por las principales interacciones de los protones y de los electrones con los campos de materia, de radiación y el campo electromagnético. También se estiman los tiempos de enfriamiento de partículas secundarias (muones y piones cargados). El Capítulo 4 está dedicado al cálculo de las distribuciones de partículas a través de la resolución de las correspondientes ecuaciones de transporte en estado estacionario. Finalmente, en el Capítulo 5 se presentan estimaciones de la luminosidad en rayos  $\gamma$  producto de los procesos dominantes. La tesis se cierra con una discusión general y un análisis de las perspectivas para investigaciones futuras.



# Capítulo 2

## Estructura de la corona

### 2.1. Estados espectrales

Los candidatos a agujeros negros galácticos como Cygnus X-1 se observan en distintos estados espectrales; los dos más característicos son el estado dominado térmicamente conocido como *high-soft*, y el dominado por la emisión no-térmica conocido como *low-hard*. El espectro en ambos estados puede ser descrito como la suma de la emisión de un cuerpo negro y una ley de potencias con un corte exponencial. Se observa además un endurecimiento del espectro alrededor de los 10 keV.

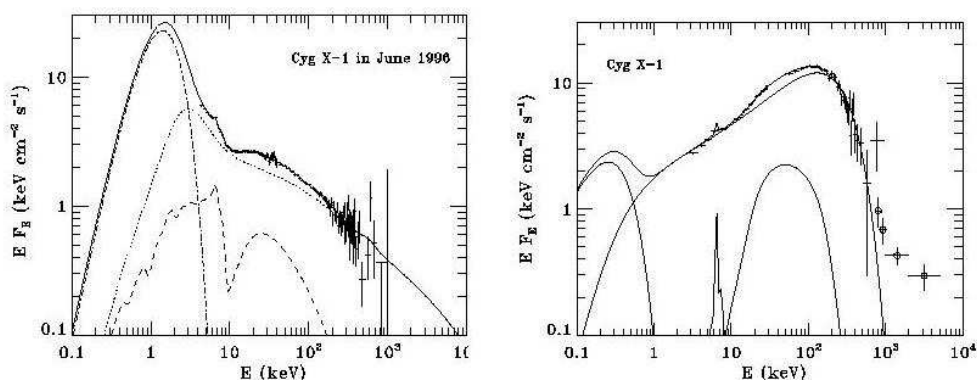


Figura 2.1: Espectro de Cygnus X-1 en estado *high-soft* (izquierda) y *low-hard* (derecha).

- **Estado high-soft:** el espectro está dominado por la contribución del cuerpo negro con una temperatura de  $kT \sim 0.5-1$  keV. La contribución no-térmica es débil, con un índice espectral  $\alpha \sim 2.5-3$  y un corte exponencial que llega a  $E \geq 200$  keV.
- **Estado low-hard:** en este caso la componente térmica está disminuida y corrida hacia energías más bajas. La emisión en forma de ley de potencias domina el espectro, con un índice más duro ( $\alpha \sim 1.6$ ) y un corte exponencial en  $\sim 100$  keV.

El modelo más exitoso de disco de acreción es el llamado *modelo standard*, desarrollado por Shakura & Sunyaev y Novikov & Thorne en 1973 (Shakura & Sunyaev 1973; Novikov & Thorne en 1973). Este modelo describe un disco de acreción Kepleriano en rotación alrededor de una masa puntual  $M$  (ver Apéndice B). La emisión del disco de acreción predicha por el modelo standard coincide considerablemente con la emisión de un cuerpo negro, como puede verse en la Fig. (2.2).

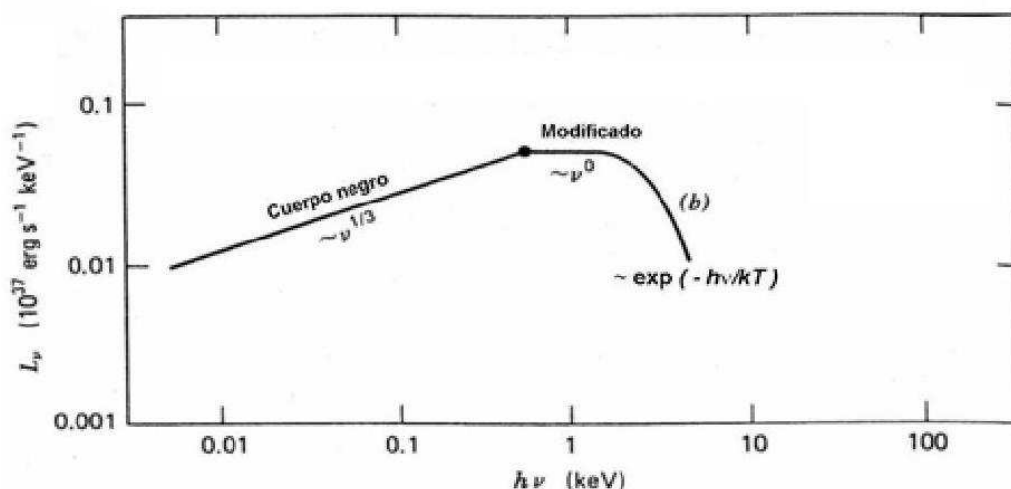


Figura 2.2: Espectro de emisión de un disco de acreción en el modelo standard (adaptado de Shapiro & Teukolsky 1983).

Sin embargo, la mayor parte del espectro en el estado *low-hard* puede ajustarse con una ley de potencias. Es natural atribuir entonces a las dos componentes del espectro, dos regiones físicamente relacionadas: un disco de acreción responsable de la componente térmica, y una región ópticamente densa de plasma caliente llamada *corona*, responsable de la componente no-térmica. Una parte de los fotones blandos creados en el disco pueden interactuar con los electrones en la corona y ganar energía por efecto Compton

inverso (comptonización), generando así la ley de potencias. A su vez, parte de estos fotones comptonizados inciden nuevamente en el disco y son reprocesados generando el exceso de energía detectado a 10 keV.

Dado que estos sistemas presentan variabilidad en la región de rayos X/ $\gamma$  en escalas de tiempo de hasta los milisegundos, la corona no puede tener más de algunos cientos de km, entre 20 - 50  $R_g$ , donde  $R_g = GM/c^2$  es el radio gravitacional.

Si una parte significativa del espectro se encuentra por encima de los  $\sim 500$  keV, estos fotones energéticos pueden crear pares que se agregan al plasma de la corona. A causa de la comptonización y a la producción de pares, la opacidad de la corona va a ser sensible al campo de radiación, que a su vez depende de la opacidad. Este acoplamiento del campo de radiación con el plasma de la corona convierte al problema en no lineal y muy difícil de tratar.

## 2.2. Modelos de corona

Actualmente hay dos tipos de modelos de corona muy usados: los modelos de tipo ADAF (Advection-Dominated Accretion Flow), cuya descripción puede verse en el Apéndice B, y los modelos de tipo “disco+corona”. En estos últimos la corona no surge como una solución de las ecuaciones hidrodinámicas, sino que se agrega como una nueva componente aparte del disco. En los primeros modelos de este tipo se proponía que el disco constaba de dos regiones: una región interior ópticamente delgada y caliente, y una región exterior fría. En este modelo de “dos temperaturas” (Shapiro, Lightman & Eardley 1976), los electrones de la región interna tienen una temperatura de  $\sim 10^9$  K, mientras que los iones son de 3 – 300 veces más calientes. Los rayos X duros se producen por la comptonización de fotones blandos generados en la región externa del disco por los electrones de la región interior. Este sistema es térmicamente inestable, pero con una geometría interesante, ya que la corona es interceptada sólo por una parte de la radiación del disco y por lo tanto no llega a enfriarse por completo.

Una de las principales incertezas en los modelos de “disco+corona” es la geometría. Algunas de las configuraciones propuestas se muestran en la Fig. (2.3):

- **Sandwich o Slab:** se propone que la corona está situada en ambas caras del disco. Todas las propiedades tanto del disco como de la corona

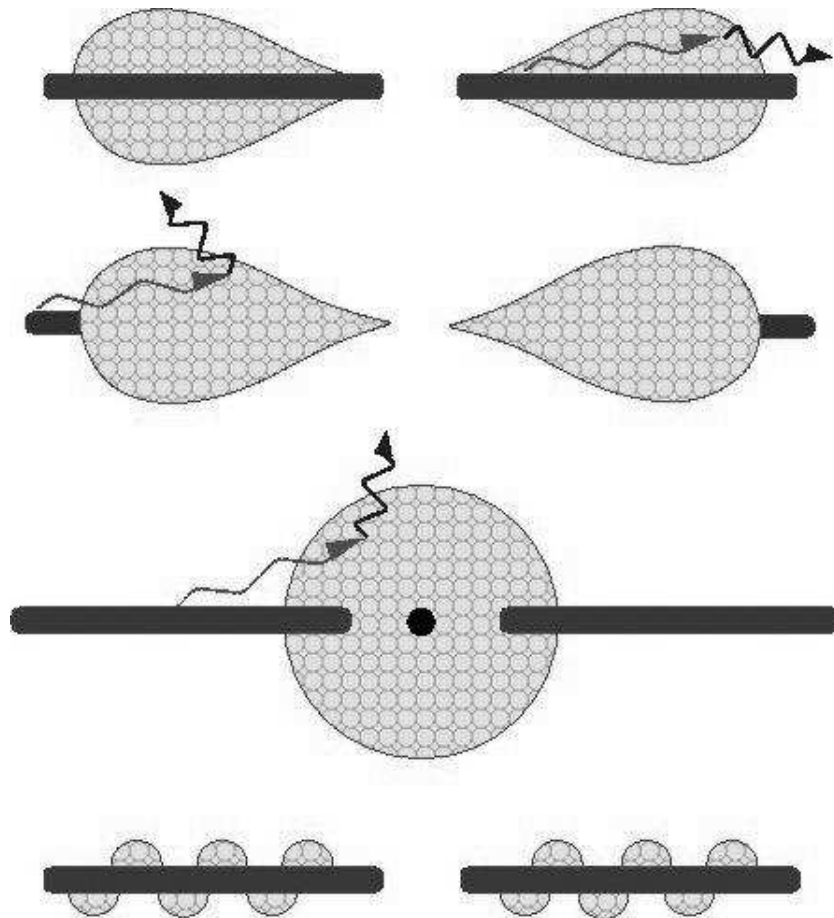


Figura 2.3: Modelos disco+corona. Los dos esquemas superiores representan una geometría tipo “sandwich”, el tercero es de tipo “sombrero” y el inferior de tipo “parches”.



son constantes con respecto al radio y existe simetría azimutal. La pendiente del espectro que se obtiene con este modelo es demasiado pronunciada y no se condice con las observaciones. Además predice un quiebre en la ley de potencias a energías de algunos keV que no ha sido observado. Un análisis detallado para esta geometría se presenta en los trabajos de Poutanen et al. (1997) y Dove et al. (1997), donde se estudia el caso de Cygnus X-1.

- **Fulguraciones o *Patchy*** : aquí se propone una corona formada por regiones magnéticas activas que se ubican como “parches” sobre la superficie del disco. En este caso la mayoría de los fotones que son reprocesados en el disco pueden escapar sin ser interceptados por la corona. Como consecuencia la corona no se enfría de manera efectiva y su espectro de emisión es más duro (e.g. Stern et al. 1995; Andrew, Poutanen & Svensson 1998). Este modelo también predice un quiebre en el espectro (Gierlinski et al. 1997).
- **Sombrero**: esta geometría es una combinación de una corona esférica homogénea de radio  $R_c$  y un disco de acreción que penetra sólo hasta cierto radio  $R_d$  dentro de la corona ( $R_d < R_c$ ). Este modelo permite explicar muy bien el espectro en el estado *low-hard* (Dove et al. 1997; Poutanen et al. 1997). También predice el exceso a energías  $\leq 1$  keV que aparece en el espectro de Cygnus X-1. En la Fig. (2.4) se muestra un esquema de esta geometría en el caso de los dos estados espectrales.

## 2.3. Jets

Otra característica que presentan algunos sistemas con agujeros negros acretantes es que sobre el eje de rotación se forman y coliman jets relativistas que pueden ser detectados en radio debido a su emisión sincrotrónica. Estos jets se observan durante el estado *low-hard*. El mecanismo de producción de los jets no está claramente establecido. Existen varias hipótesis acerca de su origen, la mayoría relacionadas con mecanismos magnetohidrodinámicos (e.g. Blandford & Payne 1982; Blandford & Znajek 1977). Es muy probable que los campos magnéticos asociados al disco de acreción jueguen un papel importante en el lanzamiento y colimación del plasma relativista.

En la Fig. (2.5) se muestran las principales componentes de un sistema como el que hemos descripto, llamado “microquasar”.

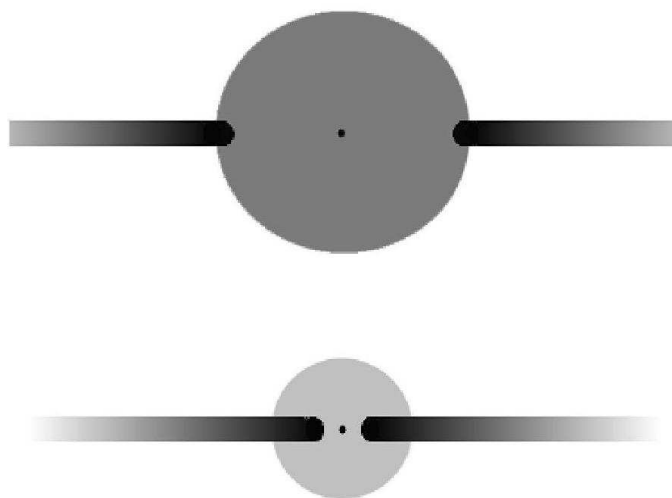


Figura 2.4: Geometría de tipo “sombrero” en el estado *hard* (panel superior) y en el estado *high* (panel inferior).

## 2.4. Cygnus X-1

Debido a su alta luminosidad en rayos X y su aparente gran masa, Cygnus X-1 es el candidato a agujero negro galáctico más estudiado. Situado aproximadamente a 2 kpc de distancia, es un sistema binario formado por un objeto compacto y la estrella HDE 226868 de tipo O9.7 Iab (Gies & Bolton 1986). La masa de la estrella compañera se estima en  $\sim 18M_{\odot}$ , mientras que la del objeto compacto se estima en  $\sim 10M_{\odot}$ , haciéndolo un buen candidato a agujero negro. La fuente de la materia acreta es probablemente una combinación del flujo a través del lóbulo de Roche y del viento estelar de la estrella compañera.

Cygnus X-1 usualmente es observado en el estado *low-hard*, con una ley de potencias de índice espectral  $\alpha \sim 1.6$  y un corte exponencial en una energía  $\sim 150$  keV. En 2001 Stirling et al. lograron resolver en radio una estructura de tipo *jet* en este sistema. El espectro aparece chato, y no se observa un contra jet.

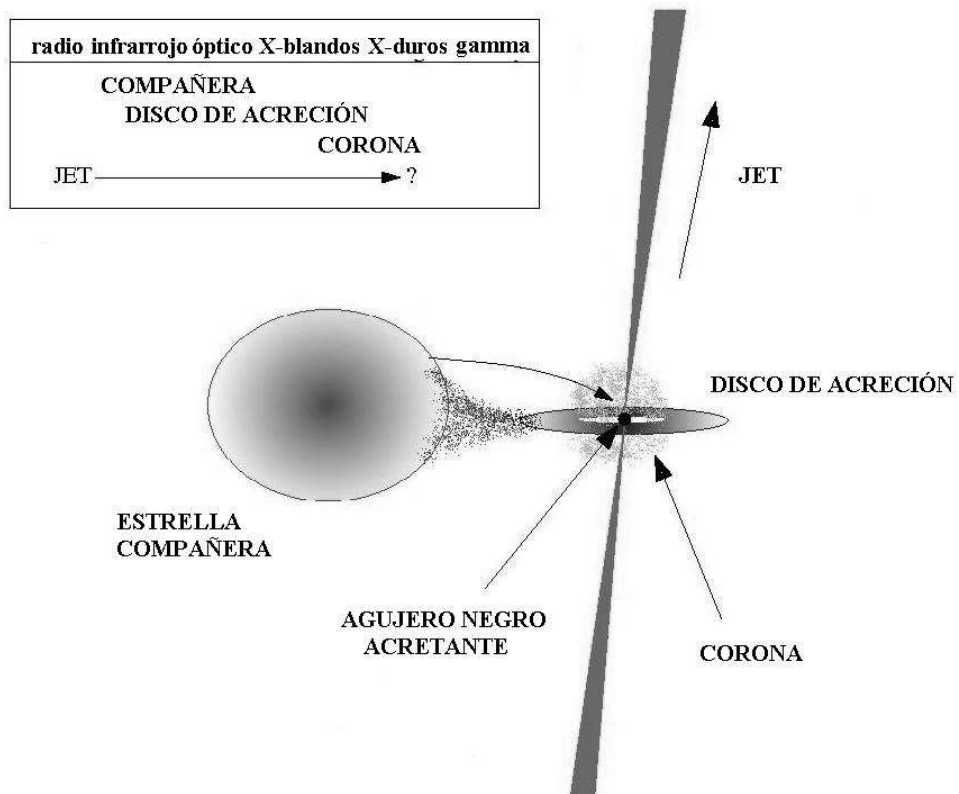


Figura 2.5: Diagrama de las distintas componentes de un microcuasar.

## 2.5. Modelo de corona

La caracterización de la corona se hará en el estado *low-hard*, en el que la emisión de la misma domina el espectro. No se tendrá en cuenta la presencia de jets. Se adoptará para la corona una geometría esférica de tipo “sombbrero”, donde el radio de la corona  $R_c$  depende de la masa del agujero negro central. Esta estructura es la que mejor reproduce la fenomenología de Cygnus X-1. No se considerará aquí ninguna dependencia espacial ni temporal de los parámetros característicos, sino que sólo se estimarán promedio constantes en todo punto.

Para caracterizar la corona se tomará como referencia los datos observacionales de Cygnus X-1 que figuran en el trabajo de Poutanen et al. (1997). En particular el valor de la masa del agujero negro es  $M_{\text{BH}} = 10M_{\odot}$  y el radio de la corona  $R_c \approx 500$  km.

Para estimar  $L_c$  se supondrá que la acreción es esférica, por lo que la luminosidad debe ser menor a la luminosidad de Eddington,

$$L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ erg s}^{-1}. \quad (2.1)$$

Suponiendo que la luminosidad de la corona es del 1% de la luminosidad de Eddington, obtenemos un valor de  $L_c = 1.3 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$ , que se corresponde al inferido de las observaciones (Poutanen et al. 1997).

Estos sistemas permanecen la mayor parte del tiempo en el estado *low-hard*. Se puede considerar entonces que el sistema está en estado estacionario y que hay equipartición de la energía entre todas las componentes. De esta manera, comparando la densidad de energía magnética  $U_B$  con la luminosidad bolométrica de la corona  $L_c$ ,

$$U_B = \frac{L_c}{4\pi R_c^2 c} \quad (2.2)$$

es posible estimar el valor del campo magnético  $B$ . Como  $U_B = B^2/8\pi$ , el valor de  $B$  resulta

$$B = \left( \frac{2L_c}{R_c^2 c} \right)^{1/2} = 5.7 \times 10^5 \text{ G}. \quad (2.3)$$

El siguiente parámetro de importancia a ser calculado es la densidad de electrones e iones de la corona. Se tomará como hipótesis que el plasma es

térmico y tiene dos temperaturas: una temperatura electrónica  $T_e = 10^9$  K y una temperatura iónica  $T_i = 10^{12}$  K. Esta hipótesis se basa en el hecho de que los electrones se enfrían más eficientemente que los protones (Narayan & Yi 1994). Llamando  $n_i$  y  $n_e$  a las densidades de iones y electrones respectivamente, la equipartición de la energía entre la densidad de energía magnética y la densidad de energía cinética térmica del plasma nos lleva a

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{3}{2}n_e kT_e + \frac{3}{2}n_i kT_i. \quad (2.4)$$

Para una corona compuesta principalmente de hidrógeno,  $n_i \sim n_e$ ; por otro lado  $T_i \gg T_e$  y se puede despreciar el primer término de la derecha, obteniendo

$$n_i = 6.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}. \quad (2.5)$$

Resta obtener la distribución de fotones de la corona. Como se vió anteriormente, el espectro de emisión de rayos X de la corona está caracterizado por una ley de potencias con un corte exponencial a altas energías. Si  $n_{\text{ph}}(E)$  es la densidad de fotones por unidad de energía medida en  $\text{cm}^{-3} \text{ erg}^{-1}$ , se puede escribir

$$n_{\text{ph}}(E) = A_{\text{ph}} E^{-\alpha} e^{-E/E_c}, \quad (2.6)$$

donde  $\alpha$  es el índice espectral,  $E_c$  es la energía de corte y  $A_{\text{ph}}$  es la constante de normalización. De acuerdo con los datos de Cygnus X-1 (e.g. Romero & Vila 2007), se fijará el índice espectral en  $\alpha = 1.6$  y la energía de corte en  $E_c = 150$  keV. La constante de normalización puede hallarse a partir de la luminosidad total observada de la corona,

$$\frac{L_c}{4\pi R_c^2 c} = \int_0^\infty E n_{\text{ph}}(E) dE = \int_0^\infty E^{1-\alpha} e^{-E/E_c} dE. \quad (2.7)$$

Esta integral puede resolverse usando la función  $\Gamma(n)$ ,

$$\Gamma(n) = \int_0^\infty t^{n-1} e^{-t} dt. \quad (2.8)$$

Finalmente, la densidad de fotones  $n_{\text{ph}}(E)$  resulta

$$n_{\text{ph}}(E) = 2.6 \times 10^{12} E^{-1.6} e^{-E/150\text{keV}} \text{ cm}^{-3} \text{ erg}^{-1}. \quad (2.9)$$

A modo de síntesis en la siguiente tabla figuran los valores de los parámetros físicos más relevantes.

Parámetro	Símbolo	Valor
Masa agujero negro	$M_{\text{BH}}$	$10M_{\odot}$
Radio corona	$R_{\text{c}}$	$5.17 \times 10^7 \text{ cm}$
Temperatura electrones	$T_e$	$10^9 \text{ K}$
Temperatura iones	$T_i$	$10^{12} \text{ K}$
Energía de corte de fotones X	$E_{\text{c}}$	$150 \text{ keV}$
Índice espectral fotones X	$\alpha$	$1.6$
Eficiencia	$\eta$	$10^{-2}$
Campo magnético	$B$	$5.7 \times 10^5 \text{ G}$
Densidad plasma corona	$n_i, n_e$	$6.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
Constante normalización	$A_{\text{ph}}$	$2.6 \times 10^{12} \text{ erg}^{3/5} \text{ cm}^{-3}$

Cuadro 2.1: Parámetros físicos

# Capítulo 3

## Pérdidas radiativas

A lo largo de este capítulo se estudiarán las principales interacciones de los protones y electrones con los campos de materia, de radiación y el campo electromagnético. El objetivo principal consistirá en determinar cuál o cuáles son los procesos más relevantes para la producción de rayos gamma. También se estimarán los tiempos de enfriamiento de partículas secundarias (muones y piones cargados), producto de las distintas interacciones.

El plasma de la corona, que probablemente es calentado por procesos de reconexión magnética, se enfría por radiación sincrotrón y por interacción Compton inversa (*inverse Compton, IC*). Los fotones semillas para estas últimas interacciones pueden ser los propios fotones sincrotrón (*synchrotron self Compton, SSC*) o también los provenientes del disco de acreción. Estos procesos a su vez generan rayos X que pueden interactuar con protones relativistas a través de colisiones protón-fotón generando piones. El decaimiento de estos piones lleva a la producción de rayos  $\gamma$ . Por otro lado, el contenido de hadrones en la corona puede llevar a la producción de rayos  $\gamma$  a través de interacciones protón-protón. La eficiencia de estos mecanismos depende de la existencia de densidades de fotones y protones altas.

Al interactuar con los distintos campos las partículas pierden parte de su energía. La importancia de las pérdidas pueden cuantificarse a través de la *tasa de enfriamiento*  $t^{-1}$ , que para una partícula de energía  $E$  se define como

$$t^{-1} = -\frac{1}{E} \frac{dE}{dt}. \quad (3.1)$$

### 3.1. Enfriamiento de electrones

Se considerarán tres procesos principales de interacciones de electrones relativistas con el campo de materia y el campo magnético de la corona y los campos de radiación tanto de la corona como del disco. Estos son: radiación sincrotrón, dispersión Compton inverso y Bremsstrahlung relativista.

- **Radiación sincrotrón:** es la radiación emitida por una partícula cargada que es acelerada por un campo magnético. En ambientes astrofísicos la radiación sincrotrón puede contribuir al flujo de energía en radio, en el óptico o en rayos X. Se puede hacer un tratamiento clásico de la radiación sólo en el régimen

$$\chi = \frac{E}{m_e c^2} \frac{B}{B_{\text{cr}}} \ll 1, \quad (3.2)$$

donde  $B_{\text{cr}} = m_e^2 c^3 / e \hbar \approx 4.4 \times 10^{13}$  G es el valor crítico del campo magnético, por encima del cual los efectos cuánticos se hacen relevantes.

Las expresiones clásicas para la radiación sincrotrón pueden hallarse en Ginzburg & Syrovastskii (1964). El tiempo de enfriamiento para una partícula de masa  $m$  y energía  $E$  en un campo magnético de intensidad  $B$  es

$$t_{\text{sincr}}^{-1} = \frac{4}{3} \frac{\sigma_{\text{T}} c U_B}{m_e c^2} \left( \frac{m_e}{m} \right)^3 \frac{E}{m c^2}, \quad (3.3)$$

donde  $U_B = B^2 / 8\pi$  es la densidad de energía magnética y  $\sigma_{\text{T}}$  es la sección eficaz de Thomson. Para el caso de un electrón la Ec. (3.3) toma la forma

$$t_{\text{sincr}}^{-1} = \frac{4}{3} \sigma_{\text{T}} c U_B \frac{E}{(m c^2)^2}. \quad (3.4)$$

- **Dispersión Compton inverso:** es el proceso por el cual una partícula relativista colisiona con un fotón del campo de radiación cediéndole energía. Las interacciones Compton inverso se van a producir con dos campos de radiación: el de la corona, que puede ser representado por una ley de potencias como se vió en el capítulo anterior, y el del disco, que se supondrá como el de un cuerpo negro con una temperatura de  $kT = 0.1$  keV.



En el caso general la tasa total de pérdidas para un electrón debido a interacción Compton inverso puede ser computada a partir de (Blumenthal & Gould 1970)

$$t_{\text{IC}}^{-1} = \frac{1}{E_e} \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} \int_{\epsilon}^{\frac{bE_e}{1+b}} (\epsilon_1 - \epsilon) \frac{dN}{dt d\epsilon_1} d\epsilon_1, \quad (3.5)$$

donde  $\epsilon$  es la energía de los fotones incidentes,  $\epsilon_1$  la de los fotones dispersados y

$$\frac{dN}{dt d\epsilon_1} = \frac{1}{E_e} \frac{2\pi r_o^2 m c^3}{\gamma} \frac{n_{\text{ph}}(\epsilon) d\epsilon}{\epsilon} \cdot [2q \ln q + (1+2q)(1-q) + \frac{1}{2} \frac{(bq)^2}{1+bq} (1-q)] \quad (3.6)$$

con  $b = 4\epsilon\gamma/mc^2$  y  $q = \epsilon_1/[b(E_e - \epsilon_1)]$ .

Para el caso en que los fotones semilla para la interacción IC provienen del disco, la pérdida de energía puede ser aproximada por

$$\dot{\gamma}_{\text{IC}} = 5.5 \times 10^{17} T_{\text{mcc}}^3 \gamma \frac{\ln(1 + 0.55\gamma T_{\text{mcc}})}{1 + 25T_{\text{mcc}}\gamma} \left( 1 + \frac{1.4\gamma T_{\text{mcc}}}{1 + 25\gamma^2 T_{\text{mcc}}^2} \right), \quad (3.7)$$

donde  $T_{\text{mcc}} = kT/m_e c^2$  y  $\gamma$  es el factor de Lorentz definido por  $\gamma = E/mc^2$ .

- **Bremsstrahlung Relativista:** es la radiación producida cuando un electrón relativista es acelerado en el campo electrostático de un núcleo u otra partícula cargada,

$$e + (e, N) \rightarrow e + (e, N) + \gamma. \quad (3.8)$$

Si se considera un electrón con energía  $E_e \gg m_e c^2$  que es dispersado por un núcleo de carga  $Ze$ , un fotón de energía  $E_\gamma$  es producido. La sección eficaz de la interacción en el caso de un núcleo totalmente ionizado es:

$$\sigma_{\text{Br}}(E_e, E_\gamma) dE_\gamma = \frac{4\alpha r_e^2 Z^2}{E_\gamma} \phi(E_e, E_\gamma) dE_\gamma, \quad (3.9)$$

donde  $\alpha \approx 1/137$  es la constante de estructura fina. La función  $\phi$  viene dada por:

$$\begin{aligned} \phi(E_e, E_\gamma) &= \left[ 1 + \left( 1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right)^2 - \frac{2}{3} \left( 1 - \frac{E_\gamma}{E_e} \right) \right] \\ &\times \left[ \ln \left( \frac{2E_e(E_e - E_\gamma)}{m_e c^2 E_\gamma} \right) - \frac{1}{2} \right]. \end{aligned} \quad (3.10)$$

El tiempo de enfriamiento para un electrón individual está dado por

$$t_{\text{Br}}^{-1} = \frac{cn}{E_e} \int_0^{E_e - m_e c^2} E_\gamma \sigma_{\text{Br}}(E_e, E_\gamma) dE_\gamma, \quad (3.11)$$

que en el caso de un plasma totalmente ionizado resulta (e.g. Berezhinskii et al. 1990)

$$t_{\text{Br}}^{-1} = 4nZ^2 r_e^2 \alpha c \left[ \ln \left( \frac{2E_e}{m_e c^2} \right) - \frac{1}{3} \right], \quad (3.12)$$

donde  $n$  es la densidad de protones térmicos en las corona.

## 3.2. Enfriamiento de protones

Para los protones los procesos que se considerarán relevantes son: radiación sincrotrón, interacciones hadrónicas y colisiones inelásticas protón-fotón. El análisis de las pérdidas por radiación sincrotrón es el mismo que el que se hizo para electrones.

Los hadrones interactúan con fotones también a través de dispersiones Compton inverso. Este proceso puede ser tratado para protones de la misma manera que se lo hizo con los electrones, pero para un protón y un electrón con misma energía, la pérdida de energía del protón es un factor  $(m_e/m_p)^4 \approx 10^{-13}$  más chico. Para protones con energías mayores de 1 MeV, las pérdidas debidas a la producción de pares por colisiones inelásticas  $p\gamma$  dominan sobre las pérdidas IC en un factor del orden de  $(m_p/m_e)^2 \approx 10^4$ . Por lo tanto, el Compton inverso hadrónico no es, en general, un proceso relevante en diversos escenarios astrofísicos.

- **Interacciones hadrónicas:** consisten en la interacción entre un protón relativista y un protón térmico de la corona. El producto más importante de las colisiones  $pp$  son los piones, creados a través de tres canales principales,

$$p + p \rightarrow p + p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (3.13)$$

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (3.14)$$

$$p + p \rightarrow n + n + 2\pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (3.15)$$

donde a y b son números enteros. Para protones con energías altas, la probabilidad de creación de las tres especies de piones es casi la misma. La energía cinética umbral del protón para la creación de  $\pi^0$  es

$$E_{\text{th}} = m_p c^2 + 2m_\pi c^2 \left( 1 + \frac{m_\pi}{4m_p} \right) = 1.22 \text{ GeV}, \quad (3.16)$$

donde  $m_\pi c^2 = 134.97 \text{ MeV}$  es la energía en reposo de  $\pi^0$ .

La tasa de enfriamiento  $t_{pp}^{-1}$  está dada por

$$t_{pp}^{-1} = n_p c \sigma_{pp} K_{pp}, \quad (3.17)$$

donde  $n_p$  es la densidad de protones térmicos en la corona y  $K_{pp}$  la inelasticidad, es decir la fracción de energía que pierde el protón relativista en cada colisión. La inelasticidad total del proceso es  $K \sim 0.5$ , pero la mayor parte de la energía cinética perdida por el protón se la llevan solo uno o dos piones. La sección eficaz para interacciones inelásticas  $pp$  puede ser aproximada por (Kelner et al. 2006)

$$\sigma_{\text{inel}}(E_p) = (34.3 + 1.88L + 0.25L^2) \left[ 1 - \left( \frac{E_{\text{th}}}{E_p} \right)^4 \right]^2 \quad (3.18)$$

con

$$L = \ln \left( \frac{E_p}{1 \text{ TeV}} \right). \quad (3.19)$$

- **Colisiones inelásticas protón-fotón:** es la interacción de protones energéticos con fotones de la corona o del disco. Existen dos canales principales de interacción  $p\gamma$  importantes en ambientes astrofísicos: la producción de pares y la producción fotomesónica.

La producción de mesones ocurre para energías del fotón medida en el sistema del protón mayores a

$$\epsilon_{\text{th}} = m_{\pi}c^2 \left( 1 + \frac{m_{\pi}}{2m_p} \right) \approx 145 \text{ MeV}. \quad (3.20)$$

Cerca de la energía umbral se produce un único pión por interacción, mientras que a altas energías domina la producción de piones múltiples,

$$p + \gamma \rightarrow p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (3.21)$$

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-). \quad (3.22)$$

El tiempo de enfriamiento debido a la producción fotomesónica para un protón de energía  $E_p$  en un campo de fotones isotrópico de densidad  $n_{\text{ph}}(\epsilon)$  está dado por (Stecker, 1968)

$$t_{p\gamma}^{-1}(E_p) = \frac{m_p^2 c^5}{2E_p^2} \int_{\frac{\epsilon_{\text{th}} m_p c^2}{2E_p}}^{\infty} d\epsilon \frac{n_{\text{ph}}(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{\epsilon_{\text{th}}}^{\frac{2\epsilon E_p}{m_p c^2}} d\epsilon' \sigma_{p\gamma}(\epsilon') K_{p\gamma}(\epsilon') \epsilon', \quad (3.23)$$

donde  $\epsilon'$  es la energía del fotón medida en el sistema del protón y  $K_{p\gamma}$  es la inelasticidad de la interacción. Basándose en datos obtenidos mediante simulaciones hechas con el código SOPHIA, Atoyán & Dermer (2003) introdujeron una aproximación para la sección eficaz,

$$\sigma_{p\gamma}(\epsilon') \approx \begin{cases} 340 \text{ } \mu\text{barn} & 200 \text{ MeV} \leq \epsilon' \leq 500 \text{ MeV} \\ 120 \text{ } \mu\text{barn} & \epsilon' \geq 500 \text{ MeV} \end{cases}$$

y la inelasticidad de la producción fotomesónica,

$$K_{p\gamma}(\epsilon') \approx \begin{cases} 0.2 & 200 \text{ MeV} \leq \epsilon' \leq 500 \text{ MeV} \\ 0.6 & \epsilon' \geq 500 \text{ MeV} \end{cases}$$

Estos dos rangos corresponden a los canales de producción de un pión o múltiples piones, respectivamente.

A energías menores que el umbral para la creación de piones, el canal principal para la interacción protón-fotón es la producción de pares electrón-positrón,

$$p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-. \quad (3.24)$$

La sección eficaz para la creación de pares, también conocida como la sección eficaz de Bethe-Heitler, se incrementa monótonamente con la energía del fotón. En los límites de bajas y altas energías, sus aproximaciones son (Begelman, Rudak & Sikora 1990)

$$\sigma^{(e)}(x') \approx 1.2 \times 10^{-27} \left( \frac{x' - x'_{th}^{(e)}}{x'_{th}^{(e)}} \right)^3 \text{ cm}^2 \quad (3.25)$$

para  $2 \geq x' \leq 4$ , y

$$\begin{aligned} \sigma^{(e)}(x') \approx & 5.8 \times 10^{-28} [3.1 \ln(2x') - 8.1 + \\ & + \left( \frac{2}{x'} \right)^2 (2.7 \ln(2x') - \ln^2(2x') + 0.7 \ln^3(2x') + 0.5)] \text{ cm}^2, \end{aligned} \quad (3.26)$$

para  $x' \geq 4$ . El parámetro  $x'$  está definido de manera tal que  $\epsilon' = x' m_e c^2$  sea la energía del fotón medida en el sistema de referencia del protón y  $x'_{th}^{(e)} = 2$  la energía umbral. La inelasticidad tiene un máximo en  $x'_{th}^{(e)}$ , y decrece monótonamente con la energía del fotón. En los límites de bajas y altas energías, sus aproximaciones son

$$\begin{aligned} K^{(e)}(x') = & 4 \frac{m_e}{m_p} x'^{-1} [1 + 0.4 \ln(x' - 1) + 0.1 \ln(x' - 1)^2 + \\ & + 0.0078 \ln(x' - 1)^3] \end{aligned} \quad (3.27)$$

para  $x' \leq 1000$ , y

$$K^{(e)}(x') = 4 \frac{m_e}{m_p} x'^{-1} \left( \frac{-8.8 + 5.6 \ln x' - 1.6 \ln x'^2 + 0.7 \ln x'^3}{3.1 \ln 2x' - 8.1} \right) \quad (3.28)$$

para  $x' \geq 1000$ .

La sección eficaz para la creación de pares es dos órdenes de magnitud mayor a la de producción de fotomesones, pero sólo una pequeña fracción de la energía del protón ( $\leq 2m_e/m_p$ ) se pierde en la interacción. En cambio, en el caso de fotomesones, el protón transfiere un 10 % o más de su energía a las partículas secundarias, por lo que hace que este canal

sea más efectivo en el enfriamiento de protones con energías mayores que el umbral dado por (3.20).

Las secciones eficaces para interacciones de hadrones de energías altas con fotones es menor comparada con las de interacciones protón-protón. Sin embargo, en algunos ambientes astrofísicos, la densidad de la radiación es mayor que la densidad de materia, y los procesos foto-hadrónicos pueden ser relevantes.

### 3.3. Enfriamiento de partículas secundarias

Los protones relativistas primarios van a producir piones a través de colisiones inelásticas con materia y radiación. Estos piones van a decaer produciendo muones y neutrinos, y los muones también van a decaer produciendo neutrinos y electrones. Los piones neutros tienen una vida media muy corta, del orden de  $10^{-17}$  s y decaen antes de interactuar. La vida media de los piones cargados es  $\tau_\pi = 2.6 \times 10^{-8}$  s y luego decaen según

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (3.29)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu. \quad (3.30)$$

Los muones tienen una vida media de  $\tau_\mu = 2.2 \times 10^{-6}$  s, y luego decaen según

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e, \quad (3.31)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e. \quad (3.32)$$

Los tiempos de decaimiento se obtienen mediante una transformación de Lorentz que lleve desde el sistema de la partícula al sistema de laboratorio,

$$t_{\text{dec}}^{-1} = \left( \frac{\tau E}{mc^2} \right)^{-1}. \quad (3.33)$$

Sin embargo, antes de decaer, tanto los piones cargados como los muones pueden interactuar, perdiendo energía de acuerdo a los procesos descritos en las secciones anteriores.

En el caso de los piones se van a considerar las mismas pérdidas que para los protones. Para las colisiones  $\pi p$  las pérdidas están dadas por la Ec. (3.17) con  $\sigma_{\pi p}(E) \approx \frac{2}{3}\sigma_{pp}^{(\text{inel})}(E)$ , basados en el hecho de que el protón está formado por tres quarks mientras que el pión por dos (Gaisser 1990). Para las colisiones  $\pi\gamma$  se estima el tiempo de enfriamiento usando la Ec. (3.23) con el reemplazo  $\sigma_{p\gamma}^{(\pi)}(E) \rightarrow \frac{2}{3}\sigma_{p\gamma}^{(\pi)}(E)$ .

Para los muones se estudiarán las mismas interacciones que para los electrones.

### 3.4. Advección

El tiempo de advección está dado por el tiempo que tarda una partícula en ir desde la superficie de la corona hasta el objeto compacto,

$$t_{\text{adv}}^{-1} = \frac{v}{R_c}. \quad (3.34)$$

Se supondrá que las partículas caen radialmente hacia el agujero negro a una velocidad  $v = 0.1c$  (Begelman et al. 1990), donde  $c$  es la velocidad de la luz, obteniendo una tasa de advección de  $t_{\text{adv}}^{-1} = 58 \text{ s}^{-1}$ .

### 3.5. Tasa de aceleración

Para poder determinar el valor máximo de energía que pueden alcanzar las partículas es necesario conocer, además de las pérdidas, la tasa de aceleración. En presencia de un campo magnético  $B$ , una partícula cargada es acelerada hasta una energía  $E$  a una tasa  $t_{\text{acc}}^{-1}$  dada por

$$t_{\text{acc}}^{-1} = \eta \frac{ceB}{E} \quad (3.35)$$

donde  $\eta \leq 1$  y es un parámetro que depende de los detalles del mecanismo de aceleración. En ambientes astrofísicos, un posible mecanismo por el cual las partículas pueden alcanzar energías relativistas es el llamado *mecanismo de Fermi* de aceleración por ondas de choque (*shocks*). La teoría original de Fermi consistía en que una partícula podía ganar energía luego de sucesivas dispersiones en inhomogeneidades magnéticas de las nubes de gas del medio interestelar. Este mecanismo es poco probable en contextos astrofísicos y no muy eficiente (a segundo orden en el factor  $\beta = v/c$ ). En la década de

1970 fue introducido un mecanismo más eficiente de aceleración por *shocks* (a primer orden en  $\beta$ ; e.g. Bell 1978). Existen diversos escenarios donde se generan shocks, en particular pueden generarse por colisiones entre distintas componentes del flujo de acreción. Estos shocks generan zonas de turbulencia magnética, donde las partículas se dispersan y ganan energía. Un análisis más detallado acerca del mecanismo de aceleración difusivo por *shocks* puede encontrarse en Protheroe (1998).

La eficiencia de este mecanismo difusivo en el caso de shocks no relativistas puede expresarse como

$$\eta \approx 10^{-1} \frac{r_g c}{D(E)} \left( \frac{v_s}{c} \right)^2, \quad (3.36)$$

donde  $r_g = E/(eB)$  es el giroradio de la partícula,  $D(E)$  es el coeficiente de difusión, y  $v_s$  es la velocidad relativa entre los flujos macroscópicos a ambos lados de la onda de choque. Si la difusión ocurre en el régimen de Bohm,  $D(E) = r_g c/3$ . En el presente trabajo adoptaremos  $\eta = 10^{-2}$ , que corresponde a una aceleración eficiente.

### 3.6. Resultados

Con las expresiones vistas en las secciones anteriores y los parámetros de la Tabla (2.1) se calcularon las tasas de enfriamiento para las distintas especies de partículas. Los resultados obtenidos para protones y electrones se muestran en la Fig. (3.1).

La radiación sincrotrón domina las pérdidas de los electrones en un amplio rango de energía; sólo a energías bajas las pérdidas por dispersión Compton inverso son significativas. El Bremsstrahlung relativista no resulta importante por la baja densidad de partículas térmicas de la corona.

Para los protones las pérdidas por colisiones  $pp$  son las más relevantes a bajas energías, mientras que a energías mayores dominan las colisiones  $p\gamma$ . Sin embargo, en un amplio rango de energía la tasa de advección supera a las tasas de enfriamiento; esto implica que una fracción importante de los protones va a caer en el agujero negro antes de enfriarse.

La energía máxima posible para estas partículas estará dada por el valor  $E_{\text{máx}}$  para el que la tasa de aceleración iguale a la suma de todas las tasas de enfriamiento y pérdida. Para los electrones tenemos:



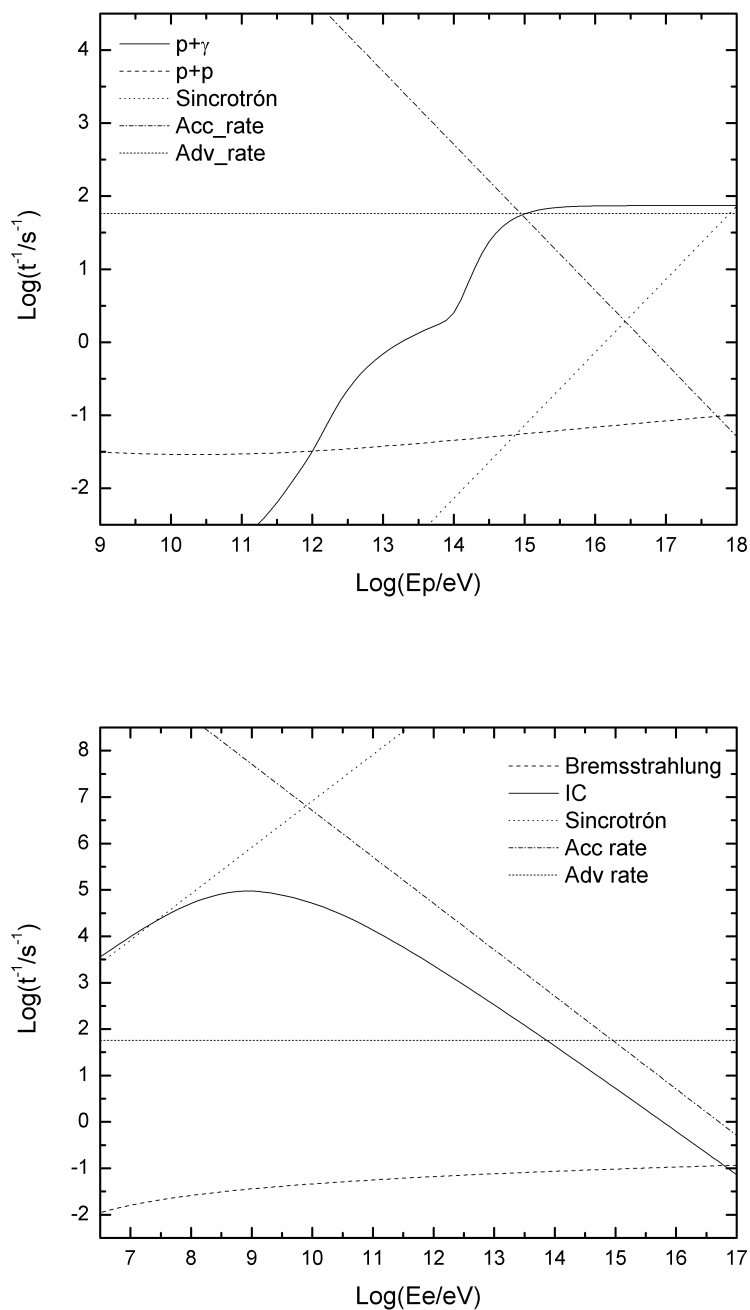


Figura 3.1: Tiempos de enfriamiento de protones (panel superior) y electrones (panel inferior) en una corona con los parámetros de la Tabla (2.1).

$$t_{\text{acc}}^{-1} = t_{\text{sincr}}^{-1} + t_{\text{IC}}^{-1} + t_{\text{Br}}^{-1} + t_{\text{adv}}^{-1}, \quad (3.37)$$

mientras que para los protones tenemos:

$$t_{\text{acc}}^{-1} = t_{\text{sincr}}^{-1} + t_{pp}^{-1} + t_{p\gamma}^{-1} + t_{\text{adv}}^{-1}. \quad (3.38)$$

Los valores que se obtienen son

$$E_{\text{máx}}^{(e)} = 7.9 \times 10^9 \text{ eV}, \quad (3.39)$$

y

$$E_{\text{máx}}^{(p)} = 8.0 \times 10^{14} \text{ eV}. \quad (3.40)$$

Existe además un segundo factor que limita los valores para las máximas energías posibles, y es el tamaño de la corona (i.e. la región de aceleración). Si no hay pérdidas, la energía máxima está dada por aquel valor para el cuál el giroradio  $R_g$  es igual al radio de la corona. Para una partícula de energía  $E$ , el giroradio vale

$$R_g = \frac{E}{eB}. \quad (3.41)$$

Si se reemplaza  $R_g$  por el radio de la corona, obtenemos que el valor máximo de energía permitido es  $\sim 9 \times 10^{15}$  eV, que es superior a los valores dados por (3.39) y (3.40). De esta manera la geometría de la corona y el campo magnético no imponen límites a la energía máxima, que queda determinada por el balance entre las tasas de enfriamiento y aceleración.

En la Fig. (3.2) están las tasas de enfriamiento de las partículas secundarias generadas en las interacciones hadrónicas: piones  $\pi^\pm$  y muones <sup>2</sup>.

La dispersión Compton inversa domina ampliamente las pérdidas de los muones. Sólo los muones con  $E > 10^{11}$  eV van a enfriarse antes de decaer. Nuevamente las pérdidas por Bremsstrahlung son despreciables. Para los piones las pérdidas por colisiones  $\pi\gamma$  son las más significativas. En este caso, la mayoría de los piones decaen antes de enfriarse.

---

<sup>2</sup>Notar que los  $\pi^0$  no interaccionan electromagnéticamente, decaen en  $t \sim 10^{-16}$  s.

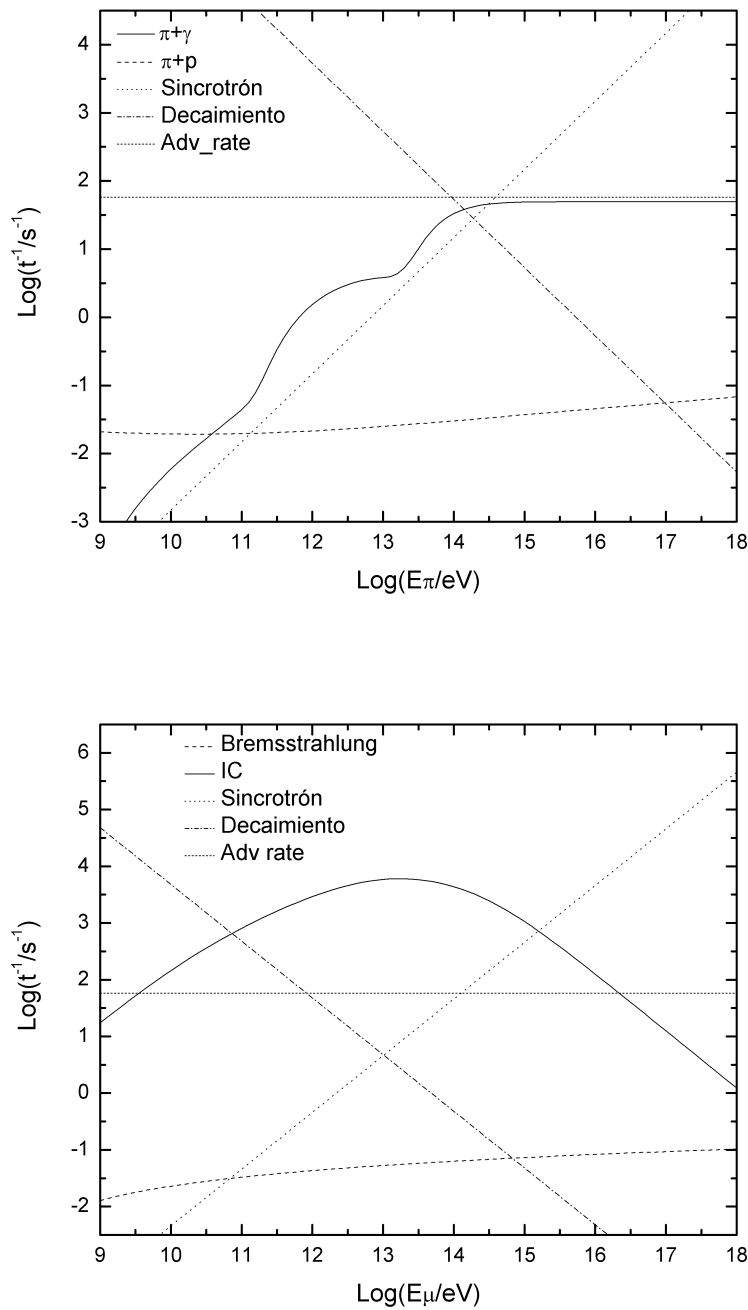


Figura 3.2: Tiempos de enfriamiento de piones cargados (panel superior) y muones (panel inferior) en las mismas condiciones que las dadas en la Fig. (3.1).



## Capítulo 4

# Distribución de partículas no-térmicas en la corona

Para poder calcular las distribuciones espectrales de los distintos procesos en el marco descrito anteriormente, necesitamos conocer la distribución en energías de las partículas de la corona  $N(E, t)$ ,

$$N(E, t) = \frac{\text{número de partículas}}{\text{unidad energía} \times \text{unidad volumen}}. \quad (4.1)$$

La forma más idónea de calcular esta distribución es suponer un dado mecanismo de aceleración, y resolver la correspondiente ecuación de transporte. La ecuación cinética más general que describe la evolución de la distribución en energía de las partículas  $f(E, \mathbf{r}, t)$  es la ecuación diferencial de Fokker-Planck (Ginzburg & Sirovatskii 1964),

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \nabla \cdot (D_r \nabla f) - \nabla \cdot (\mathbf{u}_r f) + \frac{\partial}{\partial E} (P_r f) - \frac{\partial}{\partial E} (b_r f) + \frac{\partial^2}{\partial E^2} (d_r f). \quad (4.2)$$

Los dos primeros términos del miembro derecho tienen en cuenta el transporte de las partículas debido a la difusión y a la convección; los dos últimos términos describen la aceleración de las partículas a través de mecanismos de Fermi de primer y segundo orden. Por último el tercer término representa las pérdidas de energía.

Como ya se mencionó anteriormente, el sistema está en estado estacionario, por lo que no hay una dependencia temporal. Por otro lado, los valores de los parámetros que caracterizan la corona no tienen ninguna de-

pendencia espacial. De esta manera podemos integrar la Ec. (4.2) en todo el volumen  $V$  obteniendo

$$\frac{\partial}{\partial E} (N(E) \cdot b(E)) + \frac{N(E)}{t_{adv}} = Q(E), \quad (4.3)$$

donde

$$N(E) \equiv \int f d^3r. \quad (4.4)$$

El primer término representa las pérdidas de energía,  $b(E) = -dE/dt$ ; el segundo término representa el número de partículas que son acretadas por el agujero negro; y  $Q(E)$  es el espectro de inyección de partículas,

$$Q(E) = \frac{\text{número de partículas inyectadas}}{\text{unidad energía} \times \text{unidad volumen} \times \text{unidad tiempo}}. \quad (4.5)$$

## 4.1. Distribución de protones y electrones

La forma funcional exacta del espectro de inyección de las partículas primarias depende exclusivamente del mecanismo de aceleración subyacente. Para un conjunto de partículas que es acelerada mediante el mecanismo de Fermi toma la forma de una ley de potencias  $Q(E) \propto E^{-\alpha}$ . En el caso del mecanismo difusivo de aceleración mediado por *shocks*  $\alpha = 2$ . De acuerdo con observaciones de emisión no-térmica a lo largo de todo el espectro electromagnético, el valor del índice espectral para las distribuciones de partículas es  $\alpha \sim 2.2$  (e.g. Drury 1983). De esta manera se adoptará un espectro de inyección de la forma

$$Q(E) = Q_o E^{-2.2} e^{-E/E_{\text{máx}}}. \quad (4.6)$$

Los valores de  $E_{\text{máx}}$  para protones y electrones están dados por (3.40) y (3.39). Es necesario obtener el valor de la constante de normalización  $Q_o$  para que la Ec. (4.11) sea significativa. Éste puede obtenerse conociendo la potencia inyectada en protones y electrones relativistas,  $L_{\text{rel}} = L_p + L_e$ . Se considerará que  $L_{\text{rel}}$  representa una fracción de la luminosidad de la corona,

$$L_{\text{rel}} = \kappa L_c. \quad (4.7)$$

Se tomará  $\kappa = 10^{-2}$ , por lo que la potencia inyectada en partículas relativista representa el 1 % de la luminosidad de la corona. Bajo la hipótesis de equipartición térmica esto significa que sólo la cola supra-térmica de la distribución maxweliana de las partículas es acelerada hasta energías relativistas (Blandford & Eichler 1987). La relación entre la potencia inyectada en protones y electrones está dada por un parámetro  $a$  de manera tal que  $L_p = aL_e$ . Este parámetro es desconocido, aunque el estudio de los rayos cósmicos galácticos muestra que  $a > 1$ . Se considerará  $a = 100$ , que es el caso de una corona dominada por protones (es la misma relación que se observa en los rayos cósmicos galácticos). De esta manera,

$$L_e = \frac{L_{\text{rel}}}{1+a} = \frac{4}{3}\pi R_c^3 \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{máx}}} Q_o^{(e)} E^{-\alpha} e^{-E/E_{\text{máx}}} E dE \quad (4.8)$$

$$L_p = \frac{L_{\text{rel}}}{1+1/a} = \frac{4}{3}\pi R_c^3 \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{máx}}} Q_o^{(p)} E^{-\alpha} e^{-E/E_{\text{máx}}} E dE. \quad (4.9)$$

La energía mínima de las partículas se fijará en  $E_{\text{min}} = 2mc^2$  y obteniendo finalmente los valores de las contantes de normalización,

$$Q_o^{(e)} = 3.8 \times 10^7 \text{ erg}^{2/5} \text{ cm}^{-3}, \quad (4.10)$$

$$Q_o^{(p)} = 1.5 \times 10^{10} \text{ erg}^{2/5} \text{ cm}^{-3}. \quad (4.11)$$

Para el término que representa las pérdidas de energías se tomarán como procesos dominantes la radiación sincrotón y la dispersión Compton inverso para electrones e interacciones  $p\gamma$  y las  $pp$  para protones; es decir,

$$b^{(e)}(E) = - \left( \frac{dE}{dt} \right)_S - \left( \frac{dE}{dt} \right)_{\text{IC}}, \quad (4.12)$$

$$b^{(p)}(E) = - \left( \frac{dE}{dt} \right)_{p\gamma} - \left( \frac{dE}{dt} \right)_{pp}, \quad (4.13)$$

para electrones y protones, respectivamente.

La solución analítica de la Ec. (4.3) es

$$N(E) = \frac{1}{|b(E)|} \int_E^{E_{\text{máx}}} Q(E') e^{-\frac{\tau(E,E')}{t_{\text{adv}}}} dE', \quad (4.14)$$

donde

$$\tau(E, E') = \int_E^{E'} \frac{dE''}{|b(E'')|}. \quad (4.15)$$

En el caso de protones es posible hacer una aproximación para calcular la distribución de una manera más sencilla; como en un amplio rango de energía la tasa de advección domina a las tasas de enfriamiento, se puede despreciar a estas últimas en la ecuación de transporte, y la solución queda de la forma (Reynoso & Romero 2008):

$$N_p(E_p) \approx \frac{Q_p(E_p)}{t_{\text{adv}}^{-1}}. \quad (4.16)$$

Las distribuciones de protones y electrones se muestran en la Fig. (4.1). Usando la Ec. (4.16) se obtiene una distribución de protones que se ajusta mediante una ley de potencias con el mismo índice que el espectro inyección. En cambio, como la tasa de enfriamiento por radiación sincrotrón es la que domina las pérdidas de los electrones, la distribución de electrones resulta más suave que el espectro de inyección; se puede aproximar como

$$N_e(E_e) \propto E_e^{-(\alpha+1)}. \quad (4.17)$$

## 4.2. Distribución de piones

Para calcular la distribución de las partículas secundarias es necesario obtener la función de inyección de piones producida por interacciones  $pp$  y  $p\gamma$ . En el caso de las colisiones  $pp$  usaremos las expresiones que figuran en Kelner et al. (2006), que se obtuvieron con ajustes a los resultados numéricos del código SYBILL (Fletcher et al. 1994). Para un protón de energía  $E_p$ , el número de piones con energía en el intervalo  $(x, x + dx)$ , donde  $x = E_\pi/E_p$ , que se crean por colisión  $pp$  puede ser parametrizado por

$$F_\pi^{(pp)}(x, E/x) = 4\alpha B_\pi x^{\alpha-1} \left( \frac{1 - x^\alpha}{1 + rx^\alpha(1 - x^\alpha)} \right)^4 \\ \times \left( \frac{1}{(1 - x^\alpha)} + \frac{r(1 - 2x^\alpha)}{1 + rx^\alpha(1 - x^\alpha)} \right) \left( 1 - \frac{m_\pi c^2}{xE_p} \right)^{1/2} \quad (4.18)$$

con

$$B_\pi = a' + 0.25, \quad r = 2.6/\sqrt{a'}, \quad \alpha = 0.98/\sqrt{a'}, \quad (4.19)$$



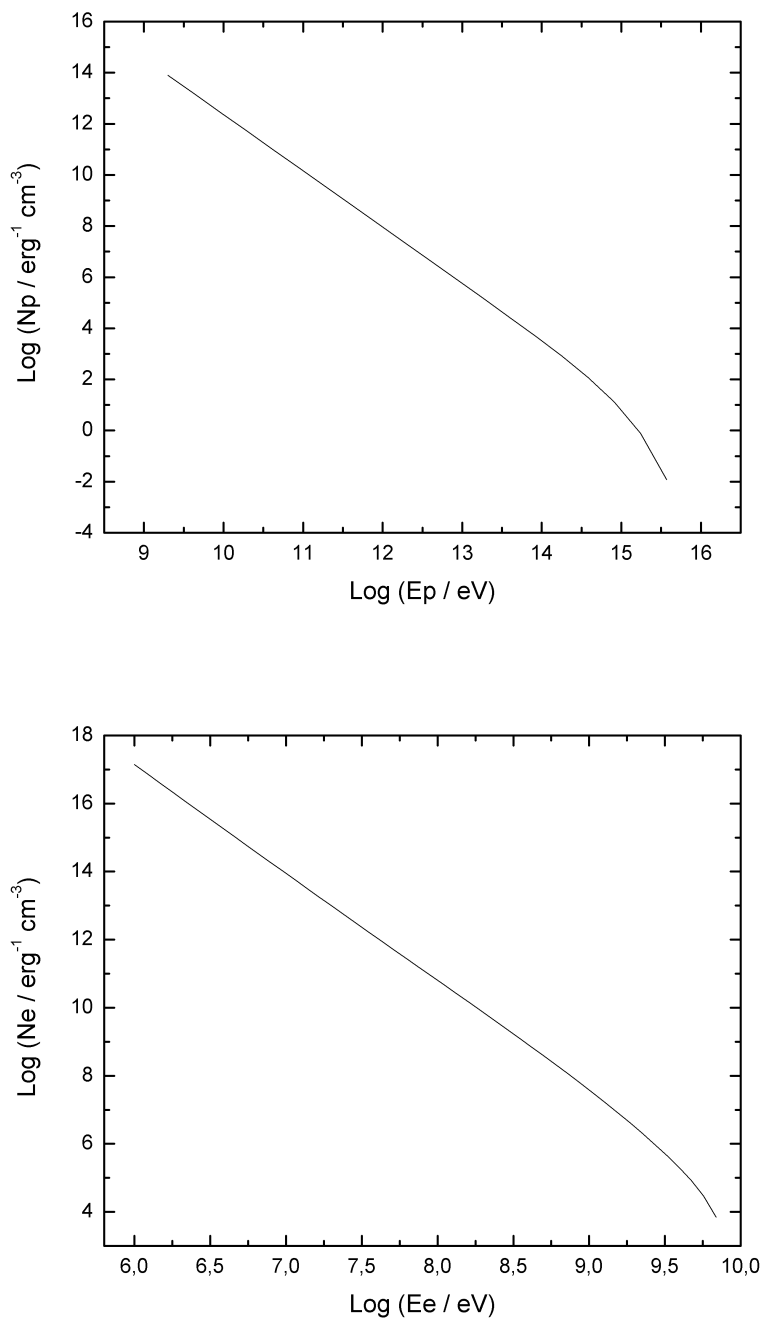


Figura 4.1: Distribución en energía de protones (panel superior) y electrones (panel inferior) para un espectro de inyección de índice  $\alpha = 2.2$ , en una corona caracterizada por los parámetros de la Tabla (2.1)

donde  $a' = 3.67 + 0.83L + 0.075L^2$  y  $L = \ln(E_p/1 \text{ TeV})$ . La función de inyección de piones producidos por interacciones  $pp$  está dada por

$$\begin{aligned} Q_{\pi}^{(pp)}(E_{\pi}) &= cn \int_{\frac{E_{\pi}}{E_p^{(\text{máx})}}}^1 \frac{dx}{x} N_p \left( \frac{E}{x} \right) F_{\pi}^{(pp)} \left( x, \frac{E}{x} \right) \sigma_{pp}^{\text{inel}} \left( \frac{E}{x} \right) \\ &= cn \int_{E_{\pi}}^{E_p^{(\text{máx})}} \frac{dE_p}{E_p} N_p(E_p) F_{\pi}^{(pp)} \left( \frac{E_{\pi}}{E_p}, E_p \right) \sigma_{pp}^{\text{inel}}(E_p) \end{aligned} \quad (4.20)$$

El tratamiento de Atoyan & Dermer (2003) permite calcular el espectro de inyección de piones cargados por colisiones  $p\gamma$ . Se define la frecuencia de colisiones  $\omega_{p\gamma}$  como el número de interacciones por unidad de tiempo. Esta está dada por una expresión idéntica a la tasa de enfriamiento  $t_{p\gamma}^{-1}$ , sin tener en cuenta la inelasticidad:

$$\omega_{p\gamma}(E_p) = \frac{m_p^2 c^5}{2E_p^2} \int_{\frac{\epsilon_{\text{th}} m_p c^2}{2E_p}}^{\infty} d\epsilon \frac{n_{\text{ph}}(\epsilon)}{\epsilon^2} \int_{\epsilon_{\text{th}}}^{\frac{2\epsilon E_p}{m_p c^2}} d\epsilon' \sigma_{p\gamma}^{(\pi)}(\epsilon') \epsilon' . \quad (4.21)$$

Aquí las variables de integración se refieren a la energía de los fotones. La sección eficaz y la inelasticidad  $K_{p\gamma}$  están dadas por las funciones escalón (3.2) y (3.2). Si  $p_1$  y  $p_2 = 1 - p_1$  son las probabilidades de la producción de un único y de múltiples piones, respectivamente, y  $\zeta_{pm} \approx 0.5$  es la probabilidad de que un protón se convierta en un neutrón por interacción, el número medio de piones cargados que se crean en una colisión  $p\gamma$  es

$$n_{\pi^{\pm}} = \zeta_{pn} p_1 + 2p_2 . \quad (4.22)$$

Podemos definir una inelasticidad media como

$$\bar{K}_{p\gamma} = \frac{t_{p\gamma}^{-1}}{\omega_{p\gamma}} . \quad (4.23)$$

En términos de  $p_{1,2}$ , la inelasticidad media se puede escribir como

$$\bar{K}_{p\gamma} = p_1 K_1 + (1 - p_1) K_2, \quad (4.24)$$

de donde es posible despejar  $p_1$

$$p_1 = \frac{K_2 - \bar{K}_{p\gamma}}{K_2 - K_1}, \quad (4.25)$$

con  $K_1 = 0.2$  y  $K_2 = 0.6$ .

La función de inyección de piones cargados en la aproximación de la funcional- $\delta$  es

$$\begin{aligned} Q_{\pi^\pm}^{(p\gamma)}(E_\pi) &= \int_E^{E_p^{(\text{máx})}} dE_p N_p(E_p) \omega_{p\gamma}(E_p) n_\pi(E_p) \delta(E_\pi - 0.2E_p) \\ &= 5N_p(5E_\pi) \omega_{p\gamma}(5E_\pi) n_\pi(5E_\pi) . \end{aligned} \quad (4.26)$$

La distribución de piones obedece la ecuación de transporte (4.3) con el agregado del término de decaimiento  $N(E)/t_{\text{dec}}$ . La solución es

$$N(E) = \frac{1}{|b(E)|} \int_E^{E_{\text{máx}}} Q_{\pi^\pm}(E') \exp[-\tau(E, E')] dE' \quad (4.27)$$

donde ahora  $\tau(E, E')$  está dado por

$$\tau(E, E') = \int_E^{E'} \frac{(t_{\text{adv}}^{-1} + t_{\text{dec}}^{-1}(E'')) dE''}{|b(E'')|} . \quad (4.28)$$

Para el rango de energía en el cuál las tasas de enfriamiento son despreciables frente a la tasa de decaimiento, se puede hacer una aproximación similar a la de protones, obteniendo:

$$N(E) \approx Q(E) (t_{\text{adv}}^{-1} + t_{\text{dec}}^{-1})^{-1} . \quad (4.29)$$

El resultado se muestra en la Fig. (4.2). Puede observarse que los piones de baja energía decaen rápidamente, y sólo los de mayor energía se enfrían antes de decaer haciendo que la distribución en ese rango sea más suave.

### 4.3. Distribución de muones

Para calcular la dependencia funcional con la energía de la inyección de muones se tomará como referencia el trabajo de Lipari et al. (2007); en este se discute la necesidad de considerar por separado la producción de muones con helicidad derecha (*right-handed*) y helicidad izquierda (*left-handed*), los cuales tienen un espectro de decaimiento diferente:

$$\frac{dn_{\pi^- \rightarrow \mu_L^-}}{dE_\mu}(E_\mu, E_\pi) = \frac{r_\pi(1-x)}{E_\pi x(1-r_\pi)^2} \Theta(x - r_\pi) \quad (4.30)$$

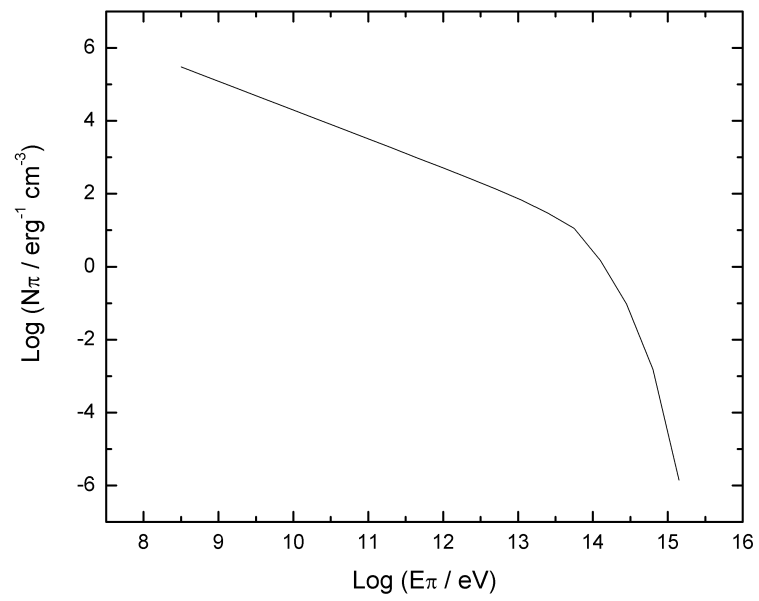


Figura 4.2: Distribución en energía de piones cargados en las mismas condiciones que la Fig. (4.1).

$$\frac{dn_{\pi^- \rightarrow \mu^-} (E_\mu, E_\pi)}{dE_\mu} = \frac{(x - r_\pi)}{E_\pi x (1 - r_\pi)^2} \Theta(x - r_\pi), \quad (4.31)$$

con  $x = E_\mu/E_\pi$  y  $r_\pi = (m_\mu/m_\pi)^2$ .

Como la invarianza CP implica que  $dn_{\pi^- \rightarrow \mu^-}/dE_\mu = dn_{\pi^+ \rightarrow \mu^+}/dE_\mu$ , y la distribución de todos los piones cargados es  $N_\pi(E_\pi) = N_{\pi^+}(E_\pi) + N_{\pi^-}(E_\pi)$ , se obtiene que la inyección total de muones es

$$Q_\mu(E_\mu) = \int_{E_\mu}^{E^{(\text{máx})}} dE_\pi t_{\pi, \text{dec}}^{-1}(E_\pi) N_\pi(E_\pi) \times \left( \frac{dn_{\pi^- \rightarrow \mu^-}}{dE_\mu}(E_\mu, E_\pi) + \frac{dn_{\pi^+ \rightarrow \mu^+}}{dE_\mu}(E_\mu, E_\pi) \right). \quad (4.32)$$

Una vez que se conoce la inyección de muones, la distribución se calcula usando (4.27) y (4.28). Los resultados se muestran en la Fig. (4.3).

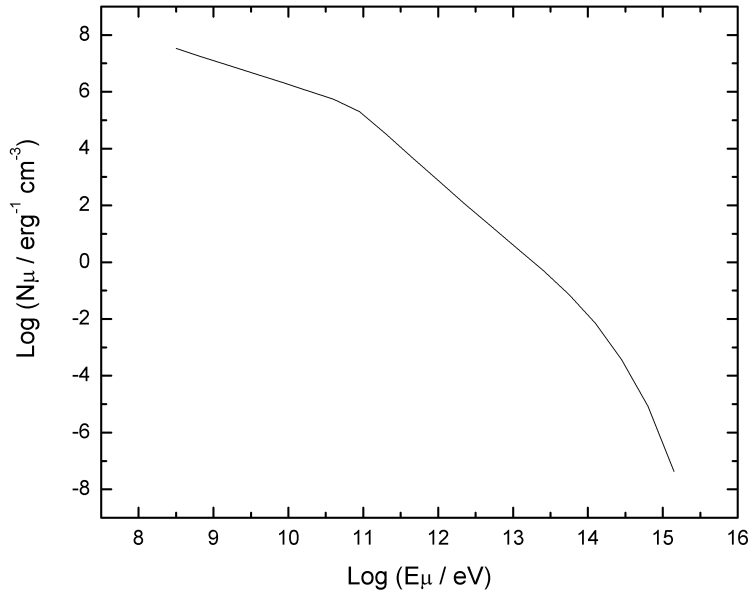


Figura 4.3: Distribución en energía de muones obtenida en las mismas condiciones que la Fig. (4.1).

En este caso se obtiene una distribución de tipo ley de potencias quebrada. A bajas energías domina el decaimiento de los muones y el índice espectral es de  $\sim 0.85$ ; cuando las pérdidas de energía comienzan a ser importantes la pendiente del espectro se hace más pronunciada tomando un valor de  $\sim 2.33$ . Por otro lado, se obtiene que la energía inyectada en muones es del 75 % de la inyectada en piones, lo que concuerda con las hipótesis planteadas en el trabajo de Murase K. & Nagasaki S. (2006).

# Capítulo 5

## Distribuciones espectrales de energía

En el presente capítulo se calcularán las distribuciones espectrales de energía para los distintos procesos que experimentan las poblaciones de partículas que se obtuvieron en la sección anterior.

### 5.1. Sincrotrón

La distribución espectral de fotones  $P_{\text{sincr}}(E, E_\gamma)$  radiada por una única partícula de energía  $E$  está dada por

$$P_{\text{sincr}}(E, E_\gamma) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin \alpha}{hmc^2} \frac{E_\gamma}{E_c} \int_{E_\gamma/E_c}^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi, \quad (5.1)$$

donde  $K_{5/3}(\xi)$  es la función de Bessel modificada de orden  $5/3$ , y la energía característica de emisión  $E_c$  es

$$E_c = \frac{3}{4\pi} \frac{ehB \sin \alpha}{mc} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (5.2)$$

La ecuación (5.1) se puede simplificar usando la aproximación

$$x \int_x^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi \approx 1.85x^{1/3} e^{-x}. \quad (5.3)$$

La emisividad en el caso de una distribución de partículas  $N(E)$  se calcula integrando (5.1),

$$q_\gamma(E_\gamma) = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{hmc^2} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dEN(E) \frac{E_\gamma}{E_c} \int_{E_\gamma/E_c}^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi, \quad (5.4)$$

donde se tomó sin  $\alpha = 1$ .

A partir de la emisividad, es posible calcular la luminosidad  $L_\gamma(E_\gamma)$  (en erg/s) asociada a cada proceso. Se supondrá una vez más que la corona es homogénea, de manera tal que para obtener  $L_\gamma(E_\gamma)$  bastará multiplicar  $q_\gamma(E_\gamma)$  por  $E_\gamma$  y por el volumen de la corona:

$$\begin{aligned} L_\gamma(E_\gamma) &= E_\gamma \int_{V_c} q_\gamma(E_\gamma) d^3x \\ &= \frac{4}{3} \pi R_c^3 E_\gamma q_\gamma(E_\gamma). \end{aligned} \quad (5.5)$$

## 5.2. Efecto Compton inverso

De acuerdo con Blumenthal & Gould (1970), el espectro de fotones dispersados por un electrón de energía  $E_e = \gamma_e m_e c^2$  en un campo de radiación de densidad  $n_{\text{ph}}(\epsilon)$  es

$$P_{\text{IC}}(E_e, E_\gamma, \epsilon) = \frac{3\sigma_{\text{T}}c(m_e c^2)^2 n_{\text{ph}}(\epsilon)}{4E_e^2} \frac{n_{\text{ph}}(\epsilon)}{\epsilon} F(q). \quad (5.6)$$

Aquí  $\sigma_{\text{T}}$  es la sección eficaz de Thomson y la función  $F(q)$  está dada por

$$F(q) = 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2}(1 - q) \frac{(q\Gamma)^2}{1 + \Gamma q}, \quad (5.7)$$

donde

$$\Gamma = \frac{4\epsilon E_e}{(m_e c^2)^2}, \quad q = E_\gamma / (\Gamma E_e (1 - E_\gamma / E_e)). \quad (5.8)$$

El rango de energías permitido para el fotón dispersado es

$$\epsilon \leq E_\gamma \leq \frac{\Gamma}{1 + \Gamma} E_e. \quad (5.9)$$

Para una distribución de electrones  $N_e(E_e)$ , el espectro total por IC es



$$L_{\text{IC}}(E_\gamma) = E_\gamma^2 \frac{4}{3} \pi R_c^3 \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{máx}}} dE_e N_e(E_e) \int_{\epsilon_{\text{min}}}^{\epsilon_{\text{máx}}} d\epsilon P_{\text{IC}}(E_e, E_\gamma, \epsilon) \quad (5.10)$$

Esta expresión tiene en cuenta los efectos de Klein-Nishina en el comportamiento de la sección eficaz en energía.

Nuevamente, se tomarán dos contribuciones a la luminosidad IC, una del campo de fotones de la corona y otra del disco.

### 5.3. Colisiones $p\gamma$

El producto más importante de las colisiones  $p\gamma$  son los piones. Estos se crean a través de los canales dados por (3.21) y (3.22). La vida media de los piones neutros es de  $\sim 8 \times 10^{-17}$  s, y decaen con una probabilidad mayor al 98.8% en dos fotones:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (5.11)$$

En el canal de producción de un único pión, cada  $\pi^0$  se produce con una energía  $\sim K_1 E_p$  y esta energía se distribuye equitativamente entre los dos fotones,

$$E_\gamma \approx \frac{1}{2} K_1 E_p \approx 0.1 E_p. \quad (5.12)$$

En el canal de creación de piones múltiples, la mayor parte de la energía perdida por el protón se distribuye en partes iguales entre tres piones,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$  y  $\pi^+$ . La energía media de cada pión es  $\sim K_2 E_p / 3 = 0.2 E_p$ . Entonces la energía de los dos fotones que se crean al decaer el  $\pi^0$  será la misma que en el canal de producción de un único pión,  $E_\gamma \sim 0.1 E_p$ .

El número medio de piones neutros creados por colisión es

$$n_{\pi^0} = p_1(1 - \zeta_{pn}) + p_2. \quad (5.13)$$

La emisividad de  $\pi^0$  en la aproximación de la funcional- $\delta$  está dada por (Atoyan & Dermer 2003; Vila & Aharonian 2009)

$$q_{\pi^0}^{(p\gamma)}(E_\pi) = 5N_p(5E_\pi)\omega_{p\gamma}(5E_\pi)n_{\pi^0}(5E_\pi). \quad (5.14)$$

Teniendo en cuenta que cada  $\pi^0$  produce dos fotones, la emisividad de fotones resulta

$$q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int q_{\pi^0}(E_\pi) \delta(E_\gamma - 0.5E_\pi) dE_\pi \quad (5.15)$$

$$= 20N_p(10E_\gamma)\omega_{p\gamma,\pi}(10E_\gamma)n_{\pi^0}(10E_\gamma). \quad (5.16)$$

## 5.4. Colisiones $pp$

Si se conoce la emisividad de piones  $q_\pi(E_\pi)$ , la emisividad de rayos gamma  $q_\gamma(E_\gamma)$  ( $\text{erg}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) está dada por

$$q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_{\min}}^{\infty} \frac{q_\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\pi, \quad (5.17)$$

donde  $E_{\min} = E_\gamma + m_\pi^2 c^4 / 4E_\gamma$ .

Se puede hallar una expresión aproximada de la inyección de piones  $q_\pi(E_\pi)$  usando el formalismo de la *funcional- $\delta$*  (Aharonian & Atoyan 2000). En esta aproximación los piones neutros se llevan una fracción  $\kappa_\pi$  de la energía cinética del protón  $E_{\text{cin}} = E_p - m_p c^2$ . La emisividad de  $\pi^0$  está dada por

$$\begin{aligned} q_\pi(E_\pi) &= cn \int \delta(E_\pi - \kappa_\pi E_{\text{cin}}) \sigma_{pp}(E_p) N_p(E_p) dE_p \\ &= \frac{cn}{\kappa_\pi} \sigma_{pp} \left( m_p c^2 + \frac{E_\pi}{\kappa_\pi} \right) N_p \left( m_p c^2 + \frac{E_\pi}{\kappa_\pi} \right). \end{aligned} \quad (5.18)$$

Para energías del protón en el rango GeV-TeV,  $\kappa \approx 0.17$  (Gaisser 1990). En el mismo rango, la sección eficaz total  $\sigma_{pp}$  puede aproximarse por

$$\sigma_{pp}(E_p) \approx 30 \left[ 0.95 + 0.06 \ln \left( \frac{E_{\text{cin}}}{1 \text{ GeV}} \right) \right] \text{mb} \quad (5.19)$$

para  $E_{\text{cin}} \geq 1 \text{ GeV}$ , y  $\sigma_{pp} \approx 0$  para  $E_{\text{cin}} < 1 \text{ GeV}$ .

## 5.5. Espectros de producción

La Fig. (5.1) muestra las luminosidades obtenidas para los procesos dominantes que sufren los electrones. De acuerdo con los resultados de la Sección

(3.6) el mecanismo de enfriamiento más relevante de electrones es la radiación sincrotrón, y el efecto Compton inverso es importante sólo para electrones de baja energía.

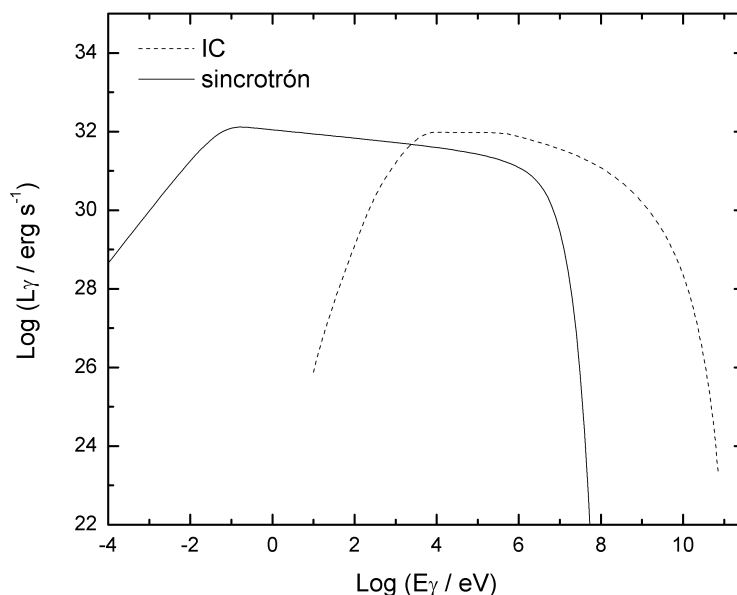


Figura 5.1: Luminosidad  $L_\gamma$  producto de radiación sincrotrón de electrones y dispersión Compton inversa en una corona caracterizada por los parámetros de la Tabla (2.1). A bajas energías domina la contribución sincrotrónica y a altas energías la luminosidad IC.

En el caso de protones se calcularon las luminosidades debidas al decaimiento de piones neutros generados en colisiones  $p\gamma$  y colisiones  $pp$  y radiación sincrotrón. En la Fig. (5.2) pueden verse las distribuciones espectrales debidas a estos procesos. Al igual que la distribución de protones las luminosidades sincrotrón y  $pp$  siguen leyes de potencias. La luminosidad  $p\gamma$  presenta una “joroba” producto de la interacción de los protones con los fotones del disco. La energía  $E_\gamma$  del fotón generado en una colisión  $p\gamma$  es  $E_\gamma \sim 0.1E_p$ ; como el campo de fotones del disco es más frío que el de la corona, sólo va a interactuar con los protones más energéticos, por lo que su contribución a la luminosidad será para  $E_\gamma$  altas.

Para los piones consideramos los mismos procesos que para protones, como puede verse en la Fig. (5.3). La luminosidad sincrotrónica domina el

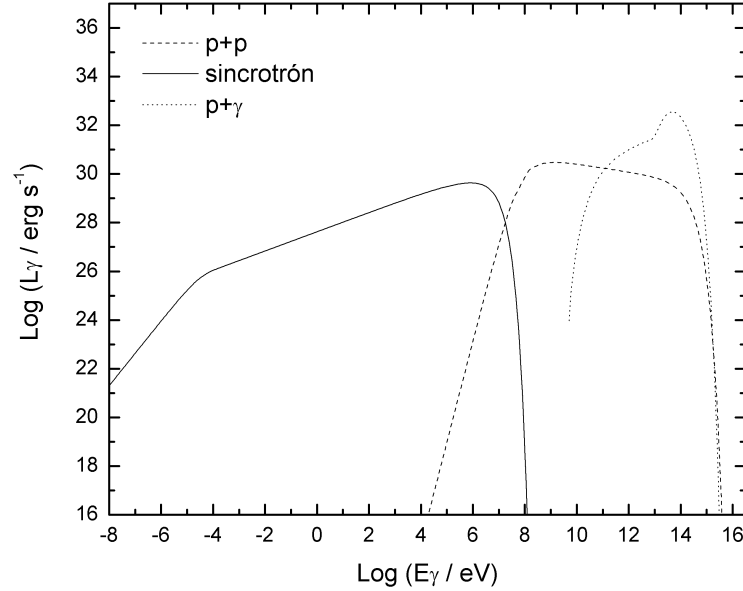


Figura 5.2: Luminosidad  $L_\gamma$  producto de radiación sincrotrón de protones y decaimiento de  $\pi^0$  creados por colisiones  $pp$  y  $p\gamma$ . A altas energías domina la contribución  $p\gamma$  ya que este es el mecanismo que domina las pérdidas de los protones; a bajas energías la luminosidad sincrotrónica es varios órdenes de magnitud menor a la  $p\gamma$ .

espectro a bajas energías, mientras que la  $\pi\gamma$  lo hace a altas energías. En este caso la contribución más importante a la radiación por  $\pi\gamma$  proviene de la interacción de los fotones del disco. La luminosidad  $\pi p$  es despreciable.

En la Fig. (5.4) pueden verse las luminosidades debidas a las interacciones de los muones. En este caso el mecanismo de enfriamiento que domina ampliamente las pérdidas de los muones es la dispersión Compton inversa. Esto se ve en el espectro, ya que la luminosidad debida a este proceso es varios órdenes de magnitud mayor a la generada por radiación sincrotrón.

La Fig. (5.5) muestra las distribuciones espectrales de todos los procesos considerados. Cabe destacar la complejidad del sistema astrofísico que se está estudiando, en el que existen diez contribuciones no-térmicas a la luminosidad que abarcan un amplio rango de energías del espectro electromagnético.

En la Fig. (5.6) pueden verse las luminosidades totales por interacciones

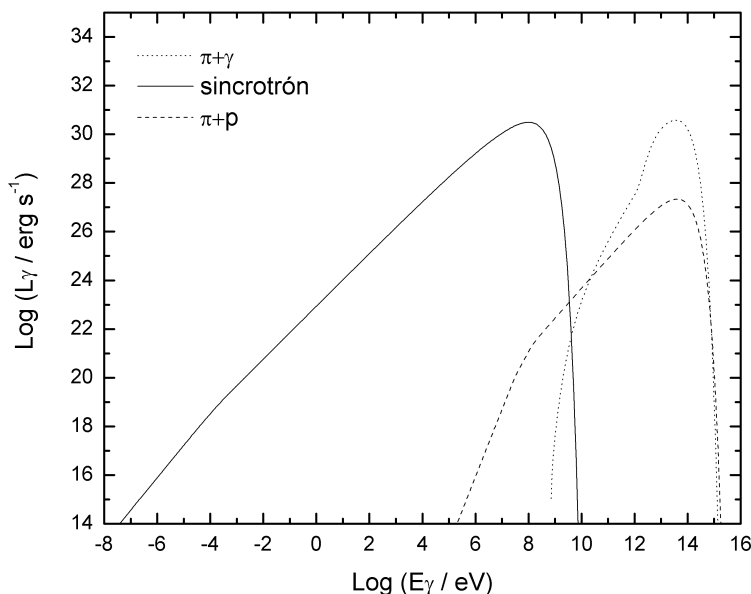


Figura 5.3: Luminosidad  $L_\gamma$  producto de radiación sincrotrón de piones cargados y decaimiento de  $\pi^0$  creados por colisiones  $\pi p$  y  $\pi\gamma$ . A altas energías domina la contribución  $\pi\gamma$  y a bajas energías la contribución sincrotrónica, aunque en este caso, a diferencia de lo que ocurría con los protones, ambas luminosidades son de órdenes comparables.

hadrónicas, colisiones fotohadrónicas, radiación sincrotrón e interacción Compton inversa. Para energías  $E_\gamma < 2 \times 10^3$  eV, el espectro está dominado por la radiación sincrotrón; en el rango  $2 \times 10^3$  eV  $< E_\gamma < 4.7 \times 10^{12}$  eV la contribución más importante proviene del efecto Compton inverso, mientras que para energías  $E_\gamma > 4.7 \times 10^{12}$  dominan las interacciones fotohadrónicas. La energía máxima de los fotones emitidos es  $E_\gamma^{\text{máx}} \approx 1.3 \times 10^{14}$  eV.

Por último se calculó la luminosidad total, como puede verse en la Fig. (5.7). Este espectro no es necesariamente el observable ya que va a estar sujeto a procesos de autoabsorción en el campo de fotones gamma y a procesos de absorción en los campos de fotones térmicos. Un tratamiento completo que permita obtener el espectro observable implica resolver una ecuación de transporte para fotones. El siguiente paso es incorporar esos procesos y hacer un tratamiento totalmente autoconsistente.

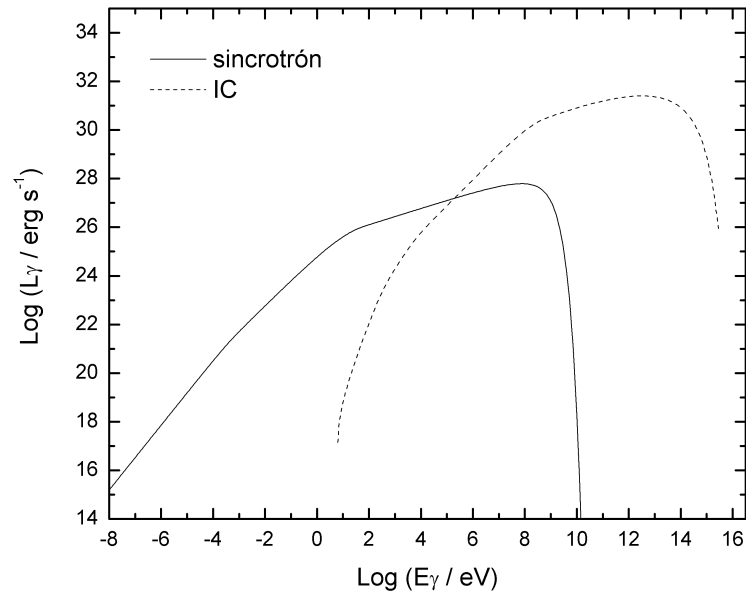


Figura 5.4: Luminosidad  $L_\gamma$  producto de radiación sincrotrón de muones y dispersión Compton inversa. La contribución sincrotrón es en este caso despreciable frente a la luminosidad IC.

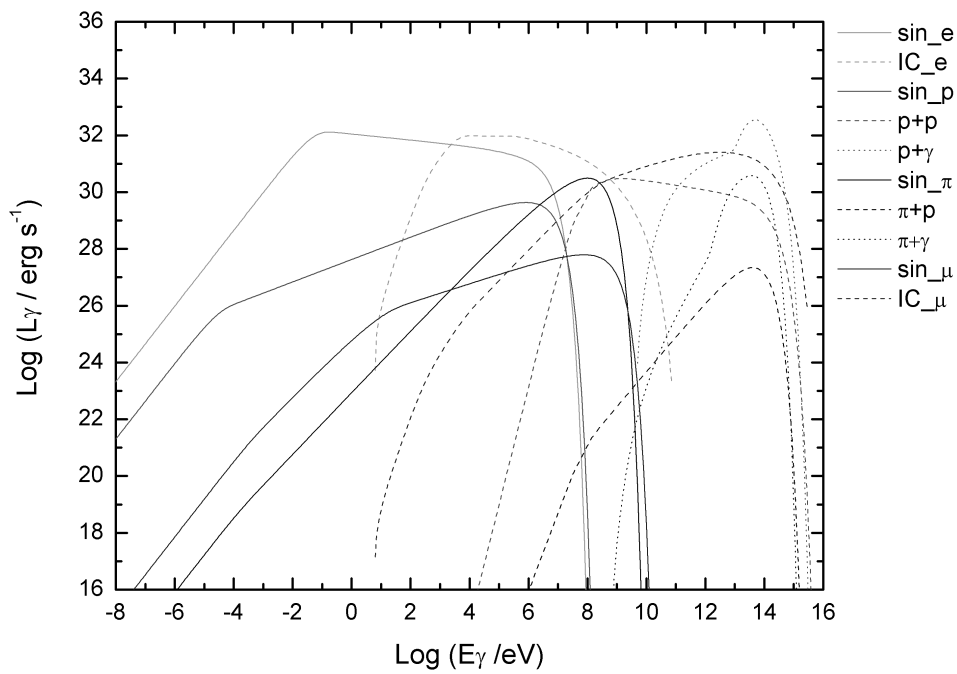


Figura 5.5: Luminosidad  $L_\gamma$  producto de los diferentes procesos que experimentan las distribuciones de partículas en la corona.

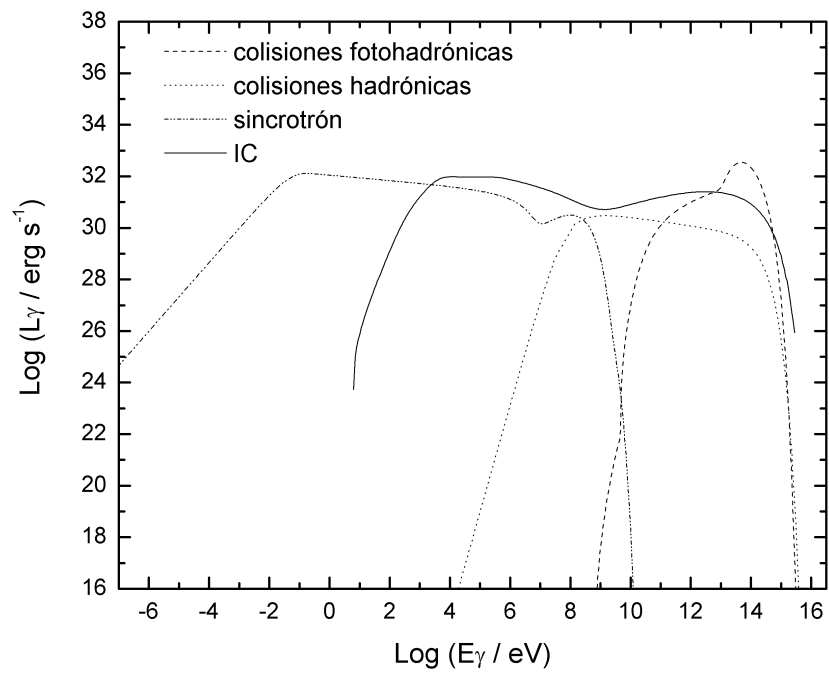


Figura 5.6: Luminosidad  $L_\gamma$  producto de radiación IC de electrones y muones, interacciones hadrónicas, interacciones fotohadrónicas y radiación sincrotrón de las cuatro especies de partículas.



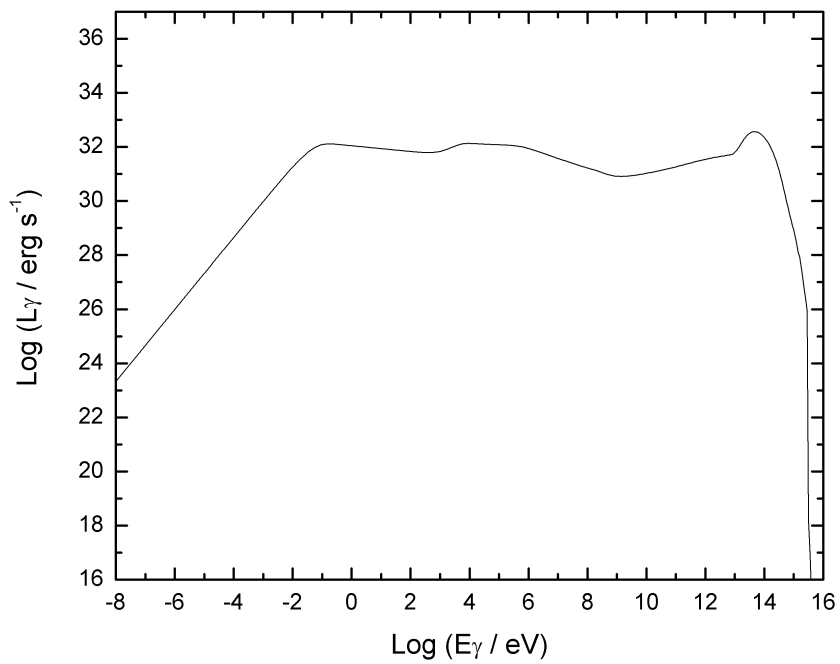


Figura 5.7: Luminosidad  $L_\gamma$  total, producto de todos los procesos no térmicos analizados, que tienen lugar en la corona caracterizada por los parámetros de la Tabla (2.1).



# Capítulo 6

## Conclusiones y perspectivas

En este trabajo se han analizado los efectos de la presencia de una componente de partículas no-térmicas en la corona de un agujero negro acretante. A partir del estudio de los procesos radiativos que sufren distintas especies de partículas, se obtuvieron espectros intrínsecos generados en la corona, que pueden ser contrastados contra datos observacionales que obtendrán instrumentos de nueva generación, luego de tener en cuenta efectos de autoabsorción y atenuación.

Los valores de los parámetros físicos que caracterizan a la corona se obtuvieron aplicando una serie de hipótesis sencillas, tales como simetría esférica y equipartición de la energía entre las distintas componentes del sistema. El estudio del sistema se centró en el estado *low-hard*, en el que el campo de radiación térmica en la corona se ajusta mediante una ley de potencias de índice espectral  $\sim 1.6$  con un corte exponencial en  $\sim 150$  keV. También se tuvo en cuenta el efecto de la advección, y se adoptó un valor para la componente radial de la velocidad de las partículas del 10% de la velocidad de la luz.

Las distribuciones de partículas se determinaron en todos los casos resolviendo las correspondientes ecuaciones de transporte. Tanto para protones como para electrones el espectro de inyección fue del tipo ley de potencias:  $n(E) \propto E^{-\Gamma}$ , con  $\Gamma = 2.2$ . Esta forma funcional es resultado de la aceleración por difusión de partículas a través de ondas de choque que se propagan en el plasma de la corona. Bajo las condiciones físicas de la corona los protones se enfrían eficientemente por tres mecanismos: radiación sincrotrón, colisiones  $pp$  e interacciones  $p\gamma$ . Sin embargo, sólo los protones más energéticos se enfrían antes de ser advechados. Los electrones se enfrían eficientemente por interacción Compton inversa y por radiación sincrotrón; el Bremsstrahlung

relativista no es un mecanismo eficiente bajo estas condiciones. Para una eficiencia de aceleración de  $\eta = 10^{-2}$  la energía máxima de los protones relativistas resultó de  $E_p \sim 8 \times 10^{14}$  eV y la de electrones  $E_e \sim 7.9 \times 10^9$  eV.

Para calcular las distribuciones de partículas secundarias se consideró la inyección de piones cargados debida a las colisiones  $pp$  y  $p\gamma$ , y la inyección de muones producto del decaimiento de estos piones. Las tasas de enfriamiento de los piones resultaron despreciables frente a la tasa de decaimiento; en cambio, los muones con energías mayores a  $E_\mu \sim 10^{11}$  eV sufren pérdidas por interacción Compton inversa, principalmente.

Por último, se calcularon las luminosidades  $L_\gamma$  producidas por las distribuciones de las partículas. A pesar de que la energía inyectada en protones es 100 veces mayor a la inyectada en electrones, las luminosidades de los procesos que sufren ambas especies son de órdenes comparables. Esto se debe a que gran parte de los protones caen al agujero negro antes de enfriarse, llevándose una fracción importante de energía con ellos. Procesos térmicos y no-térmicos son importantes a energías diferentes. Los procesos no-térmicos son dominantes por arriba de  $10^5$  eV.

Este trabajo sigue la línea de investigación iniciada con la Tesis de licenciatura de la Gabriela Vila (Vila 2007) e incorpora algunas mejoras con respecto a dicha tesis. Por ejemplo, se estudiaron distintas especies de partículas, como electrones y partículas secundarias, y el efecto generado por las mismas; también se incorporó advección y algunas mejoras en las aproximaciones de las secciones eficaces, así como un tratamiento consistente del transporte de todas las partículas masivas.

En próximos trabajos se considerarán además diversos efectos tales como las contribuciones de leptones secundarios, el efecto de la reinyección de pares, la absorción interna a altas energía, el transporte de los fotones y la producción de neutrinos. También se incorporaran mejoras en las aproximaciones de las secciones eficaces. Más adelante se mejorará el modelo adoptando las soluciones autoconsistentes de tipo ADAF para caracterizar la corona. Todo esto conforma un programa de investigación a largo plazo que, eventualmente, se plasmará en una Tesis Doctoral.

FIN



# Apéndice A

## Agujeros negros

Esta breve discusión acerca de agujeros negros es una adaptación de las notas de G. E. Romero (2008) *Introduction to Black Holes*.

### A.1. Tensor métrico

Para calcular distancias entre dos eventos del espacio tiempo, se necesita una estructura geométrica. Para esto se introduce un tensor métrico que nos dice cómo calcular distancias. Por ejemplo, el tensor métrico euclídeo  $\delta_{\mu\nu}$  (los índices van de 0 a 3) está dado por

$$\delta_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

De esta manera, adoptando la convención de suma de Einstein, se tiene que la distancia entre dos eventos arbitrarios es:

$$ds^2 = \delta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = (dx^0)^2 + (dx^1)^2 + (dx^2)^2 + (dx^3)^2 \quad (\text{A.1})$$

Luego de la publicación de la teoría especial de la relatividad de Einstein (1905), el matemático alemán Hermann Minkowski introdujo la métrica pseudo-euclídea consistente con la teoría de Einstein (Minkowski, 1907)

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = (dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2 \quad (\text{A.2})$$

Las coordenadas con el mismo signo son las coordenadas espaciales (adoptando la convención  $x^1 = x$ ,  $x^2 = y$ ,  $x^3 = z$ ) y la coordenada  $x^0 = ct$  es la temporal.

Una vez que se introduce el tensor métrico se puede separar al espacio tiempo en tres regiones:  $ds^2 < 0$  (región tipo espacio),  $ds^2 = 0$  (región nula o tipo luz) y  $ds^2 > 0$  (región tipo tiempo). Las partículas que pasan por el origen sólo pueden alcanzar regiones tipo tiempo. En las superficies nulas sólo habitan partículas que se mueven a la velocidad de la luz. Puntos en la región tipo espacio no pueden ser alcanzados por objetos materiales desde el origen de un *cono de luz*. La introducción de la métrica nos permite definir el futuro y el pasado de un evento dado. Una característica básica del espacio tiempo de Minkowski es que es *plano*: todos los conos de luz apuntan en la misma dirección.

Para introducir los efectos gravitatorios en un espacio tiempo general, definimos una métrica  $g_{\mu\nu}$ , tal que sus componentes pueden estar relacionadas a las de la métrica de Minkowski a través de una transformación

$$ds^2 = \eta_{\alpha\beta} \frac{\partial \zeta^\alpha}{\partial x^\mu} \frac{\partial \zeta^\beta}{\partial x^\nu} dx^\mu dx^\nu = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \quad (\text{A.3})$$

En ausencia de gravedad siempre pueden encontrarse coordenadas globales ( $\zeta^\alpha$ ) para las cuales la métrica es de la forma dada por la Ec. (A.1). Con gravedad esto ya no es válido, y sólo se puede encontrar coordenadas *locales* donde la métrica sea la de Minkowski.

La presencia de la gravedad se manifiesta en la curvatura del espacio tiempo. El tensor de Riemann, o tensor de curvatura, provee una medida a esta curvatura.

$$R_{\mu\nu\lambda}^\sigma = \Gamma_{\mu\lambda,\nu}^\sigma - \Gamma_{\mu\nu,\lambda}^\sigma + \Gamma_{\alpha\nu}^\sigma \Gamma_{\mu\lambda}^\alpha - \Gamma_{\alpha\lambda}^\sigma \Gamma_{\mu\nu}^\alpha \quad (\text{A.4})$$

donde  $\Gamma_{\nu\rho}^\mu$  es la conexión afín de la variedad, es decir el objeto geométrico que permite la conexión entre planos tangentes a la variedad. Puede expresarse en términos de las derivadas de la métrica,

$$\Gamma_{\nu\rho}^\mu = \frac{1}{2} g^{\mu\alpha} (g_{\alpha\rho,\nu} + g_{\nu\alpha,\rho} - g_{\nu\rho,\alpha}). \quad (\text{A.5})$$

Aquí usamos la convención  $f_{,\nu} = \partial f / \partial x^\nu$  y  $g^{\mu\alpha} g_{\alpha\nu} = \delta_\nu^\mu$ . El tensor de Ricci está definido por

$$R_{\mu\nu} = g^{\lambda\sigma} R_{\lambda\mu\sigma\nu} = R_{\mu\sigma\nu}^\sigma. \quad (\text{A.6})$$

Finalmente, el escalar de Ricci es  $R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu}$ .



Las ecuaciones que relacionan la estructura geométrica del espacio tiempo con las fuentes de campo gravitatorio fueron halladas por Einstein (1915) e independientemente por Hilbert (1915) el 25 y el 20 de noviembre de 1915, respectivamente. Estas ecuaciones pueden escribirse en la forma

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \quad (\text{A.7})$$

donde  $T_{\mu\nu}$  es el tensor de *energía-momento* y representa las propiedades físicas de los objetos materiales. Las ecuaciones de campo son un conjunto de 10 ecuaciones diferenciales parciales no lineales en los coeficientes de la métrica.

A pesar de la complejidad de las ecuaciones de campo de Einstein, se han hallado diversas soluciones. Estas se obtienen imponiendo simetrías en el espacio tiempo para determinar los coeficientes de la métrica. La primera solución de las Ecs. (A.7) la obtuvo Karl Schwarzschild en 1916.

## A.2. Agujeros negros de Schwarzschild

La solución de Schwarzschild para una masa estática  $M$  puede escribirse en coordenadas esféricas  $(t, r, \theta, \phi)$  como:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (\text{A.8})$$

Esta corresponde al vacío exterior de un objeto esférico de masa  $M$ .

La métrica dada por la Ec. (A.8) tiene algunas propiedades interesantes. Supongamos que la masa  $M$  está concentrada en  $r = 0$ . Parece haber dos singularidades en las cuales la métrica diverge: una en  $r = 0$  y otra en el radio de Schwarzschild definido por  $r_{\text{Schw}} = 2GM/c^2$ .

A medida que un objeto se acerca al radio de Schwarzschild, un observador externo lo verá acercarse a una velocidad cada vez menor; para un observador en el infinito, el objeto nunca alcanza la superficie de Schwarzschild. Una consecuencia directa de la diferencia entre el tiempo propio y el tiempo medido por un observador externo es que la radiación proveniente de un dado  $r > r_{\text{Schw}}$  estará corrida hacia el rojo cuando sea detectada por un observador estático y lejano. Como la frecuencia (y por lo tanto la energía) del fotón depende del intervalo de tiempo, un fotón necesitará energía “infinita” para escapar desde el interior de la región determinada por  $r_{\text{Schw}}$ . Los eventos

que ocurran en  $r < r_{\text{Schw}}$  estarán desconectados del resto del universo. Por lo tanto, podemos llamar a la superficie determinada por  $r = r_{\text{Schw}}$  *horizonte de eventos*: aquello que cruce el horizonte de eventos nunca regresará. Este es el origen del término “agujero negro”, introducido por John A. Wheeler a mediados de la década de 1960. El agujero negro es la región del espacio tiempo dentro del horizonte de eventos.

De acuerdo a la Ec. (A.8), hay una singularidad en  $r = r_{\text{Schw}}$ ; sin embargo, los coeficientes de la métrica pueden hacerse regulares mediante un cambio de coordenadas. Por ejemplo, consideremos las coordenadas de Eddington-Finkelstein. Si definimos una nueva coordenada radial  $r_*$  y una coordenada temporal  $v$  como

$$r_* = r + \frac{2GM}{c^2} \log \left| \frac{r - 2GM/c^2}{2GM/c^2} \right|, \quad (\text{A.9})$$

y

$$v = ct + r_*, \quad (\text{A.10})$$

obtenemos la siguiente métrica

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right) (c^2 dt^2 - dr_*^2) - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (\text{A.11})$$

En estas coordenadas la métrica no es singular en  $r = 2GM/c^2$ . La única singularidad real está en  $r = 0$ , ya que el tensor de Riemann diverge.

En la Fig. (A.1) puede verse que la superficie a  $r = r_{\text{Schw}}$  es una superficie nula. Esta superficie nula es un horizonte de eventos porque dentro de  $r = r_{\text{Schw}}$  todos los conos de luz tienen a  $r = 0$  en el futuro. El objeto en  $r = 0$  es la fuente del campo gravitatorio y se llama *singularidad*. Todo lo que cruce el horizonte de eventos termina en la singularidad.

Las órbitas alrededor de un agujero negro de Schwarzschild se pueden calcular usando la métrica y las simetrías relevantes (ver e.g. Raine & Thomas 2005). Las órbitas circulares de partículas materiales son posibles para los valores de  $r$  dados por:

$$r = \frac{L^2}{2r_g} \pm \sqrt{\frac{L^4}{r_g^2} - 12L^2} \quad (\text{A.12})$$

donde  $L$  es el momento angular en unidades de  $m_0 c$  y  $r_g = GM/c^2$  es el radio gravitacional. Para  $L^2 > 12r_g^2$  hay dos soluciones posibles: la de signo

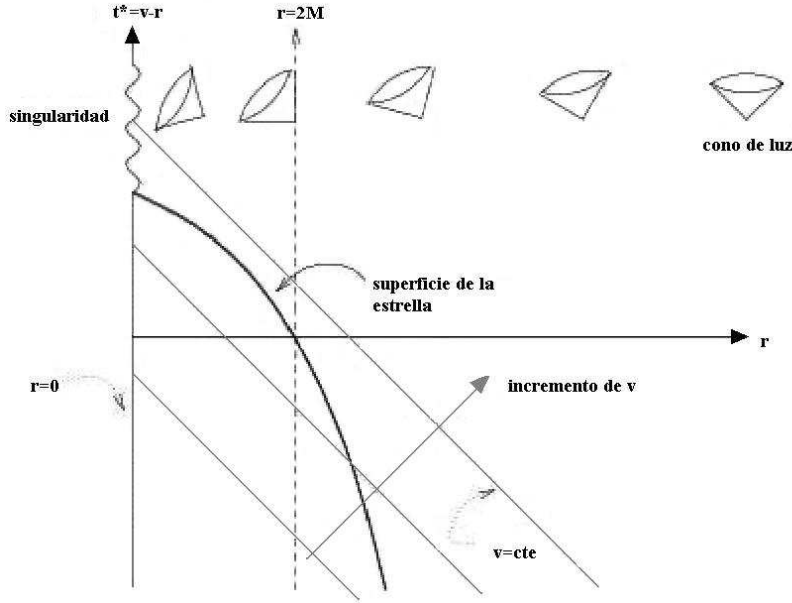


Figura A.1: Diagrama espacio-temporal en las coordenadas de Eddington-Filkenstein.  $r = 2M$  es el radio de Schwarzschild donde está ubicado el horizonte de eventos.

positivo corresponde a la órbita estable y la de signo negativo a la órbita inestable. Para  $L^2 = 12r_g^2$  hay una única órbita a  $r = 6r_g = 3r_{\text{Schw}}$ , que es la órbita estable más interna. La órbita correspondiente a  $r = 3r_g$  es posible sólo para partículas sin masa.

En los libros de Frolov & Novikov (1998) y Raine & Thomas (2005) hay un análisis de otro tipo de coordenadas con propiedades adicionales.

### A.3. Agujero negro de Kerr

La solución de las ecuaciones de campo para un objeto de masa  $M$  rotante y momento angular por unidad de masa  $a = J/M$  fue hallada por Roy Kerr (1963)

$$ds^2 = g_{tt}dt^2 + 2g_{t\phi}dtd\phi - g_{\phi\phi}d\phi^2 - \Sigma\Delta^{-1}dr^2 - \Sigma d\theta^2 \quad (\text{A.13})$$

$$g_{tt} = c^2 - 2GM/r\Sigma^{-1} \quad (\text{A.14})$$

$$g_{t\phi} = 2GMa/c^2\Sigma^{-1}r\sin^2\theta \quad (\text{A.15})$$

$$g_{\phi\phi} = [(r^2 + a^2c^{-2})^2 - a^2c^{-2}\Delta \sin^2 \theta] \Sigma^{-1} \sin^2 \theta \quad (\text{A.16})$$

$$\Sigma \equiv r^2 + a^2c^{-2} \cos^2 \theta \quad (\text{A.17})$$

$$\Delta \equiv r^2 - 2GMc^{-2}r + a^2c^{-2} \quad (\text{A.18})$$

$$(\text{A.19})$$

Esta es la métrica de Kerr en las cordenadas de Boyer-Lindquist  $(t, r, \theta, \phi)$ , que se reduce a la métrica de Schwarzschild para  $a = 0$ .

Así como la métrica de Schwarzschild es la única solución estática y de vacío de las ecuaciones de campo (teorema de Israel), la métrica de Kerr es la única solución de vacío estacionaria y con simetría axial (teorema de Carter-Robinson). En este caso existen dos horizontes de eventos: uno interno  $r_{\text{inn}}$  y otro externo  $r_{\text{h}}$ . El horizonte interno no es visible para un observador externo, pero esconde la singularidad para un observador que cruzó  $r_{\text{h}}$ .

Si una partícula cayera radialmente hacia el agujero negro, ganaría momento angular durante la caída. La superficie determinada por  $r_e$  es el *límite estático*: el espacio tiempo rota de manera tal que la rotación de una partícula dentro de  $r_e$  es inevitable. La región entre el límite estático y el horizonte de eventos se llama *ergosfera*. Esta región no es esférica sino que su forma cambia con la latitud  $\theta$ .

La órbita circular estable más interna  $r_{\text{ms}}$  alrededor de un agujero negro rotante extremo ( $ac^{-1} = GM/c^2$ ) está dada por (Raine & Thomas 2005)  $r_{\text{ms}} = GM/c^2$  en el caso de una partícula que rota en el mismo sentido del agujero, y  $r_{\text{ms}} = 9GM/c^2$  para una partícula que rota en sentido opuesto.

## A.4. Agujero negro de Reissner-Nordström

La métrica de Reissner-Nordström es una solución con simetría esférica de las Ecs. (A.7) pero con una fuente cargada eléctricamente con una carga  $Q$ . La solución es:

$$ds^2 = \Delta c^2 dt^2 - \Delta^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (\text{A.20})$$

donde

$$\Delta = 1 - \frac{2GM/c^2}{r} + \frac{q^2}{r^2}. \quad (\text{A.21})$$

En esta expresión  $M$  representa la masa del agujero y  $q = GQ^2/4\pi\epsilon_0c^4$  está relacionada con la carga eléctrica total  $Q$ .

La métrica tiene una singularidad en  $\Delta = 0$  en donde

$$r_{\pm} = r_g \pm (r_g - q^2)^{1/2}. \quad (\text{A.22})$$

Para  $r_g = q$  se tiene un agujero negro de Reissner-Nordström extremo con un único horizonte de eventos en  $r = r_g$ . Para el caso  $r_g > q$  hay dos horizontes en  $r_{\pm}$ . Y en el caso  $r_g < q$ ,  $r_{\pm}$  son imaginarios y ningún horizonte esconde la singularidad en  $r = 0$ .

## A.5. Agujero negro de Kerr-Newman

La métrica de Kerr-Newman de un agujero negro cargado en rotación es la solución más general de las ecuaciones de campo. Se obtiene a partir de la métrica de Kerr en las coordenadas de Boyer-Lindquist mediante el reemplazo

$$\frac{2GM}{c^2}r \rightarrow \frac{2GM}{c^2}r - q^2. \quad (\text{A.23})$$

La solución de Kerr-Newman también tiene dos horizontes y una ergosfera. Como el campo eléctrico no puede permanecer estático en la ergosfera, se genera un campo magnético. Los agujeros negros cargados pueden ser el resultado de la separación de cargas durante el colapso gravitatorio de una estrella. Se cree que un objeto astrofísico cargado se descargará rápidamente por acreción de cargas de signo opuesto. Sin embargo, existe la posibilidad de que se forme un sistema con un agujero negro cargado rodeado por un anillo superconductor de la misma carga pero opuesta. En este caso un agujero negro de Kerr-Newman puede sobrevivir por un tiempo.

## A.6. Formación de agujeros negros

El mecanismo más común que da lugar a la formación de un agujero negro en nuestra Galaxia parece ser el colapso gravitatorio. Una estrella normal es estable mientras que las reacciones nucleares de su interior proveen la presión necesaria para contrarrestar la gravedad. La quema en el interior transforma el núcleo de hidrógeno en helio, y en el caso de estrellas masivas ( $M > 5M_{\odot}$ ) se fusionan elementos cada vez más pesados hasta que queda un núcleo de hierro. Cuando finaliza una etapa de quema, el núcleo se contrae para alcanzar la temperatura necesaria para la ignición del siguiente elemento.

Finalmente, la desintegración endotérmica del hierro provoca el colapso del núcleo generando un agujero negro de masa estelar. Las estrellas con masas en el rango de  $20 - 30M_{\odot}$  producen agujeros negros con masas superiores a  $1.8M_{\odot}$ . Los agujeros negros de baja masa ( $1.5M_{\odot} < M < 1.8M_{\odot}$ ) son el resultado del colapso de estrellas con  $18 - 20M_{\odot}$  junto con la eyección de las capas superiores de la estrella por una onda de choque en un evento conocido como *supernova de tipo II*. En la Fig. (A.2) se muestra un diagrama del espacio tiempo en las coordenadas de Eddington-Finkelstein para la formación de un agujero negro a partir del colapso estelar. Un evento similar ocurre para estrellas con  $10 - 18M_{\odot}$  que da lugar a la formación de una estrella de neutrones. Las estrellas muy masivas con una velocidad angular alta producen eventos conocidos como *erupciones de rayos gamma* (*gamma-ray burst*) y agujeros negros con masas superiores a  $10M_{\odot}$ .

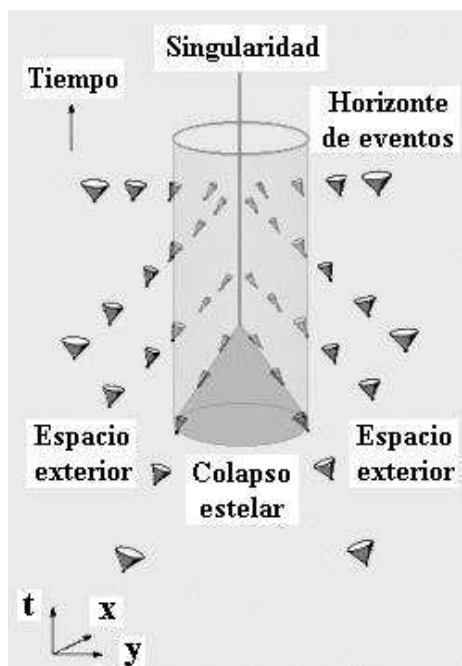


Figura A.2: Diagrama espacio-temporal que muestra la formación de un agujero negro por colapso gravitacional. El agujero está localizado en la región del espacio-tiempo donde todos los conos apuntan hacia la singularidad

Los distintos caminos que pueden llevar a la formación de un agujero negro supermasivo están representados en la Fig. (A.3). Se cree que estos tipos de agujeros negros están presentes en el centro de las galaxias activas formando un sistema conocido como AGN (*Active Galactic Nuclei*).

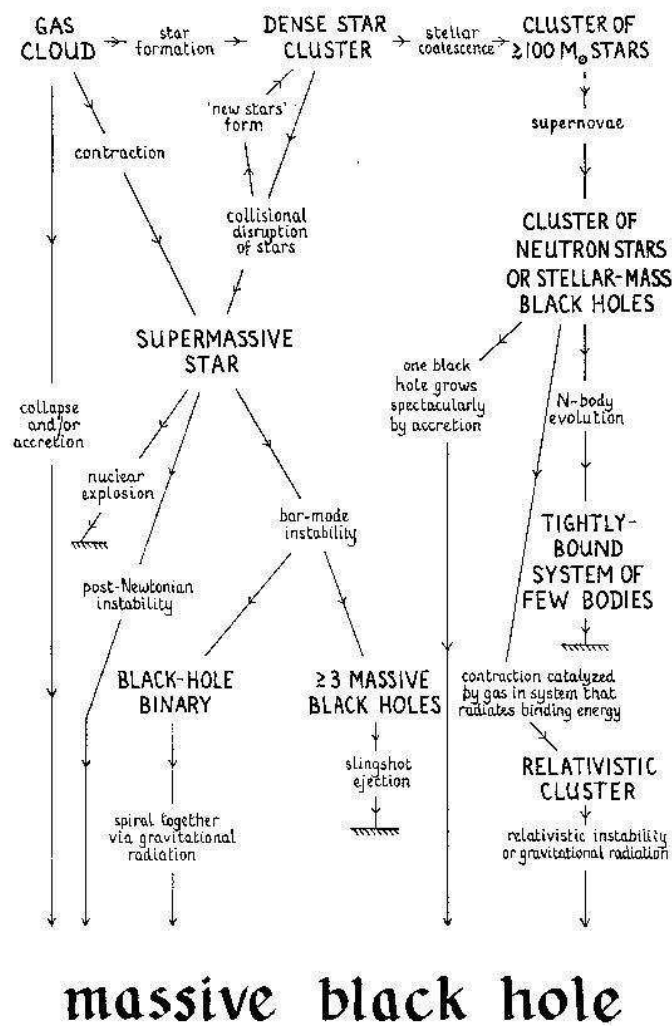


Figura A.3: Esquema que muestra los caminos evolutivos posibles para la formación de un agujero negro supermasivo (Rees 1984).





# Apéndice B

## Acreción

### B.1. Acreción esférica

Estudiaremos la acreción esférica del gas sobre un agujero negro no rotante de masa  $M$ . En este proceso la materia no posee momento angular con respecto al objeto compacto. Antes de entrar en los detalles del proceso de acreción, introduciremos el concepto de *límite de Eddington*. Para que la acreción esférica de un gas sobre un objeto compacto se mantenga, la fuerza de gravedad debe sobrepasar a la fuerza ejercida por la presión de radiación. Considerando un gas de protones:

$$F_{\text{rad}} \leq F_{\text{grav}} \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\sigma_{\text{T}}L}{4\pi cr^2} \leq \frac{GMm_p}{r^2} \quad (\text{B.2})$$

donde  $M$  es la masa del objeto compacto y  $L$  su luminosidad. Luego

$$L \leq \frac{4\pi Gcm_p}{\sigma_{\text{T}}}M \quad (\text{B.3})$$

La luminosidad a la cual la acreción se detiene se denomina *luminosidad de Eddington*:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi Gcm_p}{\sigma_{\text{T}}}M \approx 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \quad (\text{B.4})$$

Asociada a esta luminosidad hay una tasa de acreción de Eddington:

$$\dot{M} = \frac{L_{\text{Edd}}}{c^2} \approx 0.23 \left( \frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right) M_{\odot} \text{año}^{-1} \quad (\text{B.5})$$

Si  $L$  llegara a superar  $L_{\text{Edd}}$ , la presión de la radiación excedería la atracción gravitatoria imposibilitando una acreción prolongada.

Consideraremos un flujo en estado estacionario, adiabático y con una ecuación de estado  $P \propto \rho^{\Gamma}$ , donde  $\Gamma$  es el índice adiabático. La velocidad del sonido  $c_s$  está dada por  $c_s \equiv (dP/d\rho)^{1/2}$ . Supondremos que el gas está en reposo en el infinito, donde el valor de la densidad es  $\rho_{\infty}$ , el de la presión  $P_{\infty}$  y el de la velocidad del sonido  $c_{\infty}$ .

Es razonable hacer una descripción Newtoniana del fluido, particularmente a distancias grandes del agujero negro,  $r \gg GM/c^2$ . El fluido está gobernado por la ecuación de continuidad y la ecuación de Euler en estado estacionario, dadas por:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \rho v_r) = 0, \quad (\text{B.6})$$

$$v_r \frac{dv_r}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{GM}{r^2}, \quad (\text{B.7})$$

respectivamente. Aquí  $v_r$  es el valor de la componente radial de la velocidad. Integrando la Ec. (B.6) se obtiene una expresión para la tasa de acreción de masa  $\dot{M}$ ,

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v_r = \text{constante}. \quad (\text{B.8})$$

Por otro lado, integrando la Ec. (B.7), obtenemos la ecuación de Bernoulli,

$$\frac{1}{2} v_r^2 + \frac{1}{\Gamma - 1} c_s^2 - \frac{GM}{r} = \frac{1}{\Gamma - 1} c_{\infty}^2. \quad (\text{B.9})$$

El flujo queda determinado por  $\dot{M}$  y las distribuciones  $P(r)$  y  $v_r(r)$ . Para calcular la tasa de acreción escribimos las Ecs. (B.6) y (B.7) en la forma

$$\frac{\rho'}{\rho} + \frac{v_r'}{v_r} + \frac{2}{r} = 0, \quad (\text{B.10})$$

$$v_r v_r' + c_s^2 \frac{\rho'}{\rho} + \frac{GM}{r^2} = 0, \quad (\text{B.11})$$

donde prima ' equivale a  $d/dr$ . Resolviendo estas ecuaciones se obtiene:

$$v_r' = \frac{D_1}{D}, \quad \rho' = -\frac{D_2}{D}, \quad (\text{B.12})$$

$$(\text{B.13})$$

donde

$$D_1 = \frac{2c_s^2/r - GM/r^2}{\rho}, \quad D_2 = \frac{2v_r^2/r - GM/r^2}{v_r} \quad (\text{B.14})$$

y

$$D = \frac{v_r^2 - c_s^2}{v_r \rho}. \quad (\text{B.15})$$

En estas ecuaciones puede verse que para garantizar una solución suave y evitar singularidades en el fluido, debe existir un “punto crítico”  $r_s$  en donde  $D_1 = D_2 = D = 0$ . En este radio crítico

$$v_r^2 = c_s^2 = \frac{1}{2} \frac{GM}{r_s}, \quad (\text{B.16})$$

la velocidad del fluido es igual a la velocidad del sonido.

Combinando estas ecuaciones se obtienen los perfiles de los parámetros que caracterizan al flujo tanto en el caso no relativista como en el caso relativista (Shapiro & Teukolsky 1983). Los resultados se resumen a continuación. Para  $r \gg r_s$

$$\rho \approx \rho_\infty, \quad T \approx T_\infty, \quad (\text{B.17})$$

$$c_s \approx c_\infty, \quad \frac{v_r}{c_\infty} \propto \left( \frac{GM}{r} \right)^2; \quad (\text{B.18})$$

$$(\text{B.19})$$

para  $r \ll r_s$  y  $\Gamma < 5/3$  se tiene

$$v_r \approx \left( \frac{2GM}{r} \right)^{1/2}, \quad (\text{B.20})$$

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} \approx \left( \frac{GM}{r} \right)^{3/2}, \quad (\text{B.21})$$

$$\frac{T}{T_\infty} \approx \left( \frac{GM}{r} \right)^{3(\Gamma-1)/2}; \quad (\text{B.22})$$

finalmente en el caso en que  $\Gamma = 5/3$ , la solución satisface

$$c_s \approx v_r \approx \left( \frac{GM}{2r} \right)^{1/2}, \quad (\text{B.23})$$

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} \approx \left( \frac{GM}{r} \right)^{3/2}, \quad (\text{B.24})$$

$$\frac{T}{T_\infty} \approx \left( \frac{GM}{r} \right). \quad (\text{B.25})$$

para  $r \ll GM/c_\infty$ .

Para obtener la radiación de la acreción esférica sobre un agujero negro usaremos las ecuaciones adiabáticas de Bondi, con un cambio: el índice adiabático  $\Gamma$  será función de la temperatura  $T$  en vez del radio  $r$ . A medida que  $r$  decrece,  $kT$  aumenta superando el valor  $m_e c^2$ , y los electrones se vuelven relativistas. Para  $r$  grande  $kT \ll m_e c^2$ , y el régimen es no relativista.

La mayor parte de la radiación se va a originar justo afuera del horizonte de eventos, donde la temperatura y la densidad alcanzan sus valores máximos. La emisión dominante se debe al Bremmstrahlung térmico o emisión libre-libre. Si  $q_{\text{ff}}$  es la emisividad, la luminosidad total será

$$L_{\text{ff}} = \int_{r_h}^{\infty} q_{\text{ff}} 4\pi r^2 dr \sim \frac{4}{3} \pi r^3 q_{\text{ff}} \quad (\text{B.26})$$

En el límite relativista esta integral lleva a

$$L_{\text{ff}} = 1.2 \times 10^{21} \left( \frac{n_\infty}{1\text{cm}^{-3}} \right)^2 \left( \frac{T_\infty}{10^4\text{K}} \right)^{-3} \left( \frac{M}{M_\odot} \right)^3 \text{erg.s}^{-1} \quad (\text{B.27})$$

El espectro que se obtiene es relativamente chato a bajas energías,  $kT_h \sim 10$  MeV, y luego cae exponencialmente. La emisión consiste principalmente en rayos X duros y rayos  $\gamma$ . Un punto muy importante sobre la Ec. (B.27) es que representa una eficiencia dada por

$$\epsilon = \frac{L_{\text{ff}}}{\dot{M}c^2} \approx 6 \times 10^{-11} \left( \frac{n_\infty}{1\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{T_\infty}{10^4\text{K}} \right)^{-3/2} \left( \frac{M}{M_\odot} \right). \quad (\text{B.28})$$

Aún si el agujero negro rotara con el valor máximo permitido para el momento angular, la eficiencia de la acreción esférica sólo aumentaría un 15 % (Shapiro 1974).

La presencia de campos magnéticos, que dan lugar a la radiación sincrotrón, puede aumentar la eficiencia de acreción. Sin embargo, en general, la acreción esférica de agujeros negros de masa estelar tiende a ser un mecanismo de radiación ineficiente.

## B.2. Discos de acreción

### B.2.1. Modelo standard

La acreción sobre un objeto compacto en un sistema binario puede ser muy diferente a la acreción esférica, ya que la materia posee momento angular. En este caso, se espera que el gas acretado forme un *disco de acreción*. El modelo más exitoso de disco de acreción es el llamado *modelo standard*, desarrollado por Shakura & Sunyaev (1973) y Novikov & Thorne (1973).

El modelo standard describe la estructura de un disco de acreción Kepleriano alrededor de una masa puntual  $M$ . El disco ocupa el plano ecuatorial del objeto compacto, definido por  $z = 0$ . El gas forma un disco geoméricamente delgado, en el cual los elementos de fluido están orbitando en órbitas casi circulares con una velocidad angular  $\Omega(r)$  y una velocidad tangencial  $v_\phi(r)$  dadas por

$$\Omega(r) = \sqrt{\frac{GM}{r^3}}, \quad v_\phi(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}}. \quad (\text{B.29})$$

La fricción entre capas adyacentes, debida a efectos magnéticos, lleva a la pérdida de momento angular de las partículas. Aparece una pequeña componente radial de la velocidad  $v_r$ . Supondremos que el mecanismo de transporte de momento angular puede caracterizarse con la viscosidad  $\nu$ , que depende de la estructura a pequeña escala del disco. Si llamamos  $\Sigma(r, t)$  a la densidad superficial del disco, la conservación de la masa y del momento angular pueden escribirse como

$$r \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (r \Sigma v_r) = 0, \quad (\text{B.30})$$

y

$$r \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma r^2 \Omega) + \frac{\partial}{\partial r} (r^3 \Sigma r_r \Omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial r}, \quad (\text{B.31})$$

donde

$$G(r, t) = 2\pi r^3 \nu \Sigma \frac{\partial \Omega}{\partial r} \quad (\text{B.32})$$

es el torque ejercido sobre la región del disco interior al radio  $r$  por el material exterior a dicho radio. Podemos combinar estas ecuaciones y obtener

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^{1/2} \frac{\partial}{\partial r} (\nu \Sigma r^{1/2}) \right]. \quad (\text{B.33})$$

Como  $\nu$  es, en general, una función de las variables locales del disco, esta es una ecuación de difusión no lineal. Dada la solución para  $\Sigma(r, t)$ , la velocidad radial es

$$v_r = -\frac{3}{\Sigma r^{1/2}} \frac{\partial}{\partial r} (\nu \Sigma r^{1/2}). \quad (\text{B.34})$$

Necesitamos conocer el comportamiento de  $\nu$  para poder resolver estas ecuaciones y encontrar una solución completa de la estructura del disco de acreción. Sin embargo, en el caso estacionario es posible obtener algunas propiedades interesantes, sin necesidad de conocer la forma de  $\nu$ .

Integrando la Ec. (B.30) en estado estacionario se obtiene

$$\dot{M} = -2\pi r \Sigma v_r = \text{constante}. \quad (\text{B.35})$$

Aquí  $\dot{M}$  es la tasa de acreción de masa y el signo menos se debe a que  $v_r < 0$ . Esta ecuación implica que la tasa de acreción es independiente de  $r$ . Por otro lado, también podemos integrar (B.31) y obtener

$$G(r) = -\dot{M} \Omega r^2 + C, \quad (\text{B.36})$$

donde  $C$  es una constante de integración; esta está determinada por la condición  $G(r_{\text{in}}) \approx 0$ , donde  $r_{\text{in}}$  es el radio en la última órbita estable. En el caso de un agujero negro no rotante  $C = \dot{M} \Omega (r_{\text{in}})^2$  y

$$\nu \Sigma = \frac{\dot{M} \Omega}{3\pi} \left[ 1 - \left( \frac{r_{\text{in}}}{r} \right)^{1/2} \right]. \quad (\text{B.37})$$

Al perder momento angular las partículas también pierden energía gravitatoria. Parte de esta aumenta la energía cinética de rotación y parte se convierte en energía térmica que puede ser radiada por la superficie del disco. En base a consideraciones dinámicas se demuestra que la energía disipada por viscosidad por unidad de área por unidad tiempo es

$$D(r) = \frac{1}{2} \nu \Sigma \left( r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right)^2$$

$$= \frac{3GM\dot{M}}{8\pi r^3} \left[ 1 - \left( \frac{r_{\text{in}}}{r} \right)^{1/2} \right]. \quad (\text{B.38})$$

La energía liberada entre los radios  $r_1$  y  $r_2$ , con  $r_{1,2} \gg r_{\text{in}}$ , se obtiene integrando  $D(r)$ :

$$L_d = 4\pi \int_{r_1}^{r_2} D(r)rdr = \frac{3}{2}GM\dot{M} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (\text{B.39})$$

Esta energía representa el triple de la energía disponible por acreción. Este exceso de energía es liberado en la región interior del disco, y luego es transportado hacia afuera antes de convertirse en calor.

Como no hay flujo neto en la dirección perpendicular al plano del disco, podemos aplicar la condición de equilibrio hidrostático

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{GMz}{r^3}. \quad (\text{B.40})$$

Reemplazando  $\Delta z \approx h$ , resulta

$$h \sim \left( \frac{P}{\rho} \right)^{1/2} \left( \frac{r^3}{GM} \right)^{1/2} \sim \frac{c_s}{\Omega}, \quad (\text{B.41})$$

donde  $c_s$  es la velocidad del sonido y  $h$  la escala de altura del disco. Como  $c_s/v_\phi \approx h/r \ll 1$ , en un disco delgado el flujo es supersónico.

Para poder hacer un estudio más detallado de la estructura del disco de acreción es necesario incorporar una ley para la viscosidad. Se cree que el origen de la viscosidad se encuentra en turbulencia a pequeña escala. Además, los campos magnéticos aleatorios que son arrastrados por el plasma acretado, probablemente contribuyan a los efectos viscosos.

En base a consideraciones de análisis dimensional, Shakura & Sunyaev (1973) propusieron la siguiente expresión para  $\nu$

$$\nu = \alpha \rho c_s h \quad (\text{B.42})$$

donde  $\alpha \leq 1$  es un parámetro adimensional. A los modelos construidos con la Ec. (B.42) se los llama *discos- $\alpha$* . Generalmente, estos modelos dejan a  $\alpha$  como parámetro libre y constante en las ecuaciones de estructura del disco.

Dado un valor para  $\alpha$  la estructura radial del disco queda completamente determinada. Resta solamente dar una expresión para la presión y para la ley de transporte radiativo. La presión total será la suma de la presión del gas y la presión de radiación

$$P \approx \frac{\rho k T}{m} + \frac{1}{3} a T^4, \quad (\text{B.43})$$

donde  $a$  es la constante de Stefan.

Para los valores típicos de los parámetros que caracterizan los discos de acreción, la radiación será el mecanismo de transporte más eficiente, y tendrá lugar en la dirección perpendicular al disco. El parámetro que controla el escape de la radiación emitida es la profundidad óptica  $\tau$ , que depende del mecanismo de absorción dominante. Si  $\tau$  medida en la dirección vertical es mayor que la unidad, el transporte de radiación hacia la superficie se realiza por difusión. Este régimen se da en la parte externa del disco; el flujo de energía es

$$F(r) = \frac{acT^4}{\tau}. \quad (\text{B.44})$$

Si  $\tau < 1$  el disco se vuelve ópticamente delgado al escape de fotones. En este caso

$$F(r) = h\Lambda(\rho.T), \quad (\text{B.45})$$

donde  $\Lambda$  es la emisividad media (en  $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$ ) en el disco. Típicamente, la radiación se debe a emisión libre-libre (Bremsstrahlung) y comptonización.

Estas expresiones completan el conjunto de ecuaciones necesarias para obtener  $\rho$ ,  $T$ ,  $v_r$ ,  $h$  y  $\Sigma$  en función de  $M$ ,  $\dot{M}$ ,  $r$  y  $\alpha$ . La solución del sistema fue hallada por Shakura & Sunyaev (1973) y Novikov & Thorne (1973). Ellos encontraron que, para valores dados de  $M$  y  $\dot{M}$ , el disco puede dividirse en tres regiones:

1. Una región *externa* para  $r$  grandes, en la cual la presión del gas domina sobre la presión de radiación, y la opacidad se debe a la absorción libre-libre;
2. una región *central* donde sigue dominando la presión del gas, pero la opacidad se debe principalmente a la dispersión por electrones;
3. una región *interna* para  $r$  pequeños, donde domina la presión de radiación y la dispersión domina sobre la absorción.

En las regiones donde el disco es ópticamente denso y la absorción domina sobre la dispersión, la emisión será la de un cuerpo negro de temperatura  $T_s$



igual a la temperatura efectiva local. En equilibrio podemos igualar (B.44) a (B.38) para obtener el perfil de temperatura

$$T_s = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi acr^3} \left[ 1 - \left( \frac{r_{\text{in}}}{r} \right)^{1/2} \right]^{1/4}. \quad (\text{B.46})$$

A cada  $r$  el disco radía como un cuerpo negro

$$B_\nu \propto \frac{\nu^3}{\exp(h\nu/kT_s) - 1}. \quad (\text{B.47})$$

El espectro total se obtiene integrando sobre todo el disco, y tiene la forma  $S_\nu \propto \nu^{1/3}$ . Esta dependencia con la frecuencia es característica del espectro del disco.

Las regiones internas ópticamente delgadas radían por emisión libre-libre y comptonización. Estas regiones del disco son más calientes que las ópticamente densas, alcanzando temperaturas máximas de  $T \sim 10^8$  K.

La Fig. (B.1) muestra el espectro de emisión para dos modelos de disco alrededor de un agujero negro de masa solar. La banda del espectro marcada como “cuerpo negro” es generada principalmente por la región externa del disco. La banda “modificada” es generada por las regiones central e interna. La temperatura correspondiente a la ley de potencias es la temperatura superficial de la región más interna. El espectro se extiende hasta energías superiores a los keV, por lo que el disco de acreción es capaz de producir abundante rayos X blandos.

### B.2.2. Disco de “dos temperaturas”

Existe una segunda solución auto-consistente para el disco de acreción alrededor de un agujero negro. Esta solución fue hallada por Shapiro, Lightman & Eardley (Shapiro, Lightman & Eardley 1976) conocida como SLE. En este caso el gas en acreción forma un plasma de dos temperaturas, donde la temperatura de los iones es mucho mayor que la de los electrones,  $T_i \sim 10^{11}$  K  $\gg T_e \sim 10^{8-9}$  K. El plasma es ópticamente delgado y como posee una temperatura electrónica  $\sim 10^9$  K, es capaz de explicar los rayos X duros y los rayos gamma en la emisión de las binarias de rayos X. Sin embargo, las soluciones son térmicamente inestables. Esta inestabilidad se debe a que como el gas acretado es ópticamente delgado, la eficiencia del enfriamiento por Bremsstrahlung decrece a medida que lo hace la densidad (Pringle, Rees &

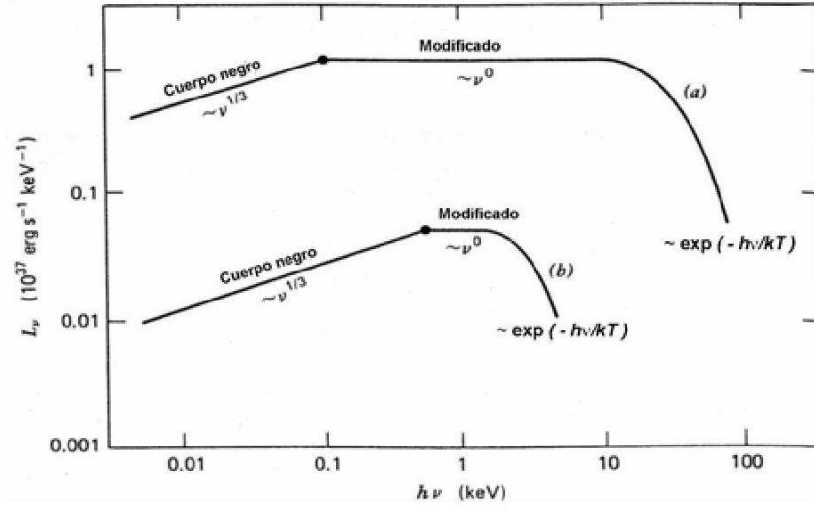


Figura B.1: Espectros de emisión de dos discos de acreción en el modelo standard. El modelo (a) corresponde a  $\alpha \sim 10^{-3}$ ,  $M = M_{\odot}$ ,  $\dot{m} = 10^{-8} M_{\odot} \text{año}^{-1}$ . El modelo (b) corresponde a  $\alpha \sim 10^{-2} - 1$ ,  $M = M_{\odot}$ ,  $\dot{m} = 10^{-6} M_{\odot} \text{año}^{-1}$ . De Novikov & Thorne (1973).

Pacholczyk 1973). Si se eleva levemente la temperatura de un SLE en equilibrio, su densidad decrecerá el igual que su tasa de enfriamiento. Esto hace que el gas se caliente aún más, generando una inestabilidad térmica.

### B.3. Modelos tipo ADAF

Los modelos descritos anteriormente se basan en la suposición de que el material acretado puede enfriarse eficientemente de manera que toda la energía liberada por viscosidad es radiada localmente.

Existe un tipo de modelo que pertenece a un régimen distinto, donde una parte significativa de la energía en acreción no puede escapar y es advectada hacia el objeto central. Este tipo de flujo recibe el nombre de ADAF (Advection-Dominated Accretion Flow).

Para ver la relación entre estos dos tipos de regímenes, podemos definir el parámetro  $f$  como el cociente entre la energía advectada  $Q_{\text{adv}}$  y la energía disipada por viscosidad  $Q^+$ ,

$$f = \frac{Q_{\text{adv}}}{Q^+} = \frac{Q^+ - Q^-}{Q^+} \quad (\text{B.48})$$

donde  $Q^-$  es la energía perdida por unidad de volumen debido a pérdidas radiativas. Este parámetro mide el grado en que el flujo está dominado por la advección. Distintos valores de  $f$  corresponden a los distintos tipos de regímenes de acreción:

- $f \ll 1$ : en este caso  $Q^+ \approx Q^- \gg Q_{\text{adv}}$  y toda la energía disipada por viscosidad es radiada. Aquí se encuadran las soluciones tipo disco delgado y la de plasma de dos temperaturas de SLE.
- $f \approx 1$ : aquí  $Q_{\text{adv}} \approx Q^+ \gg Q^-$ , lo que corresponde a un flujo tipo ADAF donde el enfriamiento es despreciable y casi toda la energía disipada por viscosidad se almacena en el gas y es advectada.

Definamos  $\dot{m}$  como la tasa de acreción en unidades de Eddington,  $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ . Dependiendo del valor de  $\dot{m}$  existen dos soluciones de tipo ADAF:

- tasa de acreción super-Eddington ( $\dot{m} > 1$ ): describe un régimen donde el gas en acreción es ópticamente denso, y la mayoría de la radiación es atrapada por el gas y advectada (e.g. Katz 1977; Begelman & Meier 1982; Abramowicz et al. 1988).
- tasa de acreción sub-Eddington ( $\dot{m} < 1$ ): en este caso el gas en acreción es poco denso y no tiene tiempo suficiente de enfriarse antes de caer sobre el objeto central. La energía que se libera por viscosidad se almacena como energía térmica y es advectada en lugar de ser radiada. El plasma es ópticamente delgado y de dos temperaturas, tal como en la solución de SLE (e.g. Ichimaru 1977; Narayan & Yi 1994, 1995a, 1995b; Abramowicz et al. 1995). Este modelo recibe también el nombre de “ADAF de dos temperaturas”.

El primer caso tiene poca aplicación. La segunda solución en cambio ha sido aplicada extensamente al caso de binarias de rayos X con un agujero negro central, por lo que lo describiremos algo más en detalle.

La solución del modelo de ADAF de dos temperaturas se basa en una serie de hipótesis fundamentales sobre la termodinámica del gas, la interacción entre iones y electrones en el plasma y los procesos de pérdidas de energía.

Se supone que la presión tiene dos contribuciones, la del gas y la del campo magnético  $B$ ,

$$p = p_g + p_m, \tag{B.49}$$

donde  $p_m = B^2/8\pi$ . La primera hipótesis importante es que la presión magnética es una fracción constante de la presión del gas,

$$p_m = (1 - \beta)p, \quad p_g = \beta p. \quad (\text{B.50})$$

Modelos típicos fijan  $\beta = 0.5$ , que corresponde a equipartición estricta.

La segunda hipótesis plantea que la interacción entre iones y electrones es únicamente del tipo coulombiano. En ese caso el plasma adopta dos temperaturas, con los iones mucho más calientes que los electrones. Debido a la gran diferencia de masa, se supone que la mayor parte de la energía disipada por viscosidad se transfiere a los iones.

En su modelo de ADAF, Narayan & Yi (1995) sólo consideraron la contribución radiativa de los electrones a través de Bremsstrahlung, radiación sincrotrón y dispersión Compton inversa.

La viscosidad se introduce a través del parámetro  $\alpha$  de la misma manera que en el modelo standard del disco. Éste se supone independiente del radio, y se suele fijar en  $\alpha \sim 0.25 - 0.4$ .

Con estas hipótesis, las ecuaciones a resolver son muy similares a las planteadas para el modelo standard. La solución tipo ADAF sin embargo, presenta características diferentes a las de un disco delgado. En primer lugar como el parámetro de viscosidad  $\alpha$  es bastante alto, la velocidad radial es comparable a la de caída libre y el proceso de acreción es rápido. Además, como la energía generada por viscosidad se almacena como energía interna en el gas en lugar de ser radiada eficientemente, la temperatura es alta. Esto produce que el gas se eleve. De hecho, la escala de altura media es  $h \sim r$  y el flujo es cuasi-esférico.

Como ya se mencionó, el modelo de ADAF de dos temperaturas sólo existe para valores de la tasa de acreción  $\dot{m}$  menores a un cierto valor crítico que llamaremos  $\dot{m}_{\text{crit}}$ . Podemos ver cualitativamente porqué. Si las densidades son bajas, la cantidad de energía viscosa que se transmite a los electrones por interacción coulombiana con los iones es pequeña. Como la mayor parte de la radiación es debida a los electrones, este mecanismo restringe la cantidad de energía radiada. Al incrementar  $\dot{m}$ , el acoplamiento coulombiano se vuelve más eficiente y la energía radiada por los electrones es mayor. Por encima de cierto valor el flujo deja de tener las características de un modelo ADAF y se convierte en una solución tipo disco, dominada por el enfriamiento y no por la advección. El valor de  $\dot{m}_{\text{crit}}$  será aquel para el cual el tiempo típico de acreción sea comparable a la escala de tiempo en que las temperaturas

electrónica e iónica se igualen debido a las colisiones. Esto permite estimar una  $\dot{m}_{\text{crit}} \approx \alpha^2$ . Un resultado importante, es que el modelo es prácticamente independiente de la masa del agujero negro central. Para el rango de masas  $10M_{\odot} \leq M \leq 10^8M_{\odot}$  se obtienen valores típicos  $\dot{m}_{\text{crit}} \sim 0.05 - 0.1$ , por lo que  $\alpha \sim 0.2 - 0.3$ .

## B.4. Modelos tipo ADIOS

A menudo se supone que el gas que acreta sobre el agujero libera energía con una eficiencia de  $\sim 0.1c^2 \sim 10^{20} \text{ erg g}^{-1}$ . Sin embargo esto no siempre es así; observaciones del agujero negro del centro de la Vía Láctea estiman una eficiencia del orden de  $10^{14} \text{ erg g}^{-1}$ . En el año 1999 Blandford & Begelman propusieron un nuevo modelo (Blandford & Begelman 1999), llamado ADIOS (Advection-Dominated Inflow-Outflow Solutions), en donde se propone modificar las soluciones ADAF para incluir un viento que se lleva masa, momento angular, y energía del gas que está siendo acretado.

La aplicación de los modelos de tipo ADIOS depende de varias consideraciones:

- Se supone que la viscosidad se debe principalmente a efectos magnéticos y disipa la mayor parte de la energía de los iones, mientras que el enfriamiento de los electrones es ineficiente.
- Se propone que la tasa de acreción tiene una dependencia con el radio de la forma  $\dot{m} \propto r^p$ , donde  $0 \leq p < 1$ . Esta restricción en el exponente permite que la masa acretada sea menor para  $r$  chicos, mientras que la energía liberada puede aumentar.
- Toda la materia que no alcanza el horizonte de eventos escapa en un viento que se lleva parte de la energía del interior del flujo de acreción y momento angular.

Bajo estas suposiciones se obtiene que aún para valores grandes del parámetro  $\alpha$  (definido de la misma manera que en los modelos standar y tipo ADAF), las soluciones de tipo ADIOS siguen siendo válidas (Igumeshchev & Abramowicz 1999) y capaces de reproducir eficiencias tan bajas como las que se observan en el centro galáctico.



# Bibliografía

- [1] Abramowicz M.A. et al. 1988, ApJ, 332, 646
- [2] Abramowicz M.A. et al. 1995, ApJ, 438, L37
- [3] Aharonian F.A. & Atoyan A.M. 2000, A & A, 362, 937
- [4] Andrew C., Poutanen J. & Svensson R. 1998, PASP, Volume 110, Issue 754, pp. 1511-1512
- [5] Atoyan A.M. & Dermer C.D. 2003, ApJ, 586, 79
- [6] Begelman M., & Meier D.L. 1982, ApJ, 253, 873
- [7] Begelman M., Rudak B. & Sikora M. 1990, ApJ, 362, 38-51
- [8] Bell A.R. 1978, Royal Astronomical Society, vol. 182, Jan. 1978, p. 147-156
- [9] Berezhinskii V.S. & Kudriavtsev V.A. 1990, ApJ, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 349, Feb. 1, p. 620-624
- [10] Blandford R.D. & Begelman M.C. 1999, MNRAS, 303, L1
- [11] Blandford R. & Eichler D. 1987, Physics Reports V.154, No.1/OCT, P. 1, 1987
- [12] Blandford R.D. & Payne D.G. 1982, MNRAS, 199, 883
- [13] Blandford R.D. & Znajek R.L. 1977, MNRAS, 179, 433
- [14] Blumenthal G.M. & Gould R.J. 1970, Rev. Mod. Phys., 42, 237
- [15] Bowyer S. et al. 1964, Nature 201, 1307-1308
- [16] Dove J.B. et al. 1997, ApJ, 487, 759

- 
- [17] Drury L. 1983, Reports on Progress in Physics (ISSN 0034-4885), vol. 46, Aug. 1983, p. 973-1027
- [18] Einstein A. 1905, Annalen der Physik, 17, 891
- [19] Einstein A. 1915, Preussische Akademie der Wissenschaften, p. 844
- [20] Fletcher R.S. et al. 1994, Phys. Rev. D, 50, 5710
- [21] Frolov V.P. & Novikov I.D. 1998, Black Holes Physics, Kluwer, Dordrecht
- [22] Gaisser T.K. 1990, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge
- [23] Giacconi R. et al. 1962, Phys. Rev. Letters, vol. 9, Issue 11, pp.439-443
- [24] Giacconi R. et al. 1974, ApJS, vol. 27, p. 37
- [25] Gierlinski M. et al. 1997, Royal Astronomical Society, v. 288, Issue 4, pp. 958-964
- [26] Gies D.R. & Bolton C.T. 1986, ApJ, Part 1 (ISSN 0004-637X), v. 304, p. 371-393
- [27] Ginzburg V.L. & Syrovatskii S.I. 1964, *The origin of Cosmic Rays*, New York: Macmillan
- [28] Grenier I.A. 2004, en *Cosmic Gamma-Ray Sources*, eds. K.S. Cheng & G.E. Romero, Kluwer Academic Publisher, Dordrecht, p. 47
- [29] Hartman et al. 1999, ApJS, 123, 79H
- [30] Hilbert D. 1915, Goett. Nachr., p. 395
- [31] Ichimaru S. 1977, ApJ, 214, 840
- [32] Igumeshchev I.V. & Abramowicz M.A. 1999, MNRAS, 303, 309
- [33] Katz J.I. 1977, ApJ, 215, 265
- [34] Kelner S.R., Aharonian F.A. & Bugayov V.V. 2006, Phys. Rev. C, 74, 033018
- [35] Kerr R.P. 1963, Phys. Rev. Lett., 11, 237
- [36] Lipari P., Lusignoli M. & Meloni D. 2007, Phys. Rev. D, 75, 123005



- 
- [37] Minkowski H. 1907, lecture delivered before the Math. Ges. Goett. on Nov. 5th 1907
- [38] Murase K. & Nagataki S. 2006, Phys. Rev. D, vol. 73, Issue 6, 063002
- [39] Narayan R. & Yi I. 1994, ApJ, 428, L13
- [40] Narayan R. & Yi I. 1995a, ApJ, 444, 231
- [41] Narayan R. & Yi I. 1995b, ApJ, 452, 710
- [42] Novikov I.D. & Thorne K.S. 1973, *Black Holes-les Astres Occlus*, eds. C. de Witt & B. de Witt, Gordon & Breach, Nueva York
- [43] Oppenheimer J.R. & Volkoff G.M. 1939, Phys. Rev., 55, 374-381
- [44] Poutanen J., Krolyk J.H. & Ryde F. 1997, MNRAS, 292, L21-L25
- [45] Pringle J.E., Rees M.J. & Pacholczyk A.G. 1973, A&A, 24, 337
- [46] Protheroe R.J. 1998, ADP-AT-98-9
- [47] Raine D. & Thomas E. 2005, Black Holes, Imperial Colllege Press, Londres
- [48] Rees M. 1984, Astron. Astrophys., 22: 471 506
- [49] Reynoso M.M. & Romero G.E. 2008, A&A, no 11004, v 2
- [50] Romero G.E. 2008, en: G.E. Romero & P. Benaglia (eds), *Compact Objects and their Emission*, AAA Book, Paideia, La Plata
- [51] Romero G.E. & Vila G.S. 2007, Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, vol.49, p.342-345
- [52] Shakura N.I. & Sunyaev R.A. 1973, A&A, 24, 337
- [53] Shapiro S. 1974, ApJ, 189, 343.
- [54] Shapiro S.L., Lightman A.P. & Eardley D. M. 1976, ApJ, v. 204, pt. 1, p. 187-199
- [55] Shapiro S. & Teukolsky S. 1983, *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars*, eds. J. Wiley & Sons, Nueva York
- [56] Schwarzschild K. 1916, Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Phys.-Math. Klasse, 189-196

- 
- [57] Stecker F.W. 1968, Phys. Rev. Letters, 21, 1016
- [58] Stern B. et al. 1995, ApJ, v.449, p. L13
- [59] Stirling A.M. et al. 2001, MNRAS, 327, 1273
- [60] Vila G.S. 2007, Tesis de licenciatura: *Interacciones hadrónicas en el entorno de agujeros negros galácticos*
- [61] Vila G.S. & Aharonian F.A. 2009, en: G.E. Romero & P. Benaglia (eds), *Compact Objects and their Emission*, AAA Book, Paideia, La Plata
- [62] Zel'Dovich Y. & Novikov I. 1964a, Dok. Akad. Nauk. USSR 155, 1033