



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciado en Astronomía

MODELO DE MICROCUÁSAR DE POBLACIÓN III

Pablo Omar Sotomayor Checa

Director: Gustavo E. Romero
Co-director: Leonardo J. Pellizza

LA PLATA, ARGENTINA

- MARZO DE 2018 -

A mis padres Wilfredo y Patricia.
A mis hermanos Renzo, Álvaro y Daniela.

Prefacio

Esta tesis es parte de los requisitos para obtener el grado académico de Licenciado en Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata. La misma contiene los resultados de los estudios desarrollados bajo la dirección del Dr. Gustavo Esteban Romero y la co-dirección del Dr. Leonardo Javier Pellizza, investigadores del Grupo de Astrofísica Relativista y Radioastronomía (GARRA).

Pablo Omar Sotomayor Checa.
e-mail: pablosotomayor.fcag@gmail.com
La Plata, marzo de 2018.

Resumen

En este trabajo presentamos los resultados obtenidos en la elaboración de un modelo completo de microcuásar de Población III. Estos objetos son sistemas binarios formados por un agujero negro acretante y una estrella donante de Población III. Consideramos que la pérdida de masa de la estrella se debe exclusivamente al derrame de materia por desborde del lóbulo de Roche hacia el agujero negro. Hemos determinado que el régimen de acreción para estos objetos es súper-Eddington, con una intensa pérdida de masa del sistema en forma de vientos del disco de acreción y jets. El campo magnético en el disco es supuesto toroidal y en equipartición con la densidad de energía térmica. Calculamos las distribuciones de energía espectral (SED) de la radiación producida por el disco de acreción y por la distribución de partículas relativistas en los jets, considerando un modelo leptohadrónico. Además, estudiamos la interacción entre la región terminal de los jets y el medio intergaláctico.

Abstract

In this work we present the results obtained in the elaboration of a complete model of Population III microquasar. These objects are binary systems formed by an accreting black hole and a Population III donor star. We consider that the loss of mass of the star is due exclusively to the spill of matter due to overflowing of the Roche lobe towards the black hole. We have determined that the accretion regime for these objects is super-Eddington, with a large mass loss of the system in the form of wind from the accretion disk and jets. The magnetic field in the disk is assumed to be toroidal and in equipartition with the density of thermal energy. We calculate the spectral energy distributions (SED) of the radiation produced by the accretion disk and by the distribution of relativistic particles in the jets, considering a lepto-hadronic model. In addition, we studied the interaction between the terminal region of the jets and the intergalactic medium.

Agradecimientos

La presentación de esta tesis marca el final de una de las etapas más significativas de mi vida. Realizarla ha sido un reto académico y personal, el cual no habría podido culminar con éxito sin la valiosa participación de distintas personas y organismos que me ayudaron a lo largo del camino, a quienes quiero ofrecer un agradecimiento en este apartado.

En primer lugar, a mis directores en este trabajo de tesis, Gustavo y Leonardo, mi más sincero agradecimiento por su valiosa supervisión, sus acertadas críticas, sugerencias, la enorme paciencia y la buena predisposición a lo largo de este proyecto. Quisiera agradecerle especialmente a Gustavo por la oportunidad y la confianza que depositó en mí para trabajar en este tema que me ha resultado apasionante. Les agradezco a ambos por aceptarme nuevamente bajo su dirección en mis próximos estudios doctorales.

Gracias a la Universidad Nacional de La Plata, por haberme formado como profesional y enseñado a dimensionar el rol de la Universidad Pública en la sociedad.

Mis agradecimientos a la Asociación Argentina de Astronomía (A.A.A.), por la beca de iniciación a la investigación científica que me otorgaron con la cual inicié los estudios desarrollados en esta tesis. Gracias también a la A.A.A. por haber seleccionado mi trabajo para una presentación oral en la 60ava Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía.

Gracias a todos mis amigos que me acompañaron en estos años universitarios. Me quiero detener para agradecerle especialmente a Sebastián, por su amistad sincera de estos últimos años, hemos sido compañeros de facultad, de trabajo y vecinos, pero sobre todo amigos. Gracias por todo Seba, una excelente persona como vos merece siempre lo mejor.

Gracias a mi familia por apoyarme en cada decisión y proyecto, gracias a mi padre por confiar y creer en mí, por cada consejo y por cada una de sus palabras que me guiaron durante mi vida. Gracias a mis hermanos Renzo, Álvaro y Daniela, por todo lo que hemos vivido, por las alegrías, por las tristezas compartidas, por hacerme sentir cerca a pesar

de haber estado alejados estos últimos años. Gracias a mis abuelos Pablo y Judith, por haberme cuidado en mis primeros años. A todos ustedes les estaré siempre agradecido.

A mis amigos de la Franja Morada del Observatorio, gracias por ser un ejemplo de compromiso y valentía para derribar las viejas estructuras y hacer alegremente cosas terriblemente serias. Gracias por ser nuevos vientos soplando viejas banderas. Particularmente, gracias a Leandro, uno de los amigos para toda la vida que me regaló esta organización, por ser ejemplo de inquebrantable compromiso y lealtad.

*Decían que estaba loco, que su lucha era una estéril
utopía. Luchar contra la injusticia, construir lo
nuevo a pesar de lo viejo. Seguir desafiando los molinos
de viento es demostrar que no lo estaba.*

Índice

Prefacio	v
Resumen	vii
Abstract	ix
Agradecimientos	xi
1. Introducción	5
2. Estrellas de Población III	9
2.1. Contexto cosmológico	9
2.1.1. Materia oscura y gas primordial	9
2.1.2. Masa mínima de los halos	11
2.1.3. Más allá del modelo estándar	12
2.2. Formación estelar	13
2.3. Evolución estelar	13
2.3.1. Mecanismos de pérdida de masa	13
2.3.2. Rotación estelar	16
2.4. Remanentes de estrellas de Población III	17
3. Régimen de acreción súper-Eddington	21
3.1. Modelo de disco de acreción super-crítico	22
3.1.1. Ecuaciones básicas	22
3.1.2. Soluciones auto-similares	23
3.1.3. Tasa de acreción	24
3.1.4. Radiación	25
3.2. Modelo de disco ADAF con campos magnéticos toroidales	26

3.2.1.	Ecuaciones básicas	26
3.2.2.	Soluciones auto-similares	27
3.3.	Disco de acreción crítico	29
3.3.1.	Radio crítico	29
4.	Jets magnetohidrodinámicos	33
4.1.	Esquema general	33
4.1.1.	Factor de Lorentz del jet	34
4.1.2.	Campo magnético	35
4.1.3.	Confinamiento	35
4.2.	Partículas relativistas	36
4.2.1.	Aceleración y enfriamiento de de partículas	37
4.2.2.	Distribución de partículas	39
4.3.	Región terminal del jet	39
4.3.1.	Shell	40
4.3.2.	Cocoon	40
4.3.3.	Región de reconfinamiento	40
5.	Procesos radiativos en jets	43
5.1.	Interacción con campos magnéticos	44
5.1.1.	Radiación sincrotrón	44
5.2.	Interacción con campos de radiación	45
5.2.1.	Dispersión Compton inverso	45
5.2.2.	Colisiones Inelásticas protón-fotón	46
5.3.	Interacción con campos de materia	48
5.3.1.	Colisiones inelásticas protón-protón	48
5.3.2.	Radiación Bremsstrahlung relativista	49
5.4.	Partículas secundarias	50
5.4.1.	Pares por decaimiento	50
5.4.2.	Pares directos	53
5.5.	Absorción	55
5.5.1.	Absorción por el campo estelar	56
5.5.2.	Absorción interna	57

<i>ÍNDICE</i>	3
6. Aplicación del modelo	59
6.1. Descripción general del sistema binario	59
6.2. Disco de acreción	61
6.3. Jets	65
7. Conclusiones	87
A. Jets magnetohidrodinámicos con radiación	91
A.1. Descripción general	91
A.2. Ecuaciones básicas	92
A.3. Mecanismo de aceleración del jet	93
A.4. Mecanismo de colimación del jet	93
Bibliografía	94

Capítulo 1

Introducción

La llamada *edad oscura* del Universo empezó aproximadamente 380 000 años después del Big Bang marcando el final del periodo de *recombinación*. En esta época los átomos son esencialmente neutros, por lo que la única radiación emitida es la correspondiente a la línea de 21 cm del átomo de hidrógeno¹. Este periodo de oscuridad concluye alrededor de mil millones de años después con la formación de las primeras estructuras cósmicas, las cuales reionizaron el medio intergaláctico (IGM) temprano. Este proceso que marca el final de la edad oscura es conocido como *reionización*.

La primera generación de estrellas formadas a partir del medio primordial se conoce como Población III. La implosión de estas estrellas dio lugar a los primeros agujeros negros de origen estelar en el Universo. Fotones emitidos en los discos de agujeros negros acretantes tienen un camino libre medio mayor que los fotones ultravioletas emitidos por las estrellas de Población III. Se ha sugerido que una pequeña fracción de fotones ionizantes habrían sido provistos por agujeros negros primordiales (PBHs) de masa intermedia (también llamados *minicuásares*), los cuales acretan el gas a su alrededor por el mecanismo de Bondi-Hoyle (Ver Madau et al. 2004; Ricotti & Ostriker 2004). Sin embargo, el *feedback* por la acreción de Bondi-Hoyle en agujeros negros aislados suprime significativamente el flujo acretado y la consecuente inyección de radiación y partículas de alta energía en el medio (Ver Alvarez et al. 2009; Milosavljevic et al. 2009), reduciendo la importancia que habrían tenido estas hipotéticas fuentes.

Mirabel et al.(2011) han propuesto que agujeros negros en binarias de rayos X de alta masa (HMXBs) en $z \geq 6$ son una importante fuente de reionización. Para ello, la tasa de

¹Esa emisión ocurre por la transición atómica entre los dos niveles hiperfinos del estado fundamental del átomo de hidrógeno.

formación de HMXBs debe haber sido muy alta en el Universo temprano, desempeñando un papel importante en la historia térmica del IGM, y un rol complementario al de sus estrellas progenitoras en la reionización del IGM sobre grandes volúmenes de espacio.

Tueros, del Valle & Romero (2014) estudiaron el impacto en la reionización del IGM de los rayos cósmicos producidos en la región terminal de jets de microcuásares de Población III. Determinaron que la reionización se desarrolló localmente por las emisión UV de las estrellas de Población III, y a escalas medianas por los rayos X de los discos de acreción de HMBXs, ambas aún dentro de las nubes primordiales de formación estelar. Esas nubes habrían tenido radios del orden de 0.1 - 1 kpc (Stacy & Bromm 2007). Fuera de las nubes primordiales, en las regiones terminales de los jets de estos microcuásares, se habrían generado fuentes de rayos cósmicos, los cuales contribuirían a la reionización del IGM a gran escala.

El propósito de la presente tesis es iniciar la construcción de un modelo auto-consistente de microcuásar de Población III, a partir de hipótesis sencillas del medio intergaláctico temprano y de las propiedades físicas de las primeras estrellas con el objetivo de determinar la potencia radiativa total en estos sistemas. Nos enfocaremos principalmente en describir cualitativa y cuantitativamente al disco de acreción y los jets de un sistema particular pero los resultados son fácilmente generalizables. Las masas y parámetros orbitales del sistema binario elegidos corresponden a las calculadas para la fuente de ondas gravitacionales GW150914 detectada por LIGO el año 2015, según los resultados de las simulaciones con MESA² realizadas en Inayoshi et al. (2017).

La estructura de esta tesis es la siguiente. En el Capítulo 2 repasamos el estado del conocimiento actual sobre estrellas de Población III, su formación, evolución y posterior colapso en los primeros agujeros negros estelares. Luego, en el Capítulo 3, estudiamos las propiedades de discos de acreción cuando la tasa a la que se acreta materia supera el valor de la tasa de acreción de Eddington. Esto ocurre cuando la estrella donante es compacta y de muy alta luminosidad, siendo ambas condiciones satisfechas por las estrellas de Población III. El Capítulo 4 está dedicado a una introducción al estudio de jets magnetohidrodinámicos. Nos interesa particularmente la aceleración y distribución energética de las partículas no térmicas aceleradas en los jets, ya sea en una región de aceleración cerca al objeto compacto, o en la región terminal al formarse *shocks* en la

²*Modules for Experiments in Stellar Astrophysics* (MESA) es un conjunto de librerías de código abierto para un amplio rango de aplicaciones astrofísicas computacionales. Para mayor información o descarga, visitar el sitio web <http://mesa.sourceforge.net/>

interacción del jet con el IGM. La producción radiativa en los jets por el enfriamiento de las partículas no térmicas, primarias y secundarias, es estudiada en el Capítulo 5. Construiremos la SED total y analizaremos como se atenúa la radiación emitida por efectos de absorción. En el Capítulo 6 se presentan los resultados de la construcción del modelo: la descripción de la configuración orbital del sistema binario, el disco de acreción, los jets, y la producción del sistema en rayos cósmicos y radiación electromagnética. Finalmente, cerramos la tesis con una discusión acerca de los resultados obtenidos y las perspectivas para mejorar a futuro el presente trabajo.

Capítulo 2

Estrellas de Población III

Entender las condiciones de formación, y posterior evolución de las primeras estrellas es uno de los mayores retos de la cosmología moderna. La emergencia de estas fuentes condujo a una transformación drástica del Universo temprano, a través de la intensa producción de fotones ionizantes y el enriquecimiento con metales pesados. En este capítulo realizamos una introducción al estado actual del conocimiento de las estrellas de Población III. Para una lectura más detallada se recomienda el *review* de Bromm *Formation of the first stars* (2013).

2.1. Contexto cosmológico

2.1.1. Materia oscura y gas primordial

El modelo estándar de la cosmología moderna, calibrado con una muy alta precisión por la *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP) y recientemente por el satélite Planck, proporciona un marco robusto para el estudio de las primeras estrellas. Dentro de las variantes del modelo estándar, donde las grandes estructuras se forman jerárquicamente a partir de la fusión de estructuras más pequeñas, se predice que las primeras estrellas se forman en minihalos de materia oscura de masas $M_h \sim 10^6 M_\odot$ con corrimiento al rojo cosmológico de $z \sim 20 - 30$.

Los minihalos de materia oscura se forman en regiones donde tiene lugar una sobre-densidad -de naturaleza estocástica-, con respecto a la materia circundante, y donde la gravedad eventualmente amplifica esta perturbación al punto de desacoplar la región del Universo en expansión. Este desacople revierte la expansión local y permite el posterior colapso. La materia bariónica es arrastrada por la materia oscura (la cual domina la dinámica

del sistema), obteniéndose finalmente un estado de equilibrio del virial. Este estado se puede caracterizar igualando la energía cinética y la energía potencial gravitatoria:

$$\frac{GM_{\text{h}}}{R_{\text{vir}}} \sim v_{\text{vir}}^2, \quad (2.1)$$

donde G es la constante de gravitación Universal, M_{h} es la masa total del halo colapsante, R_{vir} es el radio del virial y v_{vir} es la velocidad del virial.

De la teoría de inestabilidad gravitacional se obtiene (Bromm 2013):

$$\rho_{\text{vir}} \approx 200 \rho_{\text{b}}, \quad (2.2)$$

siendo ρ_{vir} la densidad del halo en el estado virializado, y $\rho_{\text{b}} \approx 2.5 \times 10^{-30} (1+z)^3 \text{ g cm}^{-3}$ la densidad del Universo en expansión.

Considerando el modelo de sombrero de copa (*top-hat model*), en el cual se adopta una sobredensidad esférica con densidad uniforme, se obtiene que el radio virial en $z \sim 20$ es $R_{\text{vir}} \sim 100 \text{ pc}$. En general:

$$R_{\text{vir}} = 200 \left(\frac{M_{\text{h}}}{10^6 M_{\odot}} \right)^{1/3} \left(\frac{1+z}{10} \right)^{-1} \left(\frac{\Delta_{\text{c}}}{200} \right)^{-1/3} \text{ pc}, \quad (2.3)$$

donde $\Delta_{\text{c}} = \rho_{\text{vir}}/\rho_{\text{b}}$ es la sobredensidad tras la virialización.

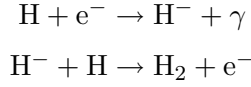
El gas al caer durante el colapso se calienta (por compresión adiabática o por choques). Por tanto, se le puede asignar la temperatura virial, la cual corresponde a la velocidad de partículas de materia oscura:

$$T_{\text{vir}} \approx 2 \times 10^3 \left(\frac{M_{\text{h}}}{10^6 M_{\odot}} \right)^{2/3} \left(\frac{1+z}{20} \right) \text{ K}. \quad (2.4)$$

En general, para un enfriamiento eficiente debido al hidrógeno atómico la temperatura del gas colapsado es $\sim 10^4 \text{ K}$, superior a la temperatura del virial. Esto es importante, pues si el gas fuera incapaz de enfriarse no habría colapso y en consecuencia no habría fragmentación del gas y posterior formación estelar. El gas se encontraría en equilibrio hidrostático. Para el gas primordial, el mecanismo de enfriamiento es el debido al hidrógeno molecular.

En ausencia de granos de polvo, las moléculas se forman en la fase gaseosa. Debido a su alta simetría, la molécula de H_2 no posee momento dipolar eléctrico permanente y las transiciones rotacionales no pueden ocurrir vía radiación dipolar eléctrica rápida, en su lugar las transiciones ocurren vía radiación cuadrupolar magnética lenta. Es por ello que la formación de H_2 no se da directamente a partir de la colisión de dos átomos de H.

El canal más importante para la formación de la molécula H_2 en el Universo temprano es



Los electrones libres son catalizadores y están presentes como residuos de la época de recombinación ($z \approx 1100$) o son resultado de procesos de ionización colisional con *shocks* de acreción durante el ensamble de las primeras galaxias. La formación de H_2 concluye cuando todos los electrones se han recombinado.

Otro canal de formación tiene como intermediario a la molécula de H_2^+ y a protones como catalizadores. Este canal habría sido muy importante en $z > 100$ donde el CMB tiene la energía suficiente para destruir el átomo H^- mientras que la molécula H_2^+ está más fuertemente enlazada, pudiendo persistir.

2.1.2. Masa mínima de los halos

Considerando el criterio de Rees-Ostriker-Silk (ROS) para la formación de galaxias en las cuales la escala de tiempo de enfriamiento debe ser menor que la escala de tiempo dinámico ($t_{\text{cool}} < t_{\text{dyn}}$), se puede derivar la masa mínima del halo en un cierto *redshift* dentro del cual el gas puede enfriarse y formar estrellas. Se debe considerar:

- La masa mínima del halo que satisface el criterio ROS en un dado *redshift*.
- La relación $M_{\text{h}} - z_{\text{vir}}$ dada por el modelo ΛCDM^1 . Esta relación depende de cuán probable es que un halo surja del colapso gravitacional de un pico dentro del campo aleatorio de fluctuaciones primordiales de densidad.

Sea $\delta_M = \left(\frac{\rho - \rho_{\text{b}}}{\rho}\right)_M$, la sobredensidad para una cierta masa M dentro de la región considerada. Si $\delta_M \geq \delta_{\text{c}} = 1.69$ la perturbación ingresa a una fase no lineal de colapso y virialización. La sobredensidad puede ser escrita en términos de la raíz media cuadrática de la fluctuación: $\delta_M = \nu\sigma(M)$, donde $\sigma(M) = \frac{\sigma_0(M)}{1+z}$.

El modelo ΛCDM predice que para $M = 10^6 M_{\odot}$, se obtiene que $\sigma_0(M) \simeq 15$. Así, de:

$$1 + z_{\text{vir}} \sim \frac{\sigma_0(M)}{\sigma(M)} \sim \frac{\nu\sigma_0(M)}{\delta_{\text{c}}} \sim 8.87\nu \quad (2.5)$$

¹El modelo estándar de la cosmología moderna, conocido como modelo ΛCDM , es el modelo cosmológico para un Universo dinámico más simple que se ajusta a los resultados observacionales. Incorpora la Relatividad General con constante cosmológica como teoría de la gravitación, y la Teoría Cuántica de Campos incluyendo una componente de materia oscura como teoría de la materia. Para una lectura detallada consultar Ellis et al. (2015).

Si

$$\nu \sim 3 \Rightarrow z_{\text{vir}} \sim 20 - 30. \quad (2.6)$$

2.1.3. Más allá del modelo estándar

Las condiciones iniciales de la formación de estrellas de Población III están bien determinadas por las propiedades de la materia oscura gravitacionalmente dominante. Cambios más profundos a la física de partículas subyacente ocasiona consecuencias notables en nuestro entendimiento de la formación estelar.

En el modelo de materia oscura caliente (*warm dark matter* o WDM), la formación de estrellas de Población III tiene lugar en halos más masivos y posiblemente en estructuras filamentosas. Otra modificación se basa en el hecho que los bariones y el fluido de CDM están desacoplados en un movimiento relativo de corriente supersónica. Antes de la recombinación, los bariones están fuertemente acoplados al fluido de fotones y están forzados a un patrón de oscilación acústico, mientras el patrón de CDM no se ve afectado por la presencia de la radiación. Esto resulta en una velocidad relativa de bariones respecto a la CDM de $v_{s,i} \sim 30 \text{ km s}^{-1}$ en la recombinación al mismo tiempo, la velocidad del sonido bariónico cae de valores relativistas ($\sim c/\sqrt{3}$) a la velocidad térmica de los átomos de H ($\sim 6 \text{ km s}^{-1}$).

La velocidad de corriente relativa impacta de varias maneras la formación de estrellas de Población III, predominantemente eleva la masa mínima de los halos donde puede haber formación estelar. Para que tenga lugar la formación estelar, la masa mínima del halo virializado debe superar la masa de Jeans cosmológica, la cual viene dada por:

$$M_J \approx \frac{c_s^3}{G^{3/2} \rho^{1/2}}, \quad (2.7)$$

donde c_s es la velocidad barionica del sonido y $\rho = \rho_{DM} + \rho_b$ es la densidad total de materia. Podemos reemplazar la velocidad del sonido por una velocidad efectiva:

$$v_{\text{eff}} = \sqrt{c_s^2 + v_s^2} \quad (2.8)$$

donde $v_s(z) = v_{s,i}(1+z)/1000$ es la velocidad de corriente normalizada al valor de recombinación. Así, para un dado corrimiento al rojo cosmológico la masa mínima del halo aumenta, reduciéndose la abundancia de los minihalos en que se forman las estrellas de Población III, retrasándose el inicio de la reionización del medio intergaláctico temprano.

2.2. Formación estelar

En el Universo temprano, las tasas de acreción protoestelares tuvieron valores mayores respecto a las del Universo local. Esto es debido a las altas temperaturas de las nubes en que se formaron las primeras estrellas, lo cual es una consecuencia de que el gas primordial no se puede enfriar por debajo de los ~ 200 K. La tasa de acreción protoestelar puede ser aproximada suponiendo el colapso de una nube cuya masa corresponde a la masa de Jeans, en una escala de tiempo de caída libre:

$$\dot{M}_{\text{acc}} \simeq \frac{M_{\text{J}}}{t_{\text{ff}}} \simeq \frac{c_{\text{s}}^3}{G} \propto T^{3/2}. \quad (2.9)$$

De la ecuación anterior se desprende que las tasas típicas de acreción en regiones primordiales de formación estelar son dos órdenes de magnitud mayores comparadas a las del Universo local. Estas altas tasas de acreción sumado a la ausencia de granos de polvo, llevó en la década pasada a pensar que las estrellas de Población III se formaron individualmente y con masas $M \geq 100 M_{\odot}$.

Trabajos recientes indican que estas estrellas se formaron a partir de *cores* hidrostáticos en el centro de minihalos, con masas típicas de $\sim 10^{-2} M_{\odot}$, en un régimen de acreción inicialmente esférico. El material que es acretado posee un momento angular no nulo y se forma un disco de acreción soportado rotacionalmente. Actualmente, se considera que en los discos protoestelares tienen lugar inestabilidades gravitacionales.

Debido a la alta tasa de acreción dentro de un *core* pre-estelar primordial, el disco experimenta un rápido crecimiento en masa en todos los radios. Se generan intensos torques gravitacionales que conducen la masa hacia el centro del disco. El disco no puede procesar toda esa masa entrante lo suficientemente rápido, atravesando fragmentaciones, dando lugar a que la formación estelar sea múltiple, predominando los sistemas binarios (Bromm 2013).

2.3. Evolución estelar

2.3.1. Mecanismos de pérdida de masa

Los mecanismos de pérdida de masa en estrellas de Población I y II han sido estudiados teórica y observacionalmente. Sin embargo, no son extrapolables a estrellas de Población III debido a que sus propiedades físicas son significativamente diferentes.

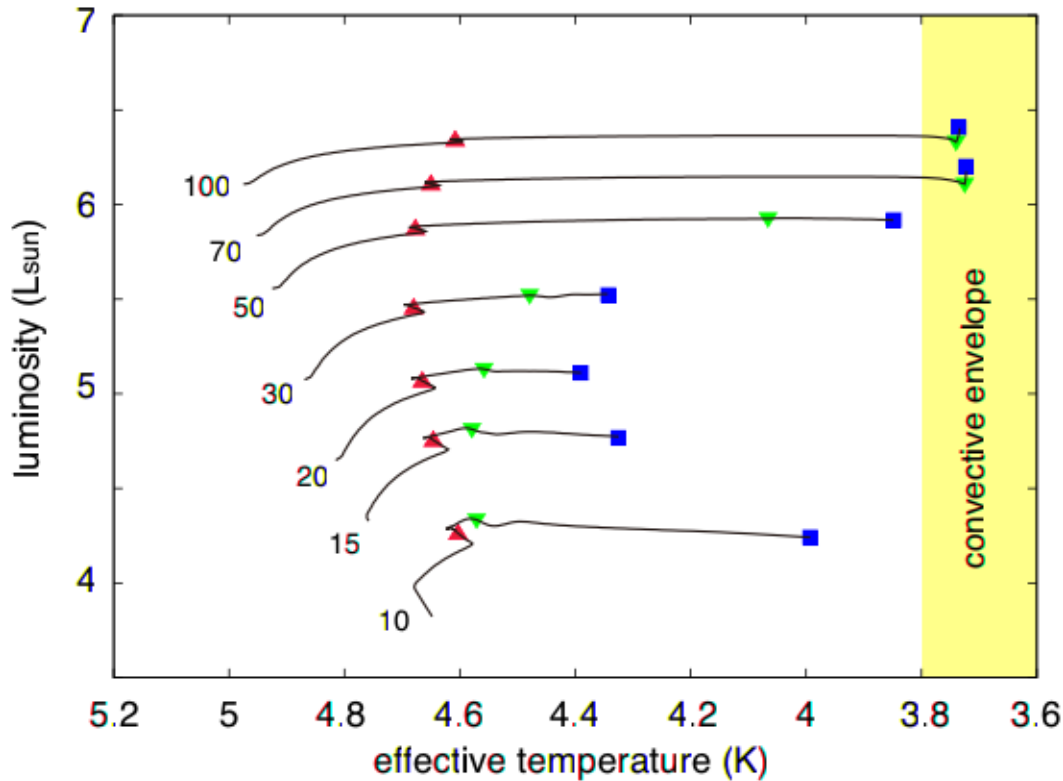


Figura 2.1: Diagrama HR para estrellas de Población III. Los símbolos indican la época correspondiente al inicio de la quema de helio nuclear (rojo), la quema de helio en capas (verde), y la quema de carbono (azul), respectivamente. Créditos: Marigo et al. (2001).

Las estrellas masivas en el Universo local tienen una alta pérdida de masa debida principalmente a los vientos estelares impulsados por la presión radiativa en líneas de metales (Castor et al. 1975). Este mecanismo no tiene lugar en estrellas con metalicidad nula (Bromm & Loeb 2003). Por eso, generalmente en los modelos de evolución de estrellas de Población III no se considera la pérdida de masa.

En los últimos años, se han estudiado otros procesos alternativos de pérdida de masa en estrellas con metalicidad nula. Sin embargo, aún no se dispone de una teoría que cuantifique de manera fiable la tasa de pérdida de masa en estrellas de Población III, y en algunos trabajos se utiliza una tasa de pérdida de masa por medio de una parametrización ad-hoc (Ver por ejemplo Bahena & Hadrava 2012).

A continuación, repasaremos brevemente los principales mecanismos de pérdida de

masa que ocurren en las estrellas

Vientos estelares

Para vientos estelares de gigantes rojas de Población I, Reimers (1975, 1977) encontró una relación empírica que da la tasa de pérdida de masa en función de la luminosidad, el radio, la masa y la gravedad superficial de la estrella

$$\dot{M} \sim \frac{L}{gR} \sim \frac{LR}{M}. \quad (2.10)$$

Leitherer et al. (1992), y Vink et al. (1999), mostraron que la dependencia de la tasa pérdida de masa con la metalicidad se puede expresar por la relación

$$\dot{M} \sim Z^\zeta, \quad (2.11)$$

donde ζ varía entre 0.5 – 0.8 para metalicidades en el rango 0.01 – 1 Z_\odot . Sin embargo, Kudritzky (2000, 2002), que calculó la tasa de pérdida de masa para estrellas de primera generación considerando vientos para estrellas con $100 M_\odot < M < 300 M_\odot$, $0.001 Z_\odot < Z < 1 Z_\odot$, $4 \times 10^4 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 6 \times 10^4 \text{ K}$, encontró que la relación dada en 2.11 se rompe por debajo de cierta metalicidad umbral, obteniendo que la pérdida de masa por dicho mecanismo es un proceso muy ineficiente.

Pulsaciones estelares

La inestabilidad pulsacional de estrellas muy masivas podría contribuir a la tasa de pérdida de masa, en particular en estrellas de baja metalicidad en que los vientos son muy escasos. Lamentablemente, aún no está bien entendido como es que contribuyen, y la masa crítica para el inicio de las inestabilidades pulsacionales nucleares es incierta.

Otros mecanismos

- Campos magnéticos: Puls et al. (2008) sugirieron que podrían haber estado presentes campos magnéticos en las primeras estrellas y por tanto influir en sus vientos o pérdidas de masa por sus discos de decreción². Sin embargo, aún no está bien determinado el campo magnético del medio intergaláctico temprano, si lo hubiese.

²Un disco de decreción (*Decretion disk*, en inglés) es un disco alrededor de una estrella, que se alimenta de la ella. A diferencia de los discos de acreción, se expanden libremente. Típicamente están presentes en estrellas tipo Be.

- Interacción en sistemas múltiples: En estos sistemas las estrellas habrían estado sujetas a mecanismos de pérdida e intercambio de masa.
- Rotación estelar. Se supone que las estrellas de Población III rotan más rápido que sus contrapartes de mayor metalicidad (Maeder et al. 1999; Meynet et al. 2006). La rotación puede incrementar la tasa de pérdida de masa por varios procesos. Este mecanismo será desarrollado con mayor profundidad en el próximo apartado.

2.3.2. Rotación estelar

En las estrellas masivas la metalicidad define el proceso que domina en su evolución

- Alta metalicidad: domina la pérdida de masa
- Baja metalicidad: domina la rotación estelar

Estrellas de alta metalicidad

En la galaxia estrellas con masas $M \gtrsim 30 M_{\odot}$ pierden grandes cantidades de masa a lo largo de su evolución. Este se debe a las numerosas líneas de metales en sus atmósferas y su consecuente alta presión de radiación que ocasiona inestabilidades en la superficie estelar (Puls et al. 2008). Así, la evolución de estrellas masivas con alta metalicidad está dominada por la pérdida de masa. En Meynet & Maeder (2005) se determinó que una estrella del Universo local cuya masa en la secuencia principal de edad cero (ZAMS, por sus siglas en inglés), es $M_{\text{ZAMS}} = 120 M_{\odot}$ pierde alrededor de $100 M_{\odot}$ a lo largo de su evolución.

De esta manera, las estrellas masivas perderían rápidamente su momento angular inicial por lo que el efecto de rotación puede ser despreciado.

Estrellas de baja metalicidad

En Baraffe et al. (2001) se determinó que las estrellas de Población III son muy estables, por lo que no perderían una cantidad significativa de masa a lo largo de su evolución. Además, las líneas de hidrógeno y helio son demasiado débiles para impulsar vientos por radiación (Krticka & Kubát 2006). Luego, es de esperar que a lo largo de su evolución las estrellas de Población III conserven una parte significativa de su momento angular inicial.

Los efectos de la rotación en estrellas masivas de baja metalicidad son principalmente dos: 1. Las estrellas alcanzan el límite de ruptura durante la fase de secuencia principal y pueden perder masa por procesos mecánicos; 2. la intensa mezcla química en las estrellas

lleva los elementos sintetizados en el núcleo a la superficie, elevando la metalicidad efectiva a valores muy altos lo que incrementa los vientos radiativos que habían inicialmente. El caso más extremo es el denominado *evolución químicamente homogénea* (CHE), en el que todo el hidrógeno de la estrella participa de la combustión, generando al final de la fase de secuencia principal una estrella masiva de helio.

En Ekström et al. (2008) se determinó que al considerar ambos efectos, la pérdida de masa en $Z = 0$ es muy pequeña para el rango de masas en la ZAMS de $15 - 200 M_{\odot}$

- Para una estrella con masa inicial $M_i = 15 M_{\odot}$ la pérdida total de masa en su evolución es $\lesssim 0.3\%$ de su masa inicial.
- Para una masa inicial $M_i = 200 M_{\odot}$ la pérdida total de masa en su evolución es $\gtrsim 10\%$ de su masa inicial.

2.4. Remanentes de estrellas de Población III

El destino final en la evolución de una estrella masiva está determinado por:

- La masa y la metalicidad en la ZAMS.
- La tasa de pérdida de masa.

Para estrellas que no forman parte de sistemas múltiples, la pérdida de masa se da principalmente a través de vientos estelares, para los cuales existen estimaciones empíricas. De esta manera, el teorema de Vogt - Russell asegura que, conociendo la masa y la composición química inicial, se puede conocer el destino final de una estrella.

La masa del núcleo de helio determina las propiedades del remanente y del mecanismo de explosión que tiene lugar al final de la evolución estelar. Fryer (1999) estimó que la masa del núcleo de helio para el cual la formación de un agujero negro se da por *fall back* es de $\sim 8 M_{\odot}$ ($\sim 25 M_{\odot}$ para la estrella progenitora en la ZAMS, sin pérdida de masa), mientras que para que se forme un agujero negro por colapso directo, la masa del núcleo de helio debe ser mayor que $\sim 15 M_{\odot}$ ($\sim 40 M_{\odot}$ para la estrella progenitora en la ZAMS, sin pérdida de masa).

Woosley & Weaver (1995), Heger & Woosley (2002), Woosley et al. (2002), y Heger et al. (2003), estudiaron la evolución de estrellas masivas individuales sin rotación en el rango $M = 9 - 300 M_{\odot}$ a partir de la fase de secuencia principal hasta el final de su evolución en una SN, en la que la masa del núcleo de helio al final de la evolución es

$\lesssim 65 M_{\odot}$, o como una PISN, en la que la masa del núcleo de helio estará en el rango $65 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 135 M_{\odot}$. Los resultados obtenidos se pueden observar en la figura 2.2. A continuación, los analizaremos

$M_{\text{ZAMS}} < 25 M_{\odot}$

Para masas iniciales menores que $9 M_{\odot}$ las estrellas no forman núcleos lo suficientemente masivos para colapsar y terminan su evolución como enanas blancas. Si la masa inicial está entre $9 - 10 M_{\odot}$ la evolución estelar puede terminar como una enana blanca, si los núcleos degenerados de oxígeno y neón pierden sus envolturas, o como una estrella de neutrones si los núcleos colapsan por medio de captura electrónica. Para masas iniciales mayores a $10 M_{\odot}$ y menores que $25 M_{\odot}$ ocurrirá necesariamente un colapso nuclear donde, para una metalicidad cero, el remanente será una estrella de neutrones.

$25 M_{\odot} < M_{\text{ZAMS}} < 40 M_{\odot}$

Para estrellas con una masa inicial entre $25 M_{\odot}$ y $40 M_{\odot}$, tienen lugar eventos muy explosivos en los cuales se producen intensos *shocks*, pero luego de un tiempo la materia eyectada vuelve y cae sobre un remanente de estrella de neutrones (un proceso conocido como *fall back*), produciéndose un agujero negro. Así, la formación de un agujero negro tras un colapso estelar se puede dar directamente o por *fall back*.

$40 M_{\odot} < M_{\text{ZAMS}} < 140 M_{\odot}$

Las estrellas de baja metalicidad con una masa inicial comprendida entre $40 M_{\odot}$ y $140 M_{\odot}$ forman agujeros negros mediante un proceso de colapso directo, sin ningún evento explosivo asociado.

$140 M_{\odot} < M_{\text{ZAMS}} < 260 M_{\odot}$

Para estrellas de masa inicial en el rango $140 M_{\odot} - 260 M_{\odot}$ ocurre un evento supernova que destruye por completo la estrella, sin dejar remanente. El rango de energía involucrada en la explosión es de $3 \times 10^{51} - 10^{53}$ ergs, lo cual es mayor en dos órdenes de magnitud que la energía involucrada en típicos eventos supernova del Universo local.

$M_{\text{ZAMS}} > 260 M_{\odot}$

Cuando la masa inicial de la estrella es mayor que $\sim 260 M_{\odot}$, la fotodesintegración nuclear conduce a un colapso en un agujero negro masivo, dando lugar nuevamente a un agujero negro por colapso directo sin evento explosivo.

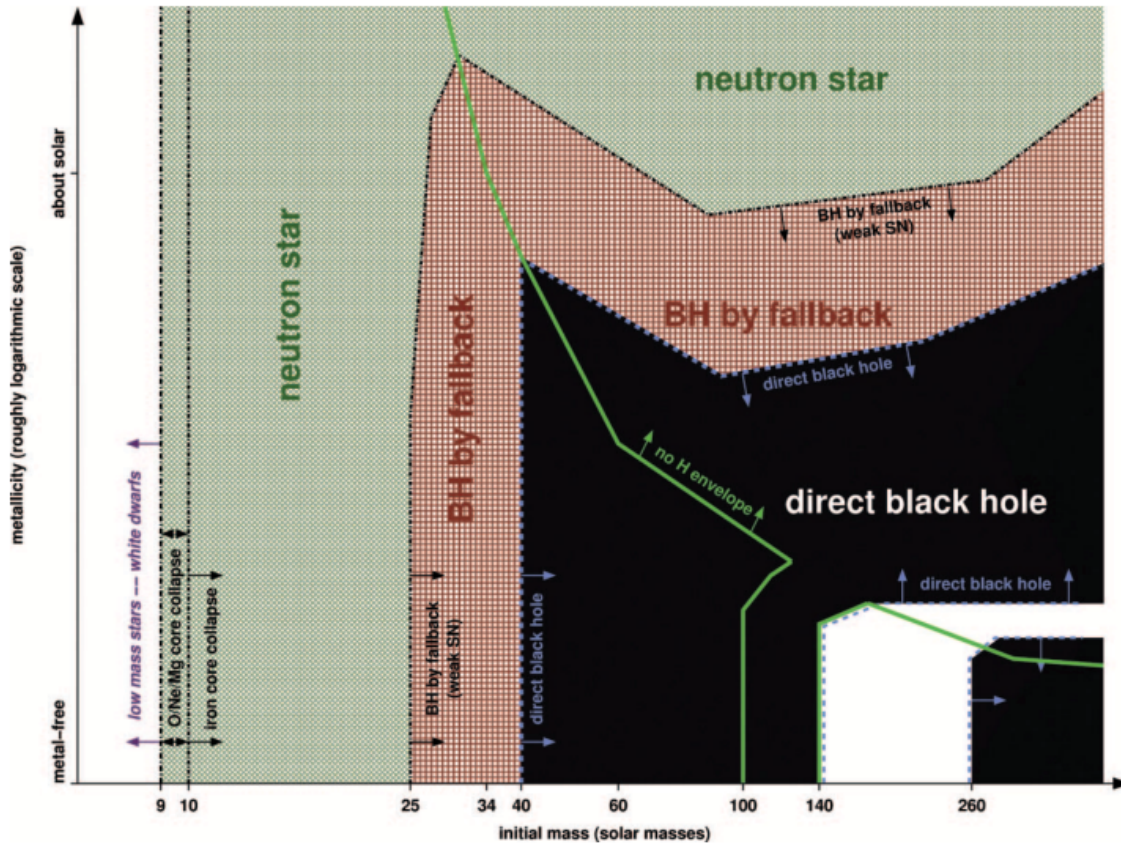


Figura 2.2: Remanentes de estrellas masivas aisladas, en función de la metalicidad inicial (eje Y), y la masa inicial (eje X). La línea gruesa verde separa los regímenes donde las estrellas mantienen su envoltura de hidrógeno de aquellas donde la envoltura de hidrógeno se pierde en la evolución. La línea punteada azul indica la separación del régimen de formación de agujeros negros por colapso directo. Esta región es interrumpida por los eventos de supernova por inestabilidad de pares, los cuales no dejan remanente. Fuera del régimen de colapso directo, a bajas masas y altas metalicidades, la formación de agujeros negros se da por *fallback*. Para menores masas iniciales, se forman estrellas de neutrones. Para masas aún más bajas, los núcleos no colapsan y las estrellas terminan como enanas blancas. Créditos: Heger et al. (2003).

Capítulo 3

Régimen de acreción súper-Eddington

Los discos de acreción son considerados la fuente de energía en varios fenómenos astrofísicos observados: en sistemas proto-planetarios, variables cataclísmicas, binarias de rayos X, microcuásares, galaxias activas, y *gamma-ray bursts* (GRBs). En los últimos años se han propuesto tres principales modelos de discos, siendo el criterio de clasificación utilizado si la tasa de acreción del objeto compacto \dot{M} es mayor o menor que la tasa de acreción de Eddington, definida por

$$\dot{M}_{\text{Edd}} \equiv \frac{L_{\text{Edd}}}{\eta c^2} = \frac{1.39 \times 10^{17}}{\eta} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ gr s}^{-1}, \quad (3.1)$$

donde $L_{\text{Edd}} = 1.25 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ es la luminosidad de Eddington y η es la eficiencia del disco de acreción.

Cuando la tasa de acreción es sub-Eddington ($\dot{M} \leq \dot{M}_{\text{Edd}}$), el disco está bien descrito por el modelo estándar clásico (ver Shakura & Sunyaev 1973). Cuando la tasa de acreción es muy baja ($\dot{M} \ll \dot{M}_{\text{Edd}}$), el disco es supuesto en un estado de fluido de acreción dominado por advección (ADAF) ópticamente delgado (ver Ichimaru 1977, Narayan & Yi 1994, Abramowicz et al. 1995). Finalmente, cuando la tasa de acreción es súper-Eddington ($\dot{M} \gg \dot{M}_{\text{Edd}}$), el disco debe encontrarse en un estado ADAF ópticamente grueso, disco *slim* o disco súper-crítico (ver por ejemplo Abramowicz et al. 1998, Eggum et al. 1988, Beloborodov 1998, Watarai & Fukue 1999, Fukue 2004). Discos de acreción súper-críticos desempeñan un rol importante en varias fuentes astronómicas: microcuásares como SS 433, GRS 1915+195 y GRO J1655-40, en galaxias Seyfert 1 y cuásares luminosos, y en fuentes *supersoft* de rayos X.

En este capítulo describiremos dos modelos de discos que serán utilizados posteriormente en la construcción del modelo de disco de acreción del microcuásar de Población III. En la sección 3.1 estudiamos el modelo de disco de acreción súper-crítico propuesto por Watarai & Fukue (1999). Este modelo considera discos de acreción desmagnetizados, donde una fracción significativa del material acretado es expelido en forma de vientos del disco. En la sección 3.2 estudiamos las soluciones para discos dominados por advección con campos magnéticos toroidales propuestas por Akizuki & Fukue (2006). Este modelo puede ser aplicado en los casos ópticamente delgados ($\dot{M} \ll \dot{M}_{\text{Edd}}$) y ópticamente gruesos ($\dot{M} \gg \dot{M}_{\text{Edd}}$). Una aplicación importante del modelo de Watarai & Fukue es desarrollada en Fukue (2004), donde se considera que el viento regula la tasa de acreción en el disco exactamente en el valor de la tasa de Eddington, lo cual ocurre a una distancia del objeto compacto denominada *radio crítico*. Esta aplicación será analizada en la sección 3.3.

3.1. Modelo de disco de acreción super-crítico

3.1.1. Ecuaciones básicas

Consideremos un disco de acreción alrededor de un agujero negro de masa M . Utilizamos coordenadas cilíndricas (r, φ, z) , donde las cantidades físicas dependen únicamente de r . El disco es supuesto estacionario y con simetría axial. Las ecuaciones utilizadas están integradas verticalmente. Se ignoran los efectos de la relatividad general y se utiliza la formulación Newtoniana de la gravedad.

Bajo las anteriores consideraciones, la ecuación de continuidad es

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \Sigma v_r) = 2\dot{\rho}H, \quad (3.2)$$

donde v_r es la velocidad radial del fluido acretado, $\dot{\rho}$ es la tasa de pérdida de masa por unidad de volumen, H es el semiespesor del disco y Σ es la densidad superficial, la cual está definida como $\Sigma \equiv 2\rho H$, siendo ρ la densidad del fluido.

La ecuación de conservación del momento es

$$v_r \frac{dv_r}{dr} = \frac{v_\varphi^2}{r} - \frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\Sigma} \frac{d}{dr} (\Sigma c_s^2) \quad (3.3)$$

donde v_φ es la velocidad de rotación del disco y c_s es la velocidad del sonido, definida como $c_s^2 \equiv p/\rho$, siendo p la presión. No hay ganancia ni pérdida de cantidad de movimiento neta asociada con el viento.

La ecuación de conservación del momento angular es

$$r\Sigma v_r \frac{d}{dr} (rv_\varphi) = \frac{d}{dr} \left(\frac{\alpha \Sigma c_s^2 r^3}{\Omega_K} \frac{d\Omega}{dr} \right), \quad (3.4)$$

donde α es el parámetro de viscosidad, Ω es la velocidad angular, definida como $\Omega = v_\varphi/r$, y Ω_K es la velocidad angular Kepleriana. No hay pérdida ni ganancia de momento angular neto asociada con el viento.

La ecuación de equilibrio hidrostático en la dirección vertical es

$$\frac{GM}{r^3} H^2 = \frac{\Pi}{\Sigma} = c_s^2, \quad (3.5)$$

donde Π es la presión integrada verticalmente. No hay pérdida ni ganancia de cantidad de movimiento neta en la dirección vertical asociada con el viento.

La ecuación de energía es

$$\frac{\Sigma v_r}{\gamma - 1} \frac{dc_s^2}{dr} + 2Hc_s^2 \left(\dot{\rho} - v_r \frac{d\rho}{dr} \right) = f \frac{\alpha \Sigma c_s^2 r^2}{\Omega_K} \left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^2, \quad (3.6)$$

donde f es el parámetro de advección, definido a partir de $Q_{\text{adv}} = Q_{\text{vis}} - Q_{\text{rad}} = fQ_{\text{vis}}$, siendo Q_{adv} el calentamiento por advección, Q_{vis} el calentamiento por viscosidad, y Q_{rad} el enfriamiento radiativo.

3.1.2. Soluciones auto-similares

En el modelo auto-similar las velocidades son supuestas como

$$v_r(r) = -c_1 \alpha v_K(r), \quad (3.7)$$

$$v_\varphi(r) = c_2 \alpha v_K(r), \quad (3.8)$$

$$c_s^2(r) = c_3 v_K^2(r), \quad (3.9)$$

donde $v_K(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}}$, y c_1 , c_2 y c_3 son constantes a determinar.

de la ecuación 3.5, obtenemos la distribución de semiespesor del disco

$$\frac{H}{r} = \sqrt{c_3} = \tan \delta. \quad (3.10)$$

Se observa que un disco supercrítico con vientos tiene una superficie cónica, cuyo ángulo de semiapertura es δ .

Suponiendo que la densidad superficial es de la forma

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 r^s, \quad (3.11)$$

obtenemos

$$\Omega = \Sigma c_s^2 = \Sigma_0 c_3 r_s \frac{GM}{r}, \quad (3.12)$$

$$\rho = \frac{\Sigma}{2H} = \frac{\Sigma_0}{2\sqrt{c_3}} r^{s-1}, \quad (3.13)$$

$$\dot{\rho} = - \left(s + \frac{1}{2} \right) \frac{\Sigma_0 c_1 \alpha \sqrt{GM}}{2\sqrt{c_3}} r^{s-5/2}. \quad (3.14)$$

De las ecuaciones 3.3, 3.4 y 3.6, se pueden determinar las constantes c_1 , c_2 y c_3 :

$$c_1 = \frac{1}{3\alpha^2} h(\alpha, \epsilon'), \quad (3.15)$$

$$c_2^2 = \frac{2\epsilon'}{9\alpha^2} h(\alpha, \epsilon'), \quad (3.16)$$

$$c_3 = \frac{2}{9\alpha^2} h(\alpha, \epsilon'), \quad (3.17)$$

donde

$$\epsilon' = \frac{1}{f} \left(\frac{5/3 - \gamma}{\gamma - 1} \right), \quad (3.18)$$

$$h(\alpha, \epsilon') \equiv \sqrt{\left(\frac{2-s}{s+1} + 2\epsilon' \right)^2 + 18\alpha^2} - \left(\frac{2-s}{s+1} + 2\epsilon' \right). \quad (3.19)$$

Los parámetros del modelo son el índice adiabático γ , el parámetro de viscosidad α y la fracción de energía advectada f .

3.1.3. Tasa de acreción

A partir de las soluciones auto-similares, encontramos una expresión para la tasa de acreción de masa en el disco, para cualquier distancia r al eje de simetría:

$$\dot{M}(r) = -2\pi r \Sigma v_r \quad (3.20)$$

$$\dot{M}(r) = 2\pi \Sigma_0 c_1 \alpha \sqrt{GM} r^{s+1/2} \quad (3.21)$$

$$\dot{M}(r) = \dot{M}_{\text{out}} \left(\frac{r}{r_{\text{out}}} \right)^{s+1/2}, \quad (3.22)$$

donde r_{out} es el borde externo del disco y \dot{M}_{out} es la tasa de acreción en r_{out} . Se observa que $s = -1/2$ corresponde a una solución de disco crítico sin vientos, mientras que $s > -1/2$ corresponde a soluciones con vientos. Se observa además que la tasa de acreción decrece con r por acción de la pérdida de masa en vientos.

3.1.4. Radiación

De la suposición que el disco está dominado por la presión de radiación, la presión integrada verticalmente, viene dada por

$$\Pi = \Pi_{\text{rad}} = \frac{1}{3}aT_c^4 2H = \frac{8H}{3c}\sigma T_c^4, \quad (3.23)$$

y el flujo superficial, por

$$F = \sigma T_c^4 = \frac{3c}{8H}\Pi = \frac{3}{8}c\Sigma_0\sqrt{c_3}GM r^{s-2}, \quad (3.24)$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann. La profundidad óptica del disco en la dirección vertical es

$$\tau = \frac{1}{2}\kappa\Sigma = \frac{1}{2}\kappa\Sigma_0 r^s, \quad (3.25)$$

donde κ es la opacidad por dispersión electrónica.

Luego, el flujo efectivo de la superficie del disco es

$$F_{\text{eff}} = \sigma T_{\text{eff}}^4 = \frac{\sigma T_c^4}{\tau} = \frac{3c}{4\kappa}\sqrt{c_3}\frac{GM}{r^2} = \frac{3}{4}\sqrt{c_3}\frac{L_{\text{Edd}}}{4\pi r^2}, \quad (3.26)$$

mientras que la temperatura efectiva superficial del disco es

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{3\sqrt{c_3}L_{\text{Edd}}}{16\pi\sigma}\right)^{1/4} r^{-1/2}. \quad (3.27)$$

Utilizando la distribución de temperatura superficial 3.27, podemos calcular la luminosidad bolométrica emitida por las dos caras del disco

$$L_{\text{disk}} = 2 \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} F_{\text{eff}}(r) 2\pi r dr = 4\pi \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \sigma T_{\text{eff}}(r) r dr \quad (3.28)$$

$$L_{\text{disk}} = \frac{3}{4}\sqrt{c_3}L_{\text{Edd}} \ln \frac{r_{\text{out}}}{r_{\text{in}}}. \quad (3.29)$$

Para construir la distribución de energía espectral (SED) de la radiación producida por el disco de acreción suponemos que la superficie del disco puede considerarse como una concatenación de anillos que radían como cuerpo negro a una temperatura $T_{\text{eff}}(r)$. Luego, el espectro del disco puede ser calculado de:

$$L_\nu = 2 \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \pi B_\nu(r) 2\pi r dr, \quad (3.30)$$

donde el factor 2 se debe a que se computan ambas caras del disco, y

$$B_\nu(r) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/k_B T_{\text{eff}}(r)} - 1}. \quad (3.31)$$

3.2. Modelo de disco ADAF con campos magnéticos toroidales

3.2.1. Ecuaciones básicas

Consideramos un disco de acreción alrededor de un agujero negro de masa M . El disco es supuesto en un estado dominado por advección, donde el calentamiento por viscosidad está balanceado con el enfriamiento por advección. En coordenadas cilíndricas (r, φ, z) se plantean ecuaciones del fluido integradas verticalmente. El fluido es estacionario y con simetría axial, y todas las variables dependen únicamente de r . Se ignoran los efectos de la relatividad general y se utiliza la formulación Newtoniana de la gravedad.

La ecuación de continuidad con pérdida de masa es

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \Sigma v_r) = 2 \dot{\rho} H, \quad (3.32)$$

La ecuación de conservación del momento es

$$v_r \frac{dv_r}{dr} = \frac{v_\varphi^2}{r} - \frac{GM}{r^2} - \frac{1}{\Sigma} \frac{d}{dr} (\Sigma c_s^2) - \frac{c_A^2}{r} - \frac{1}{2\Sigma} \frac{d}{dr} (\Sigma c_A^2), \quad (3.33)$$

donde c_A es la velocidad de Alfvén, la cual está definida como $c_A^2 \equiv B_\varphi^2 / (4\pi\rho) = 2p_{\text{mag}} / \rho$, donde p_{mag} es la presión magnética.

La ecuación de equilibrio hidrostático en la dirección vertical está dada por

$$\frac{GM}{r^3} H^2 = c_s^2 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c_A}{c_s} \right)^2 \right] = (1 + \beta) c_s^2. \quad (3.34)$$

El parámetro β es el cociente entre la presión magnética y la presión térmica del gas. Este parámetro es supuesto constante en todo el disco.

Dos escenarios extremos son estudiados: el caso en que la componente $r\varphi$ del tensor de esfuerzos viscosos es proporcional a la presión térmica del gas y el caso en que es proporcional a la presión total. Además, en lugar de $t_{r\varphi} = \eta r d\Omega/dr = -\alpha p$, donde η es la viscosidad y α es el parámetro viscoso adoptamos la forma de $\nu = \Omega_K^{-1} \alpha (p/\rho)$, donde ν es el coeficiente de viscosidad cinemática

$$\eta = \rho\nu = \begin{cases} \Omega_K^{-1} \alpha p_{\text{gas}} & \text{caso (1)} \\ \Omega_K^{-1} \alpha (p_{\text{gas}} + p_{\text{mag}}) & \text{caso (2)}. \end{cases} \quad (3.35)$$

Para el caso (1) la ecuación de conservación del momento angular es

$$r \Sigma v_r \frac{d}{dr} (r v_\varphi) = \frac{d}{dr} \left(\frac{\alpha \Sigma c_s^2 r^3}{\Omega_K} \frac{d\Omega}{dr} \right), \quad (3.36)$$

y la ecuación de la energía es

$$\frac{v_r}{\gamma - 1} \frac{dc_s^2}{dr} + \frac{c_s^2}{r} \frac{d}{dr} (rv_r) = f \frac{\alpha c_s^2 r^2}{\Omega_K} \left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^2, \quad (3.37)$$

mientras que en el caso 2 serán

$$r\Sigma v_r \frac{d}{dr} (rv_\varphi) = \frac{d}{dr} \left[\frac{\alpha (1 + \beta) \Sigma c_s^2 r^3}{\Omega_K} \frac{d\Omega}{dr} \right], \quad (3.38)$$

y

$$\frac{v_r}{\gamma - 1} \frac{dc_s^2}{dr} + \frac{c_s^2}{r} \frac{d}{dr} (rv_r) = f \frac{\alpha (1 + \beta) c_s^2 r^2}{\Omega_K} \left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^2. \quad (3.39)$$

donde f es el parámetro de advección definido por $Q_{\text{adv}} = Q_{\text{vis}} - Q_{\text{rad}} = f Q_{\text{vis}}$, siendo Q_{adv} el calentamiento por advección, Q_{vis} el calentamiento viscoso, y Q_{rad} el enfriamiento radiativo.

Finalmente, la ecuación de inducción incluyendo el escape del campo magnético es

$$\frac{d}{dr} (v_r B_\varphi) = \dot{B}_\varphi, \quad (3.40)$$

donde \dot{B}_φ es la tasa de creación o escape del campo debido a inestabilidades magnéticas, efecto dínamo o la acción del mecanismo de batería de Biermann. Esta ecuación de inducción puede ser reescrita como

$$v_r \frac{dc_A^2}{dr} + c_A^2 \frac{dv_r}{dr} - \frac{c_A^2 v_r}{r} = 2c_A^2 \frac{\dot{B}_\varphi}{B_\varphi} - c_A^2 \frac{2\dot{\rho}H}{\Sigma}. \quad (3.41)$$

3.2.2. Soluciones auto-similares

Bajo el tratamiento auto-similar desarrollado por Narayan & Yi (1994) podemos describir la estructura del disco de acreción en un régimen no relativista. En ese modelo las velocidades son supuestas como:

$$v_r(r) = -c_1 \alpha v_K(r), \quad (3.42)$$

$$v_\varphi(r) = c_2 v_K(r), \quad (3.43)$$

$$c_s^2(r) = c_3 v_K^2(r), \quad (3.44)$$

$$c_A^2(r) = \frac{B_\varphi^2}{4\pi\rho} = 2\beta c_3 \frac{GM}{r}, \quad (3.45)$$

donde $v_K(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}}$ y c_1 , c_2 , y c_3 son constantes.

Adicionalmente, la densidad superficial Σ es supuesta que depende del radio como una ley de potencias de la forma

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 r^s, \quad (3.46)$$

donde Σ_0 y s son constantes. Luego, para que el tratamiento auto-similar sea válido, la tasa de pérdida de masa por unidad de volumen, la tasa de escape del campo, y la tasa de pérdida de masa, respectivamente, deben tener la siguiente forma

$$\dot{\rho}(r) = \dot{\rho}_0 r^{s-5/2}, \quad (3.47)$$

$$\dot{B}_\varphi(r) = \dot{B}_0 r^{(s-5)/2}, \quad (3.48)$$

$$\dot{M} = -2\pi r \Sigma v_r = \dot{M}_{\text{input}} \left(\frac{r}{r_{\text{out}}} \right)^{s+1/2}, \quad (3.49)$$

donde $\dot{\rho}_0$ y \dot{B}_0 son constantes, r_{out} es el radio externo del disco y \dot{M}_{input} es la tasa de acreción en el borde externo del disco. Usando las soluciones comunes a ambos caso se pueden determinar las siguientes relaciones

$$H/r = \sqrt{(1 + \beta) c_3}, \quad (3.50)$$

$$\dot{\rho}_0 = - \left(s + \frac{1}{2} \right) \frac{c_1 \alpha \Sigma_0}{2} \sqrt{\frac{GM}{(1 + \beta) c_3}}, \quad (3.51)$$

$$-\frac{1}{2} c_1^2 \alpha^2 = c_2^2 - 1 - [s - 1 + \beta (s + 1)] c_3, \quad (3.52)$$

$$\dot{B}_0 = \frac{2-s}{2} c_1 \alpha GM \sqrt{4\pi \Sigma_0 \frac{\beta c_3}{(1 + \beta) c_3}}. \quad (3.53)$$

Asimismo, para el caso (1)

$$c_1 = 3(s + 1) c_3, \quad (3.54)$$

$$c_2^2 = \frac{3 - \gamma}{\gamma - 1} \frac{2}{9f} c_1, \quad (3.55)$$

mientras que para el caso (2)

$$c_1 = 3(s + 1)(1 + \beta) c_3, \quad (3.56)$$

$$c_2^2 = \frac{3 - \gamma}{\gamma - 1} \frac{2}{9f} \frac{c_1}{1 + \beta}. \quad (3.57)$$

De esta manera, se pueden obtener los valores de las constantes c_i .

Caso 1

$$c_1 = \frac{1}{3\alpha^2} h(\alpha, \epsilon), \quad (3.58)$$

$$c_2^2 = \frac{\epsilon''}{3\alpha^2} h(\alpha, \epsilon), \quad (3.59)$$

$$c_3 = \frac{1}{9(1+s)\alpha^2} h(\alpha, \epsilon), \quad (3.60)$$

donde

$$\epsilon = \frac{2}{9} \left(\frac{3-\gamma}{\gamma-1} \right) \frac{1}{f}, \quad (3.61)$$

$$h(\alpha, \epsilon) \equiv \sqrt{\left(\frac{1-s}{1+s} - \beta + 3\epsilon \right)^2 + 18\alpha^2} - \left(\frac{1-s}{1+s} - \beta + 3\epsilon \right). \quad (3.62)$$

Caso 2

$$c_1 = \frac{1}{3\alpha^2(1+\beta)} h(\alpha, \epsilon), \quad (3.63)$$

$$c_2^2 = \frac{\epsilon}{3\alpha^2(1+\beta)^2} h(\alpha, \epsilon), \quad (3.64)$$

$$c_3 = \frac{1}{9(1+s)\alpha^2(1+\beta)^2} h(\alpha, \epsilon), \quad (3.65)$$

donde

$$\epsilon = \frac{2}{9} \left(\frac{3-\gamma}{\gamma-1} \right) \frac{1}{f}, \quad (3.66)$$

$$h(\alpha, \epsilon) \equiv \sqrt{\left(\frac{1-s}{1+s} - \beta + 3\epsilon \right)^2 + 18\alpha^2(1+\beta)^2} - \left(\frac{1-s}{1+s} - \beta + 3\epsilon \right). \quad (3.67)$$

3.3. Disco de acreción crítico

Una aplicación del modelo estudiado en la sección 3.1 es el *Disco de Acreción Crítico*, en el cual la tasa de acreción es regulada exactamente en el valor de la tasa de Eddington a partir del *radio crítico*. De esta manera, para distancias al objeto compacto mayores al radio crítico la tasa de acreción es sub-Eddington y el disco es bien aproximado por el modelo de disco estándar, mientras que para distancias menores al radio crítico la tasa de acreción es la tasa de Eddington, y tiene lugar una intensa pérdida de masa del sistema en forma de vientos.

3.3.1. Radio crítico

Se define el *radio crítico* como el radio del disco de acreción fuera del cual el modelo de disco delgado estándar dominado por la presión de radiación es válido, y dentro del cual la fuerza radiativa se hace más intensa que la fuerza de gravedad:

$$r_{\text{cr}} = \frac{9\sqrt{3}\sigma_{\text{T}}}{16\pi m_p c} \dot{M}_{\text{out}}, \quad (3.68)$$

donde la tasa de acreción \dot{M} es reemplaza por la tasa de acreción \dot{M}_{out} en el borde externo del disco. Numéricamente el radio crítico puede ser expresado como:

$$r_{\text{cr}} = 5.71 \times 10^5 \frac{M}{M_{\odot}} \frac{\dot{M}_{\text{out}}}{\dot{M}_{\text{crit}}} \text{ cm} \quad (3.69)$$

o

$$r_{\text{cr}} = \frac{9\sqrt{3}}{8} \dot{m} r_s \sim 1.95 \dot{m} r_s, \quad (3.70)$$

donde $\dot{m} \equiv \dot{M}_{\text{out}}/\dot{M}_{\text{crit}}$ y $r_s = 2GM/c^2$.

Para que el disco interno se encuentre en el estado crítico, la tasa de acreción de masa debe satisfacer la condición crítica dada en la ecuación 3.68 para todo $r < r_{\text{cr}}$. Es decir, la tasa de acreción debe variar con el radio como

$$\dot{M}(r) = \begin{cases} \dot{M}_{\text{out}} & \text{para } r \geq r_{\text{cr}} \\ \frac{16\pi c m_p}{9\sqrt{3}\sigma_T} r & \text{para } r \leq r_{\text{cr}}. \end{cases} \quad (3.71)$$

Comparando las ecuaciones 3.22 y 3.71 se observa que el valor del índice s en las soluciones auto-similares para el caso de un disco crítico es $s = 1/2$. Además, la tasa de pérdida de masa en forma de vientos viene dada por

$$\dot{M}_{\text{wind}} = \dot{M}_{\text{out}} - \dot{M}(r), \quad (3.72)$$

donde $\dot{M}_{\text{out}} = \dot{M}(r_{\text{cr}})$. Veremos a continuación las ecuaciones que definen algunas de las principales propiedades físicas de estos discos. Más información puede ser encontrada en Fukue (2004).

Semiespesor del disco

$$H = \begin{cases} \frac{3\kappa f_{\text{in}} \dot{M}_{\text{out}}}{32\pi c} & r \geq r_{\text{cr}} \\ \sqrt{c_3} r & r \leq r_{\text{cr}} \end{cases} \quad (3.73)$$

donde $f_{\text{in}} = 1 - \sqrt{r_{\text{in}}/r}$ es el factor de corrección de borde. Esta solución implica que la forma del disco es plana fuera del radio crítico y cónica dentro del mismo, con un ángulo de apertura $\tan \delta = H/r = \sqrt{c_3}$.

Temperatura efectiva

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = \begin{cases} \frac{3GM\dot{M}_{\text{out}}}{8\pi r^3} f_{\text{in}} & r \geq r_{\text{cr}} \\ \frac{3}{4} \sqrt{c_3} \frac{L_{\text{Edd}}}{4\pi r^2} & r \leq r_{\text{cr}} \end{cases} \quad (3.74)$$

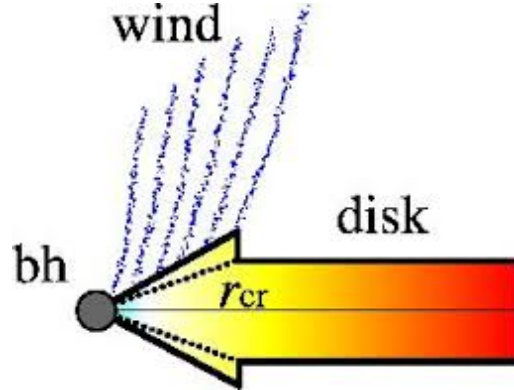


Figura 3.1: Radio crítico en un disco de acreción en un régimen súper-Eddington. A partir de r_{cr} tiene lugar una intensa pérdida de masa en forma de vientos, lo que regula la tasa de acreción en radios menores a r_{cr} . Créditos: Fukue (2004).

Velocidad radial

$$-v_r = \begin{cases} \frac{9\alpha\kappa^2\dot{M}^2 f_{\text{in}}}{1024\pi^2 c^2} \sqrt{\frac{GM}{r^5}} & r \geq r_{\text{cr}} \\ c_1 \alpha \sqrt{\frac{GM}{r}} & r \leq r_{\text{cr}} \end{cases} \quad (3.75)$$

Velocidad azimutal

$$v_\varphi = \begin{cases} \sqrt{\frac{GM}{r}} & r \geq r_{\text{cr}} \\ c_2 \sqrt{\frac{GM}{r}} & r \leq r_{\text{cr}} \end{cases} \quad (3.76)$$

La velocidad azimutal del disco interno es menor a la del disco externo ya que el parámetro c_2 es menor que la unidad.

En discos críticos tipo ADAF, las cantidades físicas como H , T_{eff} , τ y v_r , generalmente muestran una discontinuidad en el radio crítico. Esto se debe a que parte del calentamiento viscoso es convertido en energía interna y en energía de advección.

Tasa de pérdida de masa en vientos

La tasa de pérdida de masa en forma de vientos del disco, por unidad de superficie es

$$2\dot{\rho}H = -\frac{1}{2\pi r} \frac{d\dot{M}}{dr} = \begin{cases} 0 & \text{for } r \geq r_{\text{cr}} \\ -\frac{\dot{M}_{\text{input}}}{2\pi r_{\text{crit}}} \frac{1}{r} & \text{for } r \leq r_{\text{cr}} \end{cases} \quad (3.77)$$

Luminosidad del disco

A partir de la distribución de temperatura superficial calculada, se puede estimar la luminosidad bolométrica emitida desde el disco de acreción:

$$L_{\text{disk}} = \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{cr}}} 2\sigma T_{\text{eff}}^4 2\pi r dr + \int_{r_{\text{cr}}}^{\infty} 2\sigma T_{\text{eff}}^4 2\pi r dr \quad (3.78)$$

$$L_{\text{disk}} = \frac{3}{4}\sqrt{c_3}L_{\text{Edd}} \ln \frac{r_{\text{cr}}}{r_{\text{in}}} + \frac{2}{3\sqrt{3}}L_{\text{Edd}}, \quad (3.79)$$

donde el primer término es la luminosidad bolométrica del disco interno, mientras que la segunda es del disco delgado estándar externo. Se obtiene que por efecto de la intensa pérdida de masa en vientos, la luminosidad total del disco está suprimida a ser del orden de la luminosidad de Eddington, $L_{\text{disk}} \sim L_{\text{Edd}}$.

Capítulo 4

Jets magnetohidrodinámicos

Jets son flujos colimados de partículas y campos electromagnéticos. Estos objetos son observados en una amplia variedad de sistemas astrofísicos, desde protoestrellas hasta núcleos galácticos activos. El mecanismo más empleado para la producción de jets es el mecanismo magnetohidrodinámico. En este capítulo estudiaremos las propiedades básicas de este tipo de jets. En la sección 4.1 veremos como obtener una primera aproximación para el factor de Lorentz del jet, el cual es necesario determinar para conocer posteriormente la luminosidad del jet. Analizaremos también el rol que desempeña el campo magnético y los mecanismos más empleados para explicar su confinamiento. En la sección 4.2 veremos como son aceleradas partículas en regiones del jet donde la densidad de energía cinética de la materia domina sobre la densidad de energía magnética. Estas partículas relativistas son posteriormente enfriadas, dando lugar a la producción de fotones con energías en todo el rango del espectro electromagnético. Esto será estudiado con más detalle en el próximo capítulo. Finalmente, en la sección 4.3 analizamos la interacción entre la región terminal del jet y el medio interestelar. Para una lectura más detallada el lector puede consultar los trabajos de Bosch-Ramon et al. (2006), Spruit (2009), Bordas et al. (2009), y Romero & Vila (2014).

4.1. Esquema general

En los distintos modelos de microcuásares, un disco de acreción rodea al objeto compacto, y una fracción del material acretado es eyectado en dos jets dirigidos de manera opuesta (Falcke & Biermann 1995). Parte de la energía asociada con la materia acretada es radiada en el disco de acreción (mediante procesos térmicos y no térmicos), y parte es

convertida en energía cinética y magnética del fluido acregado.

Si el jet está formado por materia acregada, debe contener electrones y protones, así como también debe haber un campo magnético \mathbf{B} asociado con el plasma. Nuestra hipótesis principal es que el mecanismo de lanzamiento de los jets es magnetohidrodinámico. Por simplicidad supondremos que los jets son perpendiculares al plano orbital y que no precesan. Además, no haremos distinción entre el jet y el contrajet.

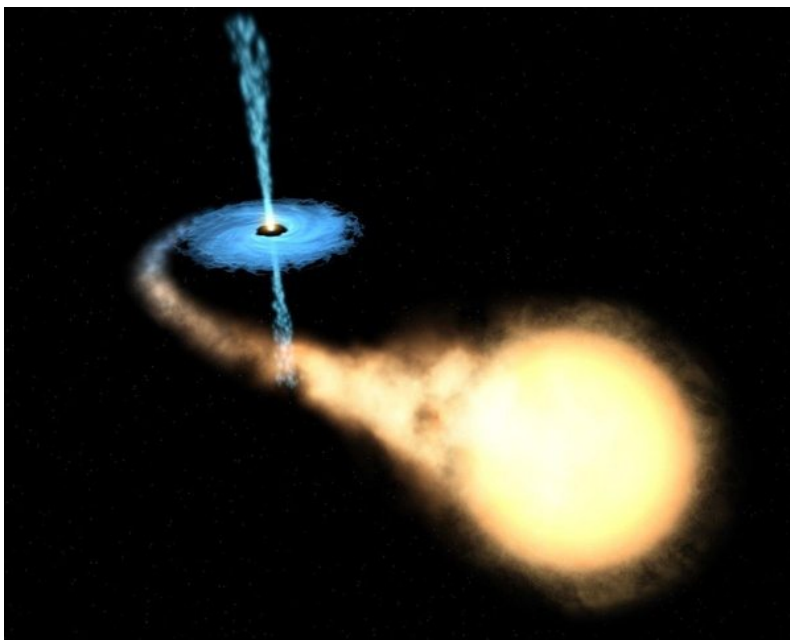


Figura 4.1: Representación gráfica de un microcuásar. Créditos: ESA, NASA, Félix Mirabel.

4.1.1. Factor de Lorentz del jet

La velocidad del jet es estimada teniendo en cuenta la cantidad disponible de potencia cinética que puede ser extraída del disco de acreción en el radio de lanzamiento r_1 . El radio de lanzamiento es la distancia al objeto compacto, medida sobre el disco de acreción, a la cual la materia acregada será eyectada formando el jet. La potencia cinética de los jets puede ser estimada de:

$$L_{\text{jet}}(r_1) = L_{\text{acc}} - L_{\text{disk}} - L_{\text{in}} - L_{\text{wind}}, \quad (4.1)$$

siendo L_{acc} la luminosidad acregada en el borde externo del disco de acreción, L_{disk} la luminosidad del disco de acreción, L_{in} la luminosidad acregada por el agujero negro y

L_{wind} la luminosidad eyectada del sistema en forma de vientos. La potencia cinética del jet puede expresarse como la suma entre la potencia necesaria para que la materia escape de la atracción gravitacional del agujero negro y la luminosidad cinética después de la eyección

$$L_{\text{jet}} = \frac{GM_{\text{BH}}2\dot{m}_{\text{jet}}}{r_1} + (\Gamma_{\text{jet}} - 1) 2\dot{m}_{\text{jet}}c^2. \quad (4.2)$$

A partir de las dos ecuaciones anteriores se puede obtener una estimación del factor de Lorentz del jet.

4.1.2. Campo magnético

En un mecanismo de eyección magnetohidrodinámico, el jet es eyectado por conversión de energía magnética en energía cinética. En general, el campo magnético cerca al objeto compacto tiene un valor mayor al de equipartición con la materia del jet.

El campo magnético en los jets decrece con la distancia z al objeto compacto. Considerando una expansión adiabática:

$$B(z) = B_0 \left(\frac{z_0}{z} \right) \quad (4.3)$$

donde z_0 es el punto de lanzamiento del jet. El valor de $B_0 = B(z_0)$ queda determinado exigiendo equipartición entre las densidades de energía cinética y magnética en z_0 ,

$$\frac{B_0^2}{8\pi} = \frac{L_{\text{jet}}}{2\pi r_0^2 v_{\text{jet}}}. \quad (4.4)$$

En la última ecuación v_{jet} es la velocidad global de los jets (*bulk velocity*).

Por otro lado, la densidad de energía de la materia, a cualquier distancia sobre el objeto compacto, viene dada por

$$e_p(z) = \frac{\dot{m}_{\text{jet}}}{2\pi z^2} v_{\text{jet}}. \quad (4.5)$$

4.1.3. Confinamiento

Jets compactos en microcuásares parecen, ser en general, medianamente relativistas (para LS 5039, ver Paredes et al. 2002; para LS I+61 303 ver Massi et al. 2004; en general, ver Gallo et al. 2003). Esto implica que esos jets no pueden ser colimados por su movimiento relativista: debe existir otro mecanismo de colimación interno o externo. Mecanismos de colimación externos operan cuando la presión externa es similar o mayor a la presión lateral del jet. La presión del medio circundante puede ser ejercida por un viento de la estrella compañera, el disco de acreción o el medio interestelar. Otra fuente externa podría

ser la radiación del disco, sin embargo, no parecer ser efectiva a medianas y grandes escalas (ver Fukue et al. 2001).

La colimación interna puede deberse a una configuración especial del campo magnético, por ejemplo en el caso de una torre magnética en la cual el campo es supuesto toroidal.

En este trabajo, consideramos que la principal fuente de confinamiento es el intenso viento eyectado desde el disco de acreción a mayores distancias que el radio de lanzamiento del jet.

4.2. Partículas relativistas

Shocks internos debidos a diferentes velocidades del plasma en el jet (Rees 1978; Spada et al. 2001; Yuan et al. 2005), pueden disipar energía cinética global y convertirla en energía cinética aleatoria de las partículas que serán aceleradas. El espectro de inyección de partículas se mantiene a lo largo del jet hasta una cierta energía máxima, la cual varía según como se balancean la ganancia y las pérdidas de energía.

El jet está dominado dinámicamente por materia fría. Si las ondas de choque se propagan a través del plasma, la cola supratérmica de la distribución Maxwelliana de partículas puede ser acelerada hasta energías relativistas por un mecanismo difusivo (ver Drury 1983 y referencias). Consideraremos que la potencia total inyectada en partículas relativistas es una fracción de la potencia total del jet

$$L_{\text{rel}} = q_{\text{rel}} L_{\text{rel}}, \quad (4.6)$$

donde esta potencia estará compartida entre protones y electrones,

$$L_{\text{rel}} = L_p + L_e. \quad (4.7)$$

La forma en la cual la energía es dividida entre las dos especies es desconocida, sin embargo adoptaremos lo usado en la mayoría de escenarios en los cuales se considera

$$L_p = a L_e. \quad (4.8)$$

El coeficiente a será uno de los parámetros libres de nuestro modelo. Consideraremos el caso en que $a < 1$ correspondiente a un modelo de jet leptónico, y $a > 1$ correspondiente a uno hadrónico.

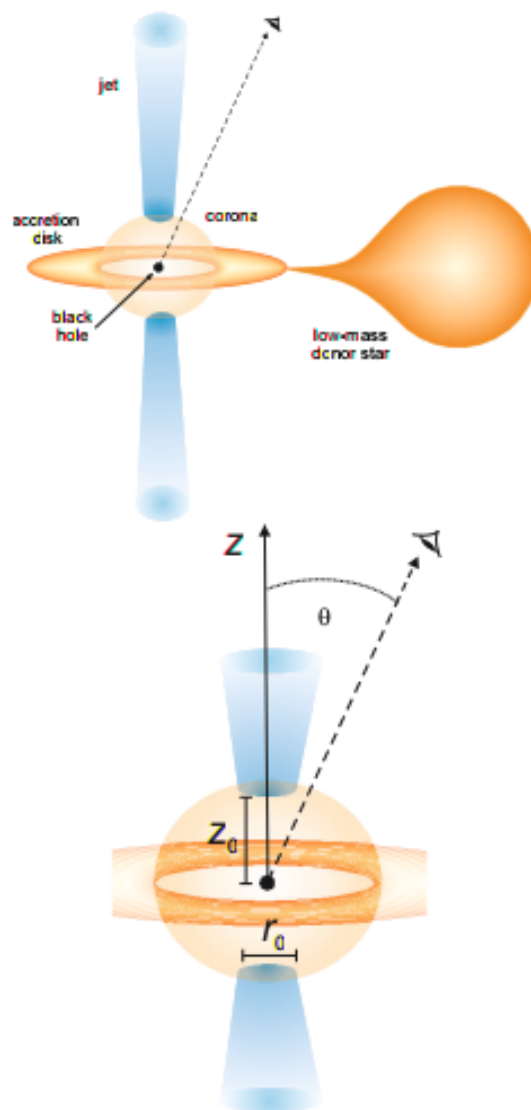


Figura 4.2: Arriba: componentes de un microcuásar. Abajo: detalle de la región de lanzamiento del jet con los parámetros geométricos relevantes. Créditos: Romero & Vila (2008).

4.2.1. Aceleración y enfriamiento de de partículas

Los protones y electrones que son inyectados por mecanismos que aceleran partículas térmicas a energías relativistas son denominados partículas primarias. Las partículas secundarias son los piones, muones y pares electrón-positrón inyectados como resultado de la interacción de partículas primarias con la materia y radiación. La inyección y enfriamiento de partículas primarias y secundarias ocurren principalmente en la misma región del jet, denominada región de aceleración, que se extiende entre z_{acc} y z_{max} sobre el objeto com-

pacto. Consideramos una función de inyección que es una ley de potencias en la energía de las partículas

$$Q(E, z) = Q_0 \frac{E^{-\alpha}}{z} \quad [Q] = \text{erg}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-3} \quad (4.9)$$

donde α índice es el espectral de la inyección de partículas. Este tipo de distribución espectral surge naturalmente en ambientes astrofísicos como una consecuencia de aceleración difusiva de partículas por ondas de choque.

La constante de normalización Q_0 es calculada a partir de la potencia total inyectada en cada tipo de partículas

$$L_{e,p} = \int_V d^3r \int_{E_{e,p}^{\min}}^{E_{e,p}^{\max}(z)} dE_{e,p} E_{e,p} Q_{e,p}(E_{e,p}, z), \quad (4.10)$$

siendo V el volumen de la región de aceleración.

La energía máxima que una partícula relativista puede alcanzar depende del mecanismo de aceleración y los procesos de pérdida de energía. La tasa de aceleración puede ser parametrizada como:

$$t_{\text{acc}}^{-1} = \frac{\eta ecB}{E} \quad (4.11)$$

donde $\eta < 1$ es un parámetro que caracteriza la eficiencia de aceleración.

La tasa total de enfriamiento es la suma de las contribuciones individuales de todos los procesos de pérdida de energía radiativos y no radiativos.

$$t_{\text{cool}}^{-1} = \sum_i (t_{\text{cool}}^i)^{-1}. \quad (4.12)$$

Los procesos radiativos que ocurren en el jet son descritos en el capítulo siguiente. Las pérdidas no radiativas se deben al trabajo adiabático ejercido por las partículas relativistas en las paredes del jet. La tasa de enfriamiento adiabático es (Bosch-Ramon et al. 2006)

$$t_{\text{ad}}^{-1} = \frac{2}{3} \frac{v_{\text{jet}}}{z}. \quad (4.13)$$

La energía máxima de las partículas queda fijada exigiendo

$$t_{\text{loss}}^{-1} = t_{\text{acc}}^{-1}. \quad (4.14)$$

Las partículas se enfrían rápidamente después de salir de la región de aceleración. El tamaño de esta región puede imponer restricciones en la energía máxima de las partículas; esto ocurre en el caso en que el giroradio $r_g = E/eB(z)$ excede al radio del jet, este criterio es conocido como el criterio de Hillas.

4.2.2. Distribución de partículas

En la aproximación *one-zone* la distribución estacionaria de partículas puede ser obtenida como la solución de la ecuación de transporte:

$$\frac{\partial}{\partial E} [N(E, z)b(E, z)] + N(E, z) \left(\frac{1}{t_{\text{esc}}} + \frac{1}{t_{\text{dec}}} \right) = Q(E, z), \quad (4.15)$$

donde $b(E, z) = -Et_{\text{loss}}^{-1}(E, z)$ es la tasa total de pérdida de energía, t_{esc} es el tiempo de escape de las partículas de la región de aceleración,

$$t_{\text{esc}}^{-1}(z) \approx \frac{c}{z_{\text{max}} - z}, \quad (4.16)$$

y t_{dec} es el tiempo de decaimiento. Si τ_{dec} es el tiempo de decaimiento de las partículas en su sistema de referencia propio, y γ es su factor de Lorentz en el sistema de referencia del observador

$$t_{\text{dec}}^{-1}(z) = (\gamma\tau_{\text{dec}})^{-1}. \quad (4.17)$$

En la ecuación de transporte que debemos resolver, se desprecia la contribución de partículas que ingresen al jet provenientes de otras regiones. La solución analítica exacta puede ser encontrada en Khangulyan et al. (2007):

$$N(E, z) = \frac{1}{b(E, z)} \int_E^{E^{\text{max}}(z)} dE' Q(E', z) e^{-\tau(E, E')}, \quad (4.18)$$

donde

$$\tau(E, E') = \int_E^{E'} dE'' \frac{1}{|b(E'')|} \left(\frac{1}{t_{\text{esc}}} + \frac{1}{t_{\text{dec}}} \right). \quad (4.19)$$

4.3. Región terminal del jet

El jet empieza a desacelerar cuando la masa de la materia barrida en el medio es igual a la masa de la materia transportada por el jet. Entonces, tienen lugar dos *shocks* en la cabeza del jet: un *forward shock* propagándose en el ISM y un *reverse shock* dirigido hacia el interior del jet, el *forward shock* es también conocido en la literatura como *bow-shock*. La materia que cruza el *reverse shock* infla una región del jet conocida como *cocoon*, la cual protege al jet de la disrupción debida al arrastre del gas turbulento. En el punto del jet en que la presión es igual a la presión del *cocoon* se forma otro *shock* denominado *reconfinement shock*. Analizaremos estas tres regiones, donde puede tener lugar aceleración de partículas.

4.3.1. Shell

El *shell* es la región que corresponde al ISM barrido por el *bow-shock*. Para que en esta región se produzca aceleración de partículas la inercia del medio debe ser lo suficientemente grande para tomar una fracción significativa de la energía y momento del jet. Las ecuaciones para la longitud y velocidad del *bow-shock* en una dada edad del microcuásar t_{MQ} son (ver Falle 1991, Kaiser & Alexander 1997):

$$l_b = \left(\frac{Q_{\text{jet}}}{\rho_{\text{ISM}}} \right)^{1/5} t_{\text{MQ}}^{3/5}, \quad (4.20)$$

y

$$v_b = \frac{3l_b}{5t_{\text{MQ}}^{3/5}} \quad (4.21)$$

respectivamente. La presión en el *shell* viene dada por $P_b = (3/4)\rho_{\text{ISM}}v_b^2$.

Para determinar el radio del *bow-shock* se considera que existe una relación auto-similar entre su largo y su ancho dada por $R \equiv l_b/v_b$, donde el valor R varía según la fuente. Para un microcuásar adoptamos el valor $R = 3$ (ver Leahty et al. 1989; Kaiser et al. 2004; Perucho & Martí 2007; Bordas et al. 2009). El tamaño de la región de emisión y aceleración en el *bow-shock* es r_b .

4.3.2. Cocoon

El *cocoon* está conformado por el material del jet que cruza el *reverse shock*. Una discontinuidad de contacto separa la materia del *shell* y el *cocoon*. Debido a la intensa compresión del ISM en el *shell*, la longitud y el ancho del *cocoon* pueden ser supuestas como $\sim l_b$ y r_b , respectivamente. El tamaño de la región de aceleración viene dado por el ancho del jet después del punto de reconfiamiento.

4.3.3. Región de reconfiamiento

El jet al ser lanzado es inicialmente cónico, con un ángulo de apertura $\Psi = r/z \sim 0.1$ rad. Debido a la presión ejercida por el *cocoon*, el radio del jet se hace aproximadamente constante en z_{conf} , distancia a la cual la presión lateral del jet se hace similar a la presión del *cocoon*. De Kaiser & Alexander (1997), se puede obtener el radio del jet en la región de reconfiamiento:

$$r_{\text{conf}} \sim \Psi \sqrt{\frac{2L_{\text{jet}}v_{\text{jet}}}{(\gamma + 1)(\Gamma_{\text{jet}} - 1)\pi c^2 P_c}}, \quad (4.22)$$

donde γ es el índice adiabático del gas del *cocoon*. El tamaño de la región de aceleración es aproximadamente el ancho del jet en el punto de reconfiamento. Una vez aceleradas, las partículas relativistas son advectadas aproximadamente a la velocidad del jet y propagadas al *reverse shock*. El tamaño de la región de emisión, en una aproximación unidimensional, puede ser estimado como $\sim l_b$.

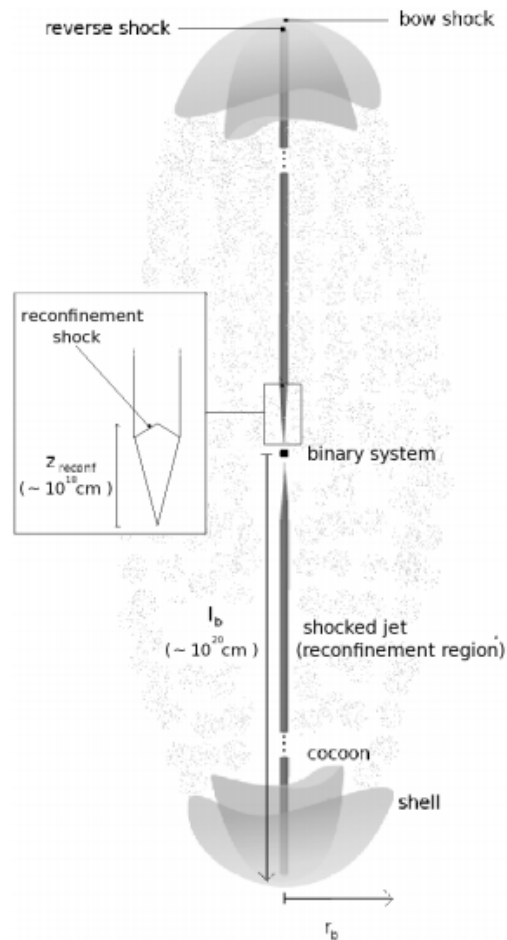


Figura 4.3: Esquema del modelo que representa las tres diferentes zonas de la región terminal del jet. El material del jet que cruza el *reverse shock* infla el *cocoon*, el cual se expande ejerciendo trabajo sobre el ISM shockeado. Una discontinuidad de contacto separa el *cocoon* y el ISM shockeado, estando este último limitado por el *bow-shock*. Créditos: Borda et al. (2009).

Capítulo 5

Procesos radiativos en jets

En este capítulo describimos los principales procesos radiativos en jets, considerados en la literatura. En la sección 5.1 estudiamos la radiación sincrotrón, en general el principal mecanismo de enfriamiento para electrones, y responsable de la emisión en radio observada en microcuásares. Los procesos de radiación por interacción con campos de radiación externos y/o internos son analizados en la sección 5.2. Para electrones, el principal mecanismo es el proceso Compton inverso, mientras que para protones las colisiones $p\gamma$. En la sección 5.3 se estudia la radiación por interacciones con campos de materia. En particular, en microcuásares de alta masa este proceso puede tener vital importancia, pues las estrellas pierden una gran cantidad de materia en forma de vientos, y dicha materia puede penetrar en los jets. Producción de pares electrón-positrón tiene lugar en el decaimiento de piones cargados producidos en interacciones pp y $p\gamma$, en la aniquilación $\gamma\gamma$ o en el proceso de formación de pares Bethe-Heitler (pares directos en interacciones $p\gamma$). Estos pares contribuyen a la distribución espectral de energía total, enfriándose principalmente vía radiación sincrotrón. Esto es estudiado en la sección 5.4. Finalmente, en la sección 5.5 estudiamos los procesos de absorción de la radiación producida en los jets, particularmente la absorción por aniquilación $\gamma\gamma$ con el campo de radiación estelar y con el campo de radiación sincrotrón. Para una lectura más detallada el lector puede ver el libro de Romero & Paredes *Introducción a la Astrofísica Relativista* (Editorial Barcelona, 2011) o la Tesis Doctoral de Gabriela Vila (2012).

5.1. Interacción con campos magnéticos

5.1.1. Radiación sincrotrón

Cualquier partícula cargada en presencia de un campo magnético es acelerada y produce radiación. Cuando la partícula es relativista, esta radiación es continua y es denominada *sincrotrón*. En el límite clásico, la potencia por unidad de energía emitida por una partícula de masa m , energía $E = \gamma mc^2$, y carga e , cuya velocidad forma un ángulo α (*pitch angle*) con el campo magnético es

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

Donde E_γ es la energía del fotón radiado, $K_{5/3}$ es una función de Bessel modificada y la energía característica es

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

La potencia sincrotrón presenta un máximo en $E_\gamma \approx 0.29 E_c$. En general, esta energía es mucho menor que la energía de la partícula que radia. Se observa que las partículas ligeras se enfrían más eficiente a través del mecanismo sincrotrón respecto a las partículas pesadas. La tasa de pérdida de energía por el proceso sincrotrón para una partícula es

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{synchron}} = -\frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 c \sigma_T U_B \gamma^2, \quad (5.3)$$

donde $U_B = B^2/8\pi$ es la densidad de energía magnética. La mayoría de los fotones son emitidos en la dirección de movimiento de la partícula dentro de un cono de semiapertura $\sim 1/\gamma$.

El espectro sincrotrón emitido por una distribución de partículas se obtiene integrando sobre la energía de las partículas y sobre el ángulo sólido en el espacio de ángulos de incidencia. Sea N la distribución de energía de las partículas relativistas, y V el volumen de la región de emisión, la luminosidad sincrotrón emitida es:

$$L_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma \int_V d^3r \int_{\Omega_\alpha} d\alpha \sin \alpha \int_{E_{\min}}^{E_{\max}(z)} dE N(E, z) P_{\text{synchron}}. \quad (5.4)$$

Esta fórmula clásica es válida mientras se verifique la condición

$$\frac{E}{m_e c^2} \frac{B}{B_{\text{cr}}} \ll 1. \quad (5.5)$$

El valor crítico del campo magnético es $B_{\text{cr}} = m_e^2 c^3 / e \hbar \approx 4.4 \times 10^{13}$ G, para campos magnéticos más intensos los efectos cuánticos son relevantes. En particular, fotones pueden interactuar con el campo magnético creando pares electrón-positrón

$$\gamma + B \rightarrow e^+ + e^-. \quad (5.6)$$

5.2. Interacción con campos de radiación

5.2.1. Dispersión Compton inverso

El proceso en que un fotón gana energía en un choque inelástico con un electrón (o positrón) relativista, es denominado dispersión Compton inversa (IC)

$$e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma. \quad (5.7)$$

La energía del fotón dispersado en el sistema de referencia del electrón viene dada por:

$$E'_\gamma = \frac{E'_{\text{ph}}}{1 + \left(E'_{\text{ph}} / m_e c^2 \right) (1 - \cos \theta'_2)}, \quad (5.8)$$

donde las variables primadas corresponden al sistema de referencia del electrón, y las variables sin primar al sistema de laboratorio, θ'_2 es el ángulo de dispersión. En el sistema de laboratorio,

$$E_\gamma = \gamma_e E'_\gamma (1 - \beta \cos \theta'_2) \quad (5.9)$$

donde γ_e es el factor de Lorentz del electrón antes de la colisión y $\beta = (1 - \gamma_e^{-2})^{-1/2}$. Cuando $E_e E_{\text{ph}} \ll m_e^2 c^4$ la interacción tiene lugar en el *límite de Thomson*. En el régimen de Thomson la dispersión es prácticamente elástica en el sistema de referencia del electrón y $E'_\gamma \approx E'_{\text{ph}}$. Las pérdidas de los electrones en esta interacción son pequeñas, aunque la energía de los fotones dispersados pueden ser grandes. En el límite $E_e E_{\text{ph}} \gg m_e^2 c^4$, la interacción ocurre en el *límite de Klein-Nishina*. En este régimen el electrón transfiere casi toda su energía al fotón por lo que las pérdidas son muy elevadas. Sin embargo, la probabilidad de interacción disminuye considerablemente y el enfriamiento de los electrones en este régimen es muy ineficiente.

La tasa de pérdida de energía para un electrón en un campo de radiación isotrópico $n(E_{\text{ph}})$ por dispersión Compton inversa es:

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{IC}} = - \int_{E_{\text{ph}}^{\text{min}}}^{E_{\text{ph}}^{\text{max}}} dE_{\text{ph}} \int_{E_{\text{ph}}}^{E_\gamma^{\text{max}}} dE_\gamma (E_\gamma - E_{\text{ph}}) P_{\text{IC}}. \quad (5.10)$$

Donde, de las fórmulas dadas en Blumenthal & Gould (1970):

$$P_{\text{IC}} = \frac{3\sigma_{\text{T}}c}{4\gamma_e^2} \frac{n(E_{\text{ph}})}{E_{\text{ph}}} F(q), \quad (5.11)$$

y

$$F(q) = 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2}(1 - q) \frac{(\Gamma q)^2}{1 + \Gamma q}, \quad (5.12)$$

donde

$$\Gamma = \frac{4E_{\text{ph}}E_e}{m_e^2c^4} \quad (5.13)$$

y

$$q = \frac{E_\gamma}{\Gamma E_e (1 - E_\gamma/E_e)}. \quad (5.14)$$

La energía de los fotones dispersados se mantiene dentro del rango

$$E_{\text{ph}} \leq E_\gamma \leq \frac{\Gamma}{1 + \Gamma} E_e. \quad (5.15)$$

Sea $N(E_e)$ la distribución de energía de las electrones relativistas, y V el volumen de la región de emisión, la luminosidad Compton inversa emitida es:

$$L_{\text{IC}}(E_\gamma) = E_\gamma^2 \int_V d^3r \int_{E_{\text{min}}}^{E_e^{\text{max}}(z)} dE_e N_e(E_e, z) \int_{E_{\text{ph}}^{\text{min}}}^{E_{\text{ph}}^{\text{max}}} dE_{\text{ph}} P_{\text{IC}}. \quad (5.16)$$

En el caso en que los fotones dispersados son aquellos de los campos de radiación sincrotrón, podemos estimar $n_{\text{synchron}}(E_{\text{ph}}, z)$ en la *aproximación local* de Ghisellini et al. (1985),

$$n_{\text{synchron}}(E_{\text{ph}}, z) \approx \frac{\varepsilon_{\text{synchron}}(E_{\text{ph}}, z)}{\epsilon} \frac{r_{\text{jet}}(z)}{c}, \quad (5.17)$$

donde $\varepsilon_{\text{synchron}}(E_{\text{ph}}, z)$ es la potencia sincrotrón por unidad de volumen por unidad de energía.

5.2.2. Colisiones Inelásticas protón-fotón

La interacción de protones de alta energía con fotones procede principalmente a través de dos canales; la producción de fotopares

$$p + \gamma \rightarrow p + e^- + e^+ \quad (5.18)$$

cuando la energía del fotón en el sistema de referencia del protón supera el valor umbral de ~ 1 MeV, y la producción de fotomesones, la cual ocurre a través de dos reacciones:

$$p + \gamma \rightarrow p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (5.19)$$

y

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (5.20)$$

que ocurre cuando la energía del fotón en el sistema de referencia del protón supera la energía umbral de ~ 145 MeV. Los enteros a y b son las multiplicidades de los piones. Piones cargados decaen en leptones y neutrinos,

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (5.21)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad (5.22)$$

mientras que piones neutros decaen en rayos gamma,

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (5.23)$$

La tasa de pérdida de energía de un protón en un campo de radiación isotrópico $n(E_{\text{ph}})$ puede ser parametrizada como (Begelman et al. 1990)

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{p\gamma} = -\frac{m_p c^3}{2\gamma_p} \int_{\frac{E_{\text{ph}}^{\text{(thr)}}}{2\gamma_p}}^{E_{\text{ph}}^{\text{max}}} dE_{\text{ph}} \frac{n_{\text{ph}}(E_{\text{ph}})}{E_{\text{ph}}^2} \int_{E_{\text{ph}}^{\text{(thr)}}}^{2\gamma_p E_{\text{ph}}} dE'_{\text{ph}} \sigma_{p\gamma}^i(E'_{\text{ph}}) K_{p\gamma}^i(E'_{\text{ph}}) E'_{\text{ph}}, \quad (5.24)$$

donde $i = e, \pi$ denota el canal de interacción, $\sigma_{p\gamma}^{(i)}$ es la sección eficaz, y $K_{p\gamma}^{(i)}$ es la inelasticidad del proceso. En la aproximación del funcional δ , la sección eficaz $\sigma_{p\gamma}^\pi$ y la inelasticidad $K_{p\gamma}^\pi$ son aproximadas por funciones paso

$$\sigma_{p\gamma}(\epsilon') = \begin{cases} 340 \mu\text{bar} & 200 \text{ MeV} \leq \epsilon' \leq 500 \text{ MeV} \\ 120 \mu\text{bar} & \epsilon' \geq 500 \text{ MeV} \end{cases}, \quad (5.25)$$

y

$$K_{p\gamma}(\epsilon') = \begin{cases} 0.2 & 200 \text{ MeV} \leq \epsilon' \leq 500 \text{ MeV} \\ 0.6 & \epsilon' \geq 500 \text{ MeV} \end{cases}. \quad (5.26)$$

Estos rangos de energía corresponden a los canales de producción de un único pión y de múltiples piones, respectivamente.

En el canal de la producción de un único pión, es producido con una energía $\approx K_1 E_p$ la cual se distribuye equitativamente entre los productos de su decaimiento,

$$E_\gamma \approx \frac{1}{2} K_1 E_p = 0.1 E_p. \quad (5.27)$$

En el canal de producción de múltiples piones, prácticamente toda la energía perdida por el protón es distribuida equitativamente entre los piones cargados y el neutro. La energía

media de cada pión es $\approx K_2 E_p/3$ y la energía de los fotones resulta igual que en el canal de producción de un único pión.

Si p_1 y $p_2 = 1 - p_1$ son las probabilidades de que ocurra la colisión $p\gamma$ a través de los canales de producción de un único y múltiples piones, respectivamente, y $\xi_{pn} \approx 0.5$ es la probabilidad de conversión de un protón en un neutrón por cada interacción, el número medio de piones neutros creados por colisión es

$$n_{\pi^0} = p_1 (1 - \xi_{pn}) + p_2. \quad (5.28)$$

Se define una inelasticidad media como

$$\bar{K}_{p\gamma,\pi}(\gamma_p) = t_{p\gamma,\pi}^{-1}(\gamma_p) \omega_{p\gamma,\pi}(p\gamma), \quad (5.29)$$

las probabilidades $p_{1,2}$ se calculan de la relación

$$\bar{K}_{p\gamma,\pi}(E_p) = p_1 K_1 + (1 - p_1) K_2. \quad (5.30)$$

En esta aproximación, la emisividad de los piones neutros es

$$Q_{\pi^0}^{(p\gamma)}(E_\pi) = 5N_p(5E_\pi) \omega_{p\gamma}(5E_\pi) n_{\pi^0}(5E_\pi), \quad (5.31)$$

donde $\omega_{p\gamma,\pi}$ es la tasa de colisiones dada por

$$\omega_{p\gamma}(E_p) = \frac{m_p^2 c^5}{2E_p^2} \int_{\frac{E'_p \pi}{2\gamma_p}}^{E_{ph}^{\max}} dE_{ph} \frac{n_{ph}(E_{ph})}{E_{ph}^2} \int_{E'_{ph}(\text{thr})}^{2\gamma_p E_{ph}} dE'_{ph} \sigma_{p\gamma}^\pi(E'_{ph}) K_{p\gamma}^\pi(E'_{ph}) E'_{ph}, \quad (5.32)$$

y n_{π^0} es el valor medio de los piones neutros creados por colisión. La emisividad de los fotones gamma producidos por el decaimiento de los piones neutros está dada por

$$q_\gamma(E_\gamma) = 20N_p(10E_\gamma) \omega_{p\gamma,\pi}(10E_\gamma) n_{\pi^0}(10E_\gamma). \quad (5.33)$$

La luminosidad emitida por estos fotones gamma es

$$L_{p\gamma}(E_\gamma) = E_\gamma^2 \int_V d^3r 20N_p(10E_\gamma) \omega_{p\gamma,\pi}(10E_\gamma) n_{\pi^0}(10E_\gamma). \quad (5.34)$$

5.3. Interacción con campos de materia

5.3.1. Colisiones inelásticas protón-protón

Las colisiones inelásticas de protones relativistas con protones térmicos da lugar a la creación de mesones. Las reacciones con la menor energía umbral corresponden a la creación de piones

$$p + p \rightarrow \Delta^+ + p \rightarrow p + p + \pi^0 + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (5.35)$$

$$p + p \rightarrow p + n + \pi_+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (5.36)$$

$$p + p \rightarrow n + n + 2\pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-). \quad (5.37)$$

Los enteros a y b son las multiplicidades de los piones. La energía umbral del protón para la producción de un único pión neutro es $\approx 1.22\text{GeV}$.

La tasa de pérdida de energía para un protón de energía E_p debido a colisiones inelásticas con un campo de protones térmicos con densidad numérica n_p es (Begelman et al. 1990; Aharonian & Atoyan 2000):

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{pp} \approx -cn_p K_{pp} \sigma_{pp}(E_p) E_p, \quad (5.38)$$

donde σ_{pp} es la sección eficaz de este proceso y $K_{pp} \approx 0.5$ es la inelasticidad de la interacción. La mayor parte de la energía perdida por el protón relativista es transferida a los piones. La sección eficaz puede ser aproximada como (Kelner et al. 2006):

$$\sigma_{pp}(E_p) = (34.3 + 1.88L + 0.25L^2) \left\{ 1 - \left[\frac{E_{p(\text{thr})}}{E_p} \right]^4 \right\}^2 \text{ mb}, \quad (5.39)$$

donde $L = \ln(E_p/1 \text{ TeV})$.

Es posible estimar la función de inyección de piones producidos por interacciones pp usando el formalismo del funcional δ (Aharonian & Atoyan 2000). En esta aproximación:

$$Q_{\pi^0}^{(pp)}(E_\pi) = \frac{cn_p}{\kappa_\pi} \sigma_{pp}(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{\kappa_\pi}) N_p(m_p c^2 + \frac{E_\pi}{\kappa_\pi}). \quad (5.40)$$

Para protones con energías en el rango de GeV – TeV, $\kappa \approx 0.17$ (Gaisser 1990) y la sección eficaz total σ_{pp} es la definida anteriormente. A partir de la función de inyección de piones $Q_{\pi^0}^{(pp)}(E_\pi)$, se puede obtener la emisividad de fotones gamma producidos:

$$q_\gamma(E_\gamma) = \int_{E_{\min}}^{\infty} dE_\pi \frac{Q_{\pi^0}^{(pp)}(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}}, \quad (5.41)$$

donde $E_{\min} = E_\gamma + m_\pi^2 c^4 / 4E_\gamma$. La luminosidad producida en este proceso es:

$$L_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma^2 \int_V d^3r \int_{E_{\min}}^{\infty} dE_\pi \frac{Q_{\pi^0}^{(pp)}(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} \quad (5.42)$$

5.3.2. Radiación Bremsstrahlung relativista

La radiación *Bremsstrahlung* relativista es producida cuando una partícula cargada relativista es acelerada en un campo electrostático. Las pérdidas por este proceso son

catastróficas: la partícula pierde casi toda su energía en una interacción, y la mayor parte de la radiación emitida es en forma de fotones de alta energía. Se puede introducir una tasa de enfriamiento promedio, para un electrón de energía E_e en un plasma de núcleos completamente ionizados de carga eZ y densidad numérica n_p ,

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{Br}} = -4\alpha_{\text{FS}}r_e^2Z^2cn_pE_p \left[\ln\left(\frac{2E_e}{m_e c^2}\right) - \frac{1}{3} \right]. \quad (5.43)$$

donde α_{FS} es la constante de estructura fina y r_e es el radio clásico del electrón.

La sección eficaz diferencial para la emisión de un fotón con energía $E_\gamma \gg m_e c^2$ en presencia de un núcleo de carga eZ es (Berezinskii et al. 1990):

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma}(E, E_\gamma) = \frac{4\alpha r_e^2 Z^2}{E_\gamma} \phi(E, E_\gamma), \quad (5.44)$$

donde

$$\phi(E, E_\gamma) = \left[1 + \left(1 - \frac{E_\gamma}{E}\right)^2 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_\gamma}{E}\right) \right] \times \left\{ \ln \left[\frac{2E(E - E_\gamma)}{m_e c^2 E_\gamma} \right] - \frac{1}{2} \right\}. \quad (5.45)$$

La luminosidad total producida por radiación *Bremsstrahlung* de una distribución de electrones $N(E)$ es calculada de:

$$L_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma^2 c n_p \int_V d^3r \int_{E_{\min}}^{E_{\max}(z)} dE \frac{d\sigma}{dE_\gamma}(E, E_\gamma) N(E, z) \quad (5.46)$$

5.4. Partículas secundarias

Los principales canales de producción de pares electrón-positrón son:

- Pares por decaimiento de muones formados en colisiones $p\gamma$.
- Pares por decaimiento de muones formados en colisiones pp .
- Pares directos por colisiones $p\gamma$. También son llamados pares Bethe-Heitler.
- Pares directos por aniquilación $\gamma\gamma$.

5.4.1. Pares por decaimiento

En las colisiones inelásticas protón-protón y protón-fotón se inyectan piones cargados, los cuales decaen en leptones

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (5.47)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (5.48)$$

Antes de decaer, piones y muones pueden interactuar, perdiendo energía por los procesos radiativos anteriormente mencionados. En el caso de piones,

$$b_\pi(E, z) = -E (t_{\text{syn}}^{-1} + t_{\text{ad}}^{-1} + t_{\pi p}^{-1} + t_{\pi\gamma}^{-1}), \quad (5.49)$$

para las interacciones πp se considera

$$t_{\pi\gamma}^{-1} = \frac{n(z)c\sigma_{\pi p}(E)}{2}, \quad (5.50)$$

con $\sigma_{\pi p}(E) \approx \frac{2}{3}\sigma_{pp}(E)$, pues el protón está formado por tres quarks y el pión está formado por dos (Gaisser 1990). Para muones,

$$b_\mu(E, z) = -E (t_{\text{syn}}^{-1} + t_{\text{ad}}^{-1} + t_{\text{IC}}). \quad (5.51)$$

Por otro lado, la tasa de decaimiento para piones es $t_{\text{dec}} = 2.6 \times 10^{-8}\gamma_\pi$, mientras que para muones $t_{\text{dec}} = 2.2 \times 10^{-6}\gamma_\mu$.

Si se desprecia el enfriamiento de piones y muones antes de decaer, la función de inyección de pares electrón-positrón puede ser estimado por la aproximación del funcional δ (Atoyan & Dermer 2003). Considerando que cada pión cargado se lleva una energía $E_\pi \approx 0.2E_p$, y que esta energía se distribuye equitativamente entre los productos del decaimiento, la energía de cada par es $E_{e^\pm} \approx 0.05E_p$.

La función de inyección de pares es

$$Q_{e^\pm}(E_{e^\pm}) = 20N_p(20E_e)\omega_{p\gamma}^{(\pi)}(20E_e)n_{\pi^\pm}(20E_e), \quad (5.52)$$

donde n_{π^\pm} es el número medio de piones cargados creados en cada colisión $p\gamma$ y $\omega_{p\gamma}^{(\pi)}$ es la tasa de colisiones.

Cuando las condiciones en el jet son tales que las partículas secundarias radían antes de decaer, el enfriamiento no puede ser ignorado. En este caso, para calcular la función de inyección de los pares electrón-positrón, se siguen los siguientes pasos:

- Calcular la función de inyección de los piones cargados.
- Calcular la distribución energética en estado estacionario de los piones cargados, resolviendo la ecuación de transporte.
- Calcular la función de inyección de los muones que surgen por decaimiento de los piones cargados.
- Finalmente, se calcula la función de inyección de los pares electrón-positrón que surgen por decaimiento de muones.

Inyección de piones

La función de inyección de piones cargados por colisiones pp está dado por

$$Q_{\pi}^{pp}(E, z) = n(z)c \int_{\frac{E}{E_p^{\max}}}^1 \frac{dx}{x} N_p \left(\frac{E}{x}, z \right) F_{\pi}^{pp} \left(x, \frac{E}{x} \right) \sigma_{pp} \left(\frac{E}{x} \right), \quad (5.53)$$

donde

$$F_{\pi}^{pp} \left(x, \frac{E}{x} \right) = 4\alpha B_{\pi} x^{\alpha-1} \left(\frac{1-x^{\alpha}}{1+rx^{\alpha}(1-x^{\alpha})} \right)^4 \left(\frac{1}{1-x^{\alpha}} + \frac{r(1-2x^{\alpha})}{1+rx^{\alpha}(1-x^{\alpha})} \right) \sqrt{1 - \frac{m_{\pi}c^2}{xE_p}} \quad (5.54)$$

es la distribución de piones producida por colisión pp , con $x = E/E_p$, $B_{\pi} = a' + 0.25$, $a' = 3.67 + 0.83L + 0.075L^2$, $r = 2.6/\sqrt{a'}$, y $\alpha = 0.98/\sqrt{a'}$ (ver Kelner et al. 2006). La función de inyección para piones cargados por colisiones $p\gamma$ en la aproximación del funcional δ es

$$Q_{\pi}^{p\gamma}(E, z) = 5N_p(5E, z)\omega_{p\gamma}(5E, z)\mathcal{N}_{\pi}(5E) \quad (5.55)$$

donde $\omega_{p\gamma}(E_p, z)$ es la frecuencia de colisiones y \mathcal{N}_{π} es el número medio de piones cargados

$$\mathcal{N} \approx \frac{p_1}{2} + 2p_2, \quad (5.56)$$

p_1 y $p_2 = 1 - p_1$ son las probabilidades de que se cree un único o múltiples piones, respectivamente. Estas cantidades se relacionan con la función de inelasticidad media $\bar{K}_{p\gamma} = t_{p\gamma}^{-1}\omega_{p\gamma}^{-1}$ por

$$p_1 = \frac{K_2 - \bar{K}_{p\gamma}}{K_2 - K_1} \quad (5.57)$$

donde $K_1 = 0.2$ y $K_2 = 0.6$. La distribución de piones en estado estacionario se calcula resolviendo la ecuación de transporte, en la cual hay que considerar el tiempo de decaimiento de estas partículas y los distintos procesos radiativos que las hacen perder energía. De esta manera se obtienen $N_{\pi}^{pp}(E, z)$ y $N_{\pi}^{p\gamma}(E, z)$.

Inyección de muones

Tal como se discute en Lipari et al. (2007), para calcular las pérdidas energéticas de los muones se deben considerar por separado la producción de muones *left-handed* y *right-handed*, los cuales tienen diferentes espectros de decaimiento:

$$\frac{dn_{\pi^- \rightarrow \mu_L^-}}{dE_{\mu}}(E_{\mu}; E_{\pi}) = \frac{r_{\pi}(1-x)}{E_{\pi}x(1-r_{\pi})^2} \Theta(x - r_{\pi}), \quad (5.58)$$

$$\frac{dn_{\pi^- \rightarrow \mu_R^-}}{dE_{\mu}}(E_{\mu}; E_{\pi}) = \frac{x - \pi}{E_{\pi}x(1-r_{\pi})^2} \Theta(x - r_{\pi}), \quad (5.59)$$

con $x = E_\mu/E_\pi$ y $r_\pi = (m_\mu/m_\pi)^2$. La función de inyección de muones es

$$Q_{\mu_L^-, \mu_R^+}(E_\mu, z) = \int_E^{E^{\max}} \frac{dE_\pi}{t_\pi^{\text{dec}}(E_\pi)} \left(N_{\pi^-}(E_\pi, z) \frac{dn_{\pi^- \rightarrow \mu_L^-}}{dE_\mu} + N_{\pi^+}(E_\pi, z) \frac{dn_{\pi^+ \rightarrow \mu_R^-}}{dE_\mu} \right). \quad (5.60)$$

Por la invarianza CP $dn_{\pi^- \rightarrow \mu_L^-}/dE_\mu = dn_{\pi^+ \rightarrow \mu_R^+}/dE_\mu$, y ya que la distribución obtenida anteriormente para los piones es $N_\pi(E_\pi, z) = N_{\pi^+}(E_\pi, z) + N_{\pi^-}(E_\pi, z)$, se obtiene que

$$Q_{\mu_L^-, \mu_R^+}(E_\mu, z) = \int_E^{E^{\max}} \frac{dE_\pi}{t_\pi^{\text{dec}}(E_\pi)} N_\pi(E_\pi, z) \frac{dn_{\pi^- \rightarrow \mu_L^-}}{dE_\mu}(E_\mu; E_\pi) \quad (5.61)$$

$$Q_{\mu_R^-, \mu_L^+}(E_\mu, z) = \int_E^{E^{\max}} \frac{dE_\pi}{t_\pi^{\text{dec}}(E_\pi)} N_\pi(E_\pi, z) \frac{dn_{\pi^- \rightarrow \mu_R^-}}{dE_\mu}(E_\mu; E_\pi). \quad (5.62)$$

Inyección de pares electrón-positrón

Para calcular el espectro de pares $e^- - e^+$ del decaimiento de muones, seguimos lo trabajado en Schlickeiser (2002). Para un par de energía E_{e^\pm} , la función de inyección es

$$Q_{e^\pm}^\mu(E_{e^\pm}) = \frac{m_e c^2}{2} \int_{m_e c^2}^{E_e'^{\max}} dE_e' \frac{P(E_e')}{\sqrt{E_e'^2 - m_e^2 c^4}} \int_{E_\mu^+}^{E_\mu^-} dE_\mu \frac{Q_\mu(E_\mu)}{\sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2 c^4}}. \quad (5.63)$$

Q_μ es la función de inyección total de muones, E_e' es la energía del par en el sistema de referencia del muón, y P es el espectro de decaimiento en el mismo sistema de referencia

$$P(E_e') = \frac{2E_e'^2}{(E_e'^{\max})^3} \left[3 - \frac{2E_e'}{E_e'^{\max}} \right]. \quad (5.64)$$

La energía máxima del par es $E_e'^{\max} = 104 m_e c^2$; los límites de integración son

$$E_\mu^\pm = \frac{m_\mu}{m_e^2 c^2} \left(E_e E_e' \pm \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} \sqrt{E_e' - m_e^2 c^4} \right). \quad (5.65)$$

5.4.2. Pares directos

Pares Bethe-Heitler

Tal como vimos anteriormente, en colisiones $p\gamma$ cuando la energía del fotón en el sistema de referencia del protón supera el valor umbral de $2m_e c^2 \sim 1 \text{ MeV}$ tiene lugar la creación de pares directos o fotopares

$$p + \gamma \rightarrow p + e^- + e^+ \quad (5.66)$$

La inyección de pares Bethe-Heitler fue estudiada, por ejemplo, por Chodorowski et al. (1992), Mastichiadis et al. (2005) y Kelner & Aharonian (2008). En la aproximación del funcional δ la función de inyección de pares está dada por (Mastichiadis et al. 2005):

$$Q_{e^\pm}^{p\gamma}(E_{e^\pm}) \sim 2 \frac{m_p}{m_e} N_p \left(\frac{m_p}{m_e} E_{e^\pm} \right) \omega_{p\gamma}^{(e)} \left(\frac{m_p}{m_e} E_{e^\pm} \right), \quad (5.67)$$

donde la tasa de colisiones $\omega_{p\gamma}^{(e)}$ es la dada en la ecuación 5.32.

La sección eficaz para la producción de pares Bethe-Heitler puede ser aproximada analíticamente en los límites de baja y alta energía por (Begelman et al. 1990):

$$\sigma^{(e)}(x) \sim 1.2 \times 10^{-27} \left(\frac{x' - x'_{\text{thr}}}{x'_{\text{thr}}} \right)^3 \text{ cm}^2 \quad (5.68)$$

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

$$\sigma^{(e)}(x) \sim 5.8 \times 10^{-28} \left[3.1 \ln(2x') - 8.1 + \left(\frac{2}{x'} \right)^2 (2.7 \ln(2x') - \ln^2(2x') + 0.7 \ln^3(2x') + 0.5) \right] \text{ cm}^2 \quad (5.69)$$

para $x \geq 4$. La variable x es tal que $\epsilon' = x' m_e c^2$ es la energía del fotón medida en el sistema de referencia del protón y $x'_{\text{thr}} = 2$ es la energía umbral.

La inelasticidad del proceso también puede ser aproximada analíticamente

$$K^{(e)}(x) = 4 \frac{m_e}{m_p} x'^{-1} [1 + 0.4 \ln(x' - 1) + 0.1 \ln^2(x' - 1) + 0.0078 \ln^3(x' - 1)] \quad (5.70)$$

para $x' \leq 1000$, y

$$4 \frac{m_e}{m_p} x'^{-1} \left(\frac{-8.8 + 5.6 \ln x' - 1.6 \ln^2 x' + 0.7 \ln^3 x'}{3.1 \ln 2x' - 8, 1} \right) \quad (5.71)$$

para $x' \geq 1000$.

Pares por aniquilación $\gamma\gamma$

La aniquilación de fotones da lugar a la creación de pares electrón-positrón

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (5.72)$$

El espectro de energía de los pares producidos por aniquilación $\gamma\gamma$ fue estudiada, por ejemplo, por Aharonian et al. (1983). Bajo las condiciones $\epsilon \ll m_e c^2 \leq E_\gamma$, la función de inyección de pares puede ser aproximada por

$$Q_{e^\pm}(E_{e^\pm}) = \frac{3}{32} \frac{c\sigma_T}{m_e c^2} \int_{\gamma_e}^{\infty} \int_{\frac{\epsilon_\gamma}{4\gamma_e(\epsilon_\gamma - \gamma_e)}}^{\infty} d\epsilon_\gamma d\omega \frac{n_\gamma(\epsilon_\gamma)}{\epsilon_\gamma^3} \frac{n_{\text{ph}}(\omega)}{\omega^2} \times \left\{ \frac{4\epsilon_\gamma^2}{\gamma_e(\epsilon_\gamma - \gamma_e)} \ln \left[\frac{4\gamma_e \omega (\epsilon_\gamma - \gamma_e)}{\epsilon_\gamma} \right] - 8\epsilon_\gamma \omega + \frac{2(2\epsilon_\gamma \omega - 1)\epsilon_\gamma^2}{\gamma_e(\epsilon_\gamma - \gamma_e)} - \left(1 - \frac{1}{\epsilon_\gamma \omega} \right) \frac{\epsilon_\gamma^4}{\gamma_e^2 (\epsilon_\gamma - \gamma_e)^2} \right\} \quad (5.73)$$

donde γ_e es el factor de Lorentz del par creado, $\epsilon_\gamma = E_\gamma/m_e c^2$, y $\omega = \epsilon/m_e c^2$ son las energías adimensionales de los fotones.

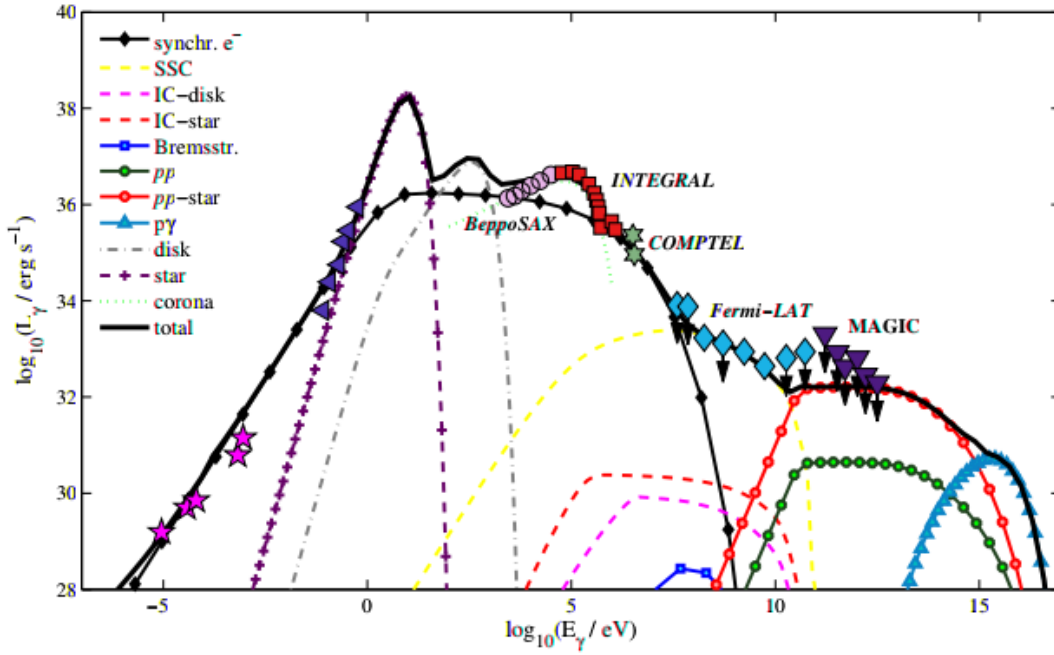


Figura 5.1: SED total del microcuáasar Cygnus X-1. Se consideran procesos radiativos leptónicos y hadrónicos. Créditos: Pepe et al. (2015).

5.5. Absorción

Rayos gamma creados en fuentes astrofísicas pueden ser absorbidos por diferentes mecanismos. La absorción puede ser cuantificada por el coeficiente de absorción o la opacidad τ . Si la luminosidad producida originalmente es $L_\gamma^0(E_\gamma)$, la luminosidad atenuada $L_\gamma(E_\gamma)$ después que el fotón recorre una distancia l es

$$L_\gamma(E_\gamma) = L_\gamma^0(E_\gamma)e^{-\tau(l,E_\gamma)}. \quad (5.74)$$

La opacidad depende del proceso de absorción considerado. En esta tesis consideramos que el mecanismo de absorción es la producción de pares por aniquilación fotón-fotón. Consideraremos la interacción entre fotones gamma producidos en el jet y fotones térmicos del campo de radiación de la estrella, y absorción interna producida por fotones gamma del jet y fotones producidos en la radiación sincrotrón.

5.5.1. Absorción por el campo estelar

El campo de radiación de una estrella de Población III provee fotones UV que pueden aniquilar rayos gamma por creación de pares. La opacidad diferencial para un rayo gamma de energía E en el punto P y viajando en la dirección dada por \mathbf{e}_γ debido a fotones de energía ϵ emitidos en S a lo largo de la dirección \mathbf{e}_* es (ver Figura 5.2):

$$d\tau_{\gamma\gamma} = (1 - \mathbf{e}_\gamma \cdot \mathbf{e}_*) n_\epsilon \sigma_{\gamma\gamma} d\epsilon d\Omega dl, \quad (5.75)$$

\mathbf{e}_γ y \mathbf{e}_* son vectores unitarios en las direcciones de propagación; $d\sigma$ es el ángulo sólido de la superficie estelar y n_ϵ es la densidad específica de radiación.

La sección eficaz para la aniquilación de fotones es (Gould & Schröder 1967):

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\beta) = \frac{\pi r_e^2}{2} (1 - \beta) \left[2\beta (\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \left(\frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right], \quad (5.76)$$

donde $\beta = (1 - 1/s)^{1/2}$, y $s = E_\gamma \epsilon (1 - \mathbf{e}_\gamma \cdot \mathbf{e}_*) / (m_e c^2)^2$. Los fotones interactúan únicamente si $s > 1$. La variable s puede reescribirse como $s = \epsilon / \epsilon_{\min}$, donde ϵ_{\min} es la energía umbral para la interacción dada por:

$$E\epsilon = \frac{2(m_e c^2)^2}{(1 - \mathbf{e}_\gamma \cdot \mathbf{e}_*)}. \quad (5.77)$$

La estrella tiene un radio R_* , y por simplicidad suponemos una densidad de radiación de cuerpo negro de una temperatura T_*

$$n_\epsilon = \frac{2\epsilon^2}{h^3 c^3} \frac{1}{\exp(\epsilon/kT_*) - 1}. \quad (5.78)$$

Orientando el sistema de coordenadas de forma tal que el camino del rayo gamma esté en el plano (x, z) (Figura 5.2), la posición y dirección del rayo gamma está dada por el ángulo ψ y la distancia d al centro de la estrella

$$1 - \mathbf{e}_\gamma \cdot \mathbf{e}_* = 1 + \cos \psi \cos \theta + \sin \psi \cos \phi \sin \theta \quad (5.79)$$

El elemento de ángulo sólido de la superficie estelar es

$$d\Omega = \sin \theta d\phi d\theta. \quad (5.80)$$

La longitud l del camino del rayo gamma desde su emisión a una distancia d_0 y en un ángulo ψ_0 (punto I en la Figura 5.2), con $\psi_0 = 0$ para un rayo gamma viajando directamente desde el centro) se relaciona con ψ de forma tal que:

$$\psi = \tan^{-1} \left(\frac{d_0 \sin \psi_0}{d_0 \cos \psi_0 - l} \right) \quad \text{para } l < d_0 \cos \psi_0 \quad (5.81)$$

y $\psi = \pi + \tan^{-1} \left(\frac{d_0 \sin \psi_0}{d_0 \cos \psi_0 - l} \right)$ para $l > d_0 \cos \psi_0$. La distancia d se relaciona con l por

$$d^2 = d_0^2 + l^2 - 2d_0l \cos \psi_0. \quad (5.82)$$

La opacidad total en el infinito para un rayo gamma de energía E es:

$$\tau_{\gamma\gamma} = \int_0^\infty dl \int_{c_{\min}}^1 d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\epsilon_{\min}}^\infty \frac{d\tau_{\gamma\gamma}}{d\epsilon d\Omega dl} d\epsilon, \quad (5.83)$$

donde $c_{\min} = (1 - R_*^2/d^2)^{1/2}$. La integral en las energías puede ser reescrita convenientemente como una integral definida sobre $\beta = (1 - 1/s)^{1/2}$ dentro del intervalo $[0,1]$. De igual manera, la integral sobre l puede ser transformada en una integral definida sobre ψ entre $[\psi_0, \pi]$ con la condición $d_0 \sin \psi_0 \geq R_*$ (cuando el rayo gamma intercepta a la estrella en su camino).

Se puede estudiar como es modulada la absorción con el movimiento orbital del agujero negro alrededor de la estrella. Para ello hay que considerar la fase orbital del sistema ϕ . En la Figura 5.3 se observa que el ángulo ψ_1 va cambiando según

$$\cos \psi_1 = \frac{1}{\sqrt{d_0^2 + h^2}} (d_0 \cos 2\pi\phi \sin i - h \cos i) \quad (5.84)$$

5.5.2. Absorción interna

La aniquilación fotón-fotón interna dentro de la región de producción de rayos gamma puede resultar en una intensa atenuación de la radiación (Aharonian et al. 2008; Romero & Vila 2008). En el cálculo de la opacidad consideramos la producción local de fotones sincrotrón con densidad $n_{\text{ph}}(\epsilon)$. Utilizando la simetría en el ángulo azimutal la opacidad se calcula como

$$\tau(E_\gamma) = \frac{1}{2} \int_l \int_{\epsilon_{\text{thr}}}^{\epsilon_{\text{max}}} \int_{-1}^{u_{\text{max}}} (1 - u) \sigma_{\gamma\gamma}(\beta) n_{\text{ph}}(\epsilon) du d\epsilon dl. \quad (5.85)$$

Aquí, $u = \cos \theta$, θ es el ángulo entre la dirección de los fotones que colisionan, l es el recorrido del fotón, y $\sigma_{\gamma\gamma}(\beta)$ es la sección eficaz del proceso. El campo de fotones blancos son aquellos generados dentro de los jets. A muy altas energías, el campo de fotones blanco dominantes para el proceso de absorción es la radiación sincrotrón. La integral anterior se reescribe como

$$\tau(E_\gamma) = \frac{1}{2} \int_0^{r_{\text{jet}}} dl \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\text{max}}} d\epsilon \int_{-1}^{u_{\text{max}}} (1 - u) du \sigma(E_\gamma, \epsilon, u) n_{\text{synchron}}(\epsilon, z), \quad (5.86)$$

donde n_{synchron} se obtiene mediante la aproximación local de Ghisellini et al. (1985).

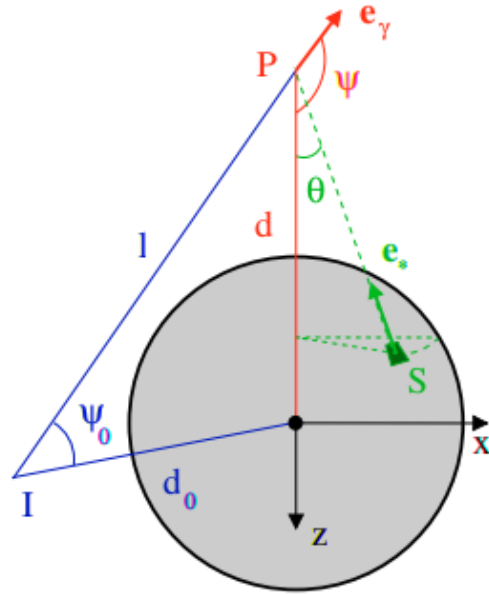


Figura 5.2: Representación geométrica para la absorción de un fotón γ en un punto P debido a la creación de pares e^+e^- con fotones del campo de radiación estelar emitidos en S . El fotón γ es emitido en I y l es la longitud del camino del fotón γ hasta P . El plano (x, z) está definido por el centro de la estrella y la trayectoria del fotón γ . Créditos: Dubus (2006).

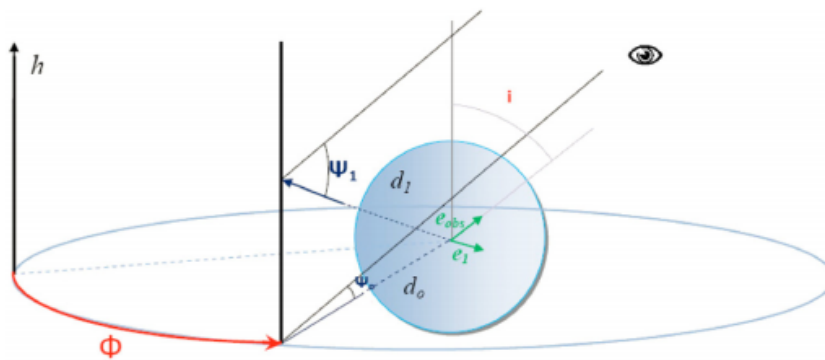


Figura 5.3: Representación geométrica de la absorción de un fotón γ producido sobre un objeto compacto. Créditos: Romero et al. (2010).

Capítulo 6

Aplicación del modelo

En este capítulo aplicaremos el modelo desarrollado en la presente tesis a un caso concreto de microcuásar de Población III. Las masas de las componentes del sistema binario, y los parámetros orbitales son los obtenidos en Inayoshi et al. (2017). Las propiedades físicas de la estrella de Población III son adoptadas de Marigo et al. (2001).

6.1. Descripción general del sistema binario

Consideramos un sistema binario cuyas componentes son una estrella de Población III de masa $M_* = 41 M_\odot$ y un agujero negro de $M_{\text{BH}} = 34 M_\odot$. La separación orbital del sistema binario es de $a = 36 R_\odot$. El agujero negro acreta materia de la estrella por derrame a través del punto de Lagrange L_1 . El radio de la estrella es aproximado por el radio medio de su lóbulo de Roche (Eggleton 1983):

$$R_* \approx R_L \approx a \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}, \quad (6.1)$$

donde $q = M_*/M_{\text{BH}}$. Reemplazando los valores de las masas y la separación orbital, resulta $R_* \approx 14.2 R_\odot$. La tasa de acreción de masa del agujero negro puede ser aproximada considerando que ocurre en una escala de tiempo térmico o de Kelvin-Helmholtz (Paczynski, 1971):

$$\dot{M}_* = \frac{M_*}{\tau_{\text{K-H}}} \sim 3.2 \times 10^{-8} \frac{(R_*/R_\odot)(L_*/L_\odot)}{(M_*/M_\odot)} M_\odot \text{ yr}^{-1}, \quad (6.2)$$

donde $\tau_{\text{K-H}} = GM_*^2/L_*R_*$ es la escala de tiempo térmico, G es la constante de gravitación universal y L_* la luminosidad de la estrella. Considerando la luminosidad de la estrella $L_* \sim 10^6 L_\odot$

$$\dot{M} = \frac{M_*}{\tau_{\text{K-H}}} \sim 3.2 \times 10^{-8} \frac{(R_*/R_\odot)(L_*/L_\odot)}{(M_*/M_\odot)} \sim 10^{-2} M_\odot \text{ yr}^{-1}. \quad (6.3)$$

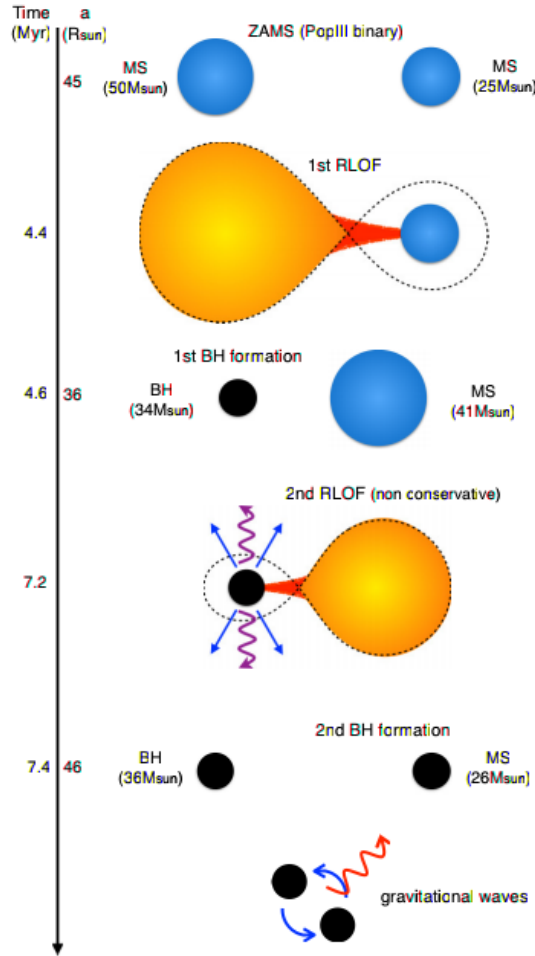


Figura 6.1: Evolución del sistema binario elegido para la aplicación del modelo desarrollado en esta tesis. Las simulaciones fueron realizadas con MESA. Créditos: Inayoshi et al. (2017).

La tasa de acreción de Eddington del agujero negro es $\dot{M}_{\text{Edd}} \approx 7.5 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, por lo cual la tasa de acreción en el borde externo del disco es $\dot{M}_{\text{out}} \sim 10^4 \dot{M}_{\text{Edd}}$. El régimen de acreción inicialmente es extremadamente súper-Eddington.

Esta tasa de acreción va cambiando durante la evolución del sistema, puesto que las propiedades físicas de sus componentes van cambiando.

El agujero negro acreta materia hasta que la estrella donante forma un agujero negro por colapso directo, dando lugar a un sistema binario de dos agujeros negros. Consideraremos que durante todo ese tiempo el sistema acreta materia en forma estable como microcuásar. En las simulaciones realizadas con MESA en Inayoshi et al. (2017) el tiempo de vida que se obtiene para este sistema en la fase de microcuásar es $\tau_{\text{MQ}} \sim 10^{12}$ s. Las

Tabla 6.1: Parámetros del sistema binario

Parámetro	Símbolo	Valor	Unidad
Masa de la estrella	M_*	41	M_\odot
Masa del agujero negro	M_{BH}	34	M_\odot
Radio de la estrella	R_*	14.2	R_\odot
Luminosidad de la estrella	L_*	10^6	L_\odot
Temperatura de la estrella	T_*	50 000	K
Separación orbital	a	36	R_\odot
Tasa de acreción en el borde externo del disco	\dot{M}_{out}	7.5×10^{-5}	$M_\odot \text{ yr}^{-1}$
Tasa de acreción de Eddington del agujero negro	\dot{M}_{Edd}	2.2×10^{-8}	$M_\odot \text{ yr}^{-1}$
Luminosidad de Eddington del agujero negro	L_{Edd}	4.25×10^{39}	erg s^{-1}
Radio gravitacional del agujero negro	r_g	50	km

masas de las componentes antes del segundo colapso son $M_* \approx 26 M_\odot$ y $M_{\text{BH}} \approx 36 M_\odot$, mientras que la separación orbital se mantiene aproximadamente constante. Reemplazando estos valores en la Ecuación 6.1 se obtiene que el radio de la estrella, antes de colapsar, es $R_* \approx 13.2 R_\odot$. Se observa que la masa del agujero negro no cambia significativamente, lo cual indica que la mayor parte de la materia acretada es expelida del sistema.

Consideraremos una tasa de acreción media del sistema binario, dada por:

$$\dot{M} \sim \frac{M_{*,i} - M_{*,f}}{\tau_{\text{MQ}}} \quad (6.4)$$

Reemplazando los valores obtenidos con MESA se obtiene $\dot{M} = 7.5 \times 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1} \sim 3380 \dot{M}_{\text{Edd}}$. En la Tabla 6.1 se encuentran los parámetros del sistema binario que han sido adoptados en este trabajo.

6.2. Disco de acreción

Vimos en la sección anterior que la tasa de acreción de masa en el borde externo del disco es $\dot{M} \approx 3380 \dot{M}_{\text{Edd}}$, por lo que el régimen de acreción es súper-Eddington. Similar al modelo de discos de acreción en estado de advección dominados magnéticamente (MDAF, Meier 2005), supondremos un disco dominado por advección el cual para $r > 100 r_g$ está descrito por el modelo de disco crítico desmagnetizado de Fukue (2004), y para $r < 100 r_g$ por el modelo de disco ADAF con campos magnéticos toroidales de Akizuki & Fukue (2006). Existen por tanto tres zonas bien diferenciadas en el disco de acreción:

- Para $r > r_{\text{crit}}$ el disco está bien descrito por las ecuaciones del disco estándar.
- Para $100 r_g < r < r_{\text{crit}}$ el disco está en un estado de disco crítico.
- Para $r < 100 r_g$ está bien descrito por las soluciones del disco ADAF con campos magnéticos toroidales.

Donde r_{crit} es el radio crítico del disco de acreción, dado por

$$r_{\text{crit}} = 5.71 \times 10^5 \frac{\dot{M}_{\text{out}}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \approx 1.9 \times 10^9 \text{ cm} \approx 388 r_g \quad (6.5)$$

Hemos resuelto numéricamente las ecuaciones que describen las principales propiedades físicas de estos discos, mostradas en el Capítulo 3. Se ha considerado el caso en que la componente $t_{r\varphi}$ del tensor de esfuerzos viscosos es proporcional a la presión térmica del gas. Los parámetros libres del modelo son el parámetro de viscosidad α , el factor beta del plasma β , y el parámetro de advección f . En un disco de acreción en equilibrio hidrostático la velocidad radial del fluido acretado debe ser mucho menor que la velocidad del sonido $|V_r| \ll V_s$. De la prescripción de discos α (Shakura & Sunyaev 1973):

$$|V_r| \approx \alpha \frac{V_s^2}{V} \approx \alpha V_s \frac{z}{r}. \quad (6.6)$$

En un disco de acreción grueso $z \approx r$, por lo que se debe adoptar $\alpha \ll 1$ (para una lectura más detallada consultar el trabajo de Jarozsinski 1980). Se ha considerado el caso de equipartición estricta entre la densidad de energía magnética con la densidad de energía térmica de la materia ($\beta = 0.5$), así como valores próximos a la equipartición. Casos con $\beta > 1$ son descartados puesto que los discos gruesos, según los modelos de régimen de acreción supercrítico empleados, son débilmente magnetizados, estando el disco soportado principalmente por su intensa presión de radiación. Para el parámetro de advección f se han considerado los valores $f = 0.1, 0.5$ y 1 , similar a lo desarrollado en Fukue (2004). Variando los parámetros libres, hemos calculado las propiedades físicas del disco de acreción para siete modelos distintos.

- Modelo 1: $\alpha = 10^{-1}, \beta = 0.5, f = 0.5$
- Modelo 2: $\alpha = 10^{-2}, \beta = 0.5, f = 0.5$
- Modelo 3: $\alpha = 10^{-3}, \beta = 0.5, f = 0.5$
- Modelo 4: $\alpha = 10^{-2}, \beta = 1.0, f = 0.5$

- Modelo 5: $\alpha = 10^{-2}$, $\beta = 0.1$, $f = 0.5$
- Modelo 6: $\alpha = 10^{-2}$, $\beta = 0.5$, $f = 1.0$
- Modelo 7: $\alpha = 10^{-2}$, $\beta = 0.5$, $f = 0.1$

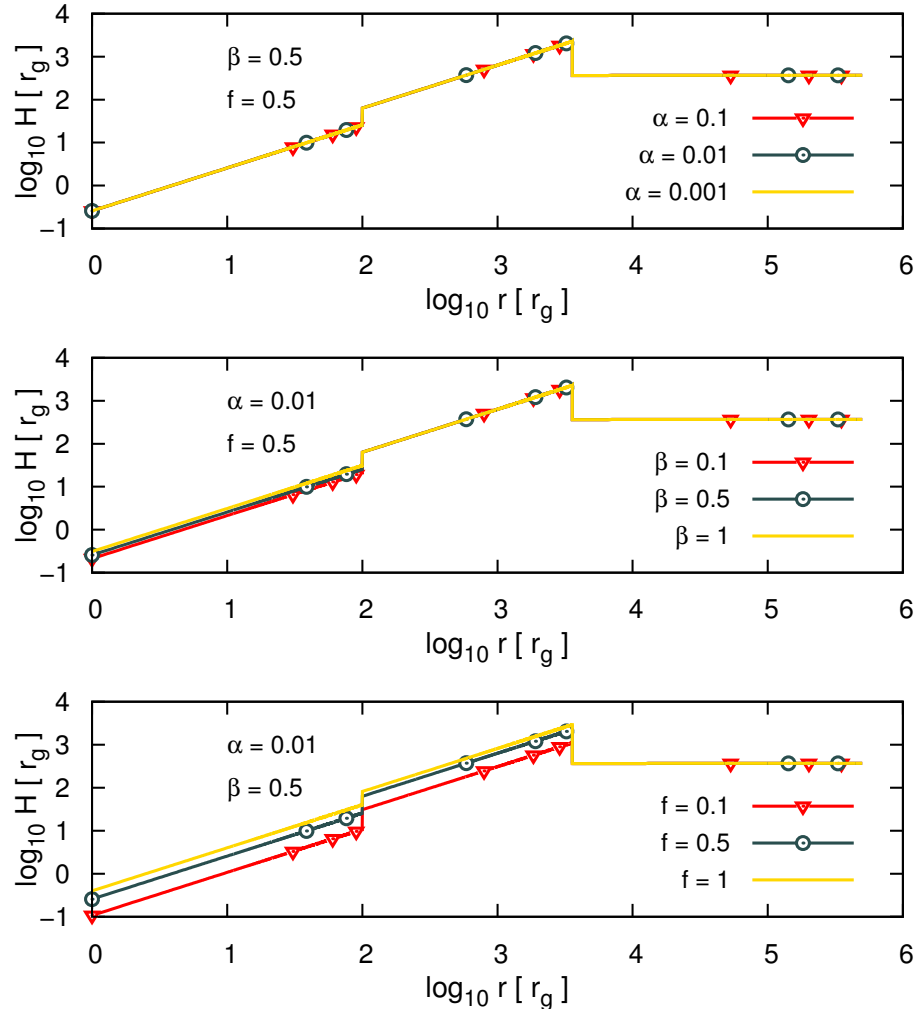


Figura 6.2: Distribución radial del espesor del disco. Las unidades están en radios gravitacionales.

En la Figura 6.2 mostramos la distribución radial del espesor del disco de acreción. El espesor H y la distancia radial r están en unidades de radios gravitacionales. En todos los casos, para distancias mayores al radio crítico, el espesor del disco es constante e igual a $H = 3\kappa\dot{M}_{\text{out}}/32\pi c \approx 370 r_g$. Para distancias comprendidas entre $100 r_g < r < r_{\text{crit}}$ el

disco se hace más grueso en r_{crit} y luego su espesor empieza a decrecer, mientras que para distancias menores a $100 r_g$ el disco magnetizado es más delgado que en el caso crítico. Se observa que al variar α y mantener constantes β y f , no hay cambios en el espesor del disco de acreción. Esto era de esperar, puesto que el espesor del disco no depende del parámetro de viscosidad. Además, la dependencia del espesor con β y f es distinta, como puede apreciarse, presentando mayores variaciones al mantener fijos α y β , y variar el parámetro de advección.

La distribución de temperatura del disco de acreción en función de la distancia radial objeto compacto se observa en la Figura 6.3. La temperatura está en unidades de grados Kelvin. Nuevamente, no hay dependencia con el parámetro de viscosidad α . Además, no hay diferencias significativas al variar el resto de parámetros.

Como solo el disco interno de $r < 100 r_g$ presenta campos magnéticos, el resto del disco no es de interés para el análisis de la distribución del campo en el disco de acreción. Se observa en la Figura 6.4 que en todos los casos hay diferencias al variar un parámetro manteniendo el resto constantes. El campo magnético está en unidades de Gauss. La intensidad del campo magnético disminuye al tomar distancias radiales más cercanas al agujero negro. La eyección y creación del campo magnético están balanceadas al fijar el exponente de las soluciones auto-similares del disco interno en $s = 3$. Esta suposición es razonable y será utilizada en adelante en el resto de esta tesis.

Hemos elegido los valores de los parámetros libres de forma tal que los resultados obtenidos tengan sentido físico, sin olvidar que los modelos de discos empleados son aproximaciones Newtonianas. En la Figura 6.5 se encuentra la distribución de la velocidad radial del fluido acretado. Las velocidades están en unidades de cm s^{-1} . Se observa que la dependencia con β es mínima, respecto a la dependencia con α o f . Además, aún en la última órbita estable, no se observan velocidades súper-lumínicas.

Habiendo calculado la distribución radial de temperatura efectiva, podemos construir las curvas de distribución de energía espectral de la radiación producida por el disco de acreción, para cada elección del conjunto de parámetros. Debido a las altas temperaturas del disco, se espera que la mayor contribución de la emisión electromagnética se dé en la banda de los rayos X. Esto es mostrado en la Figura 6.6, donde se observa que, en todos los casos, la máxima luminosidad emitida se da en $E_\gamma \sim 1 \text{ KeV}$.

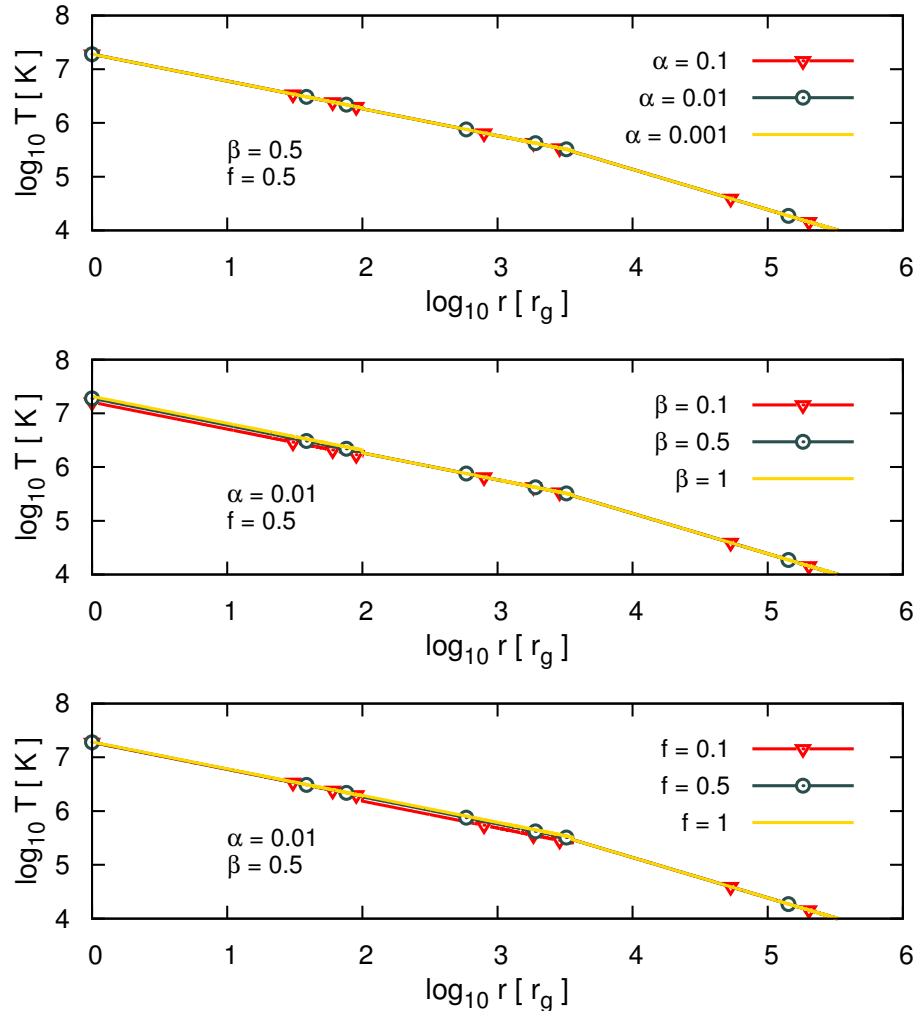


Figura 6.3: Distribución radial de la temperatura del disco de acreción.

6.3. Jets

Habiendo calculado algunas de las más importantes propiedades físicas del disco de acreción en diversos modelos, pasamos a caracterizar los jets. Consideraremos el Modelo 2 del disco de acreción para el cual $\alpha = 0.01$, $\beta = 0.5$ y $f = 0.5$.

Empezamos calculando la luminosidad del jet. La tasa de pérdida de masa en el viento conducido por la presión de radiación puede obtenerse de la ecuación 3.72. Sumando todas las contribuciones entre el borde externo del disco y $100 r_g$ obtenemos $\dot{M}_{\text{wind}} \approx 4.59 \times 10^{21} \text{ gr s}^{-1}$. De igual manera, la tasa de pérdida de masa en el viento conducido radiativa y magnéticamente es $\dot{M}_{\text{jet}} \approx 1.31 \times 10^{20} \text{ gr s}^{-1}$. Consideraremos que toda esa

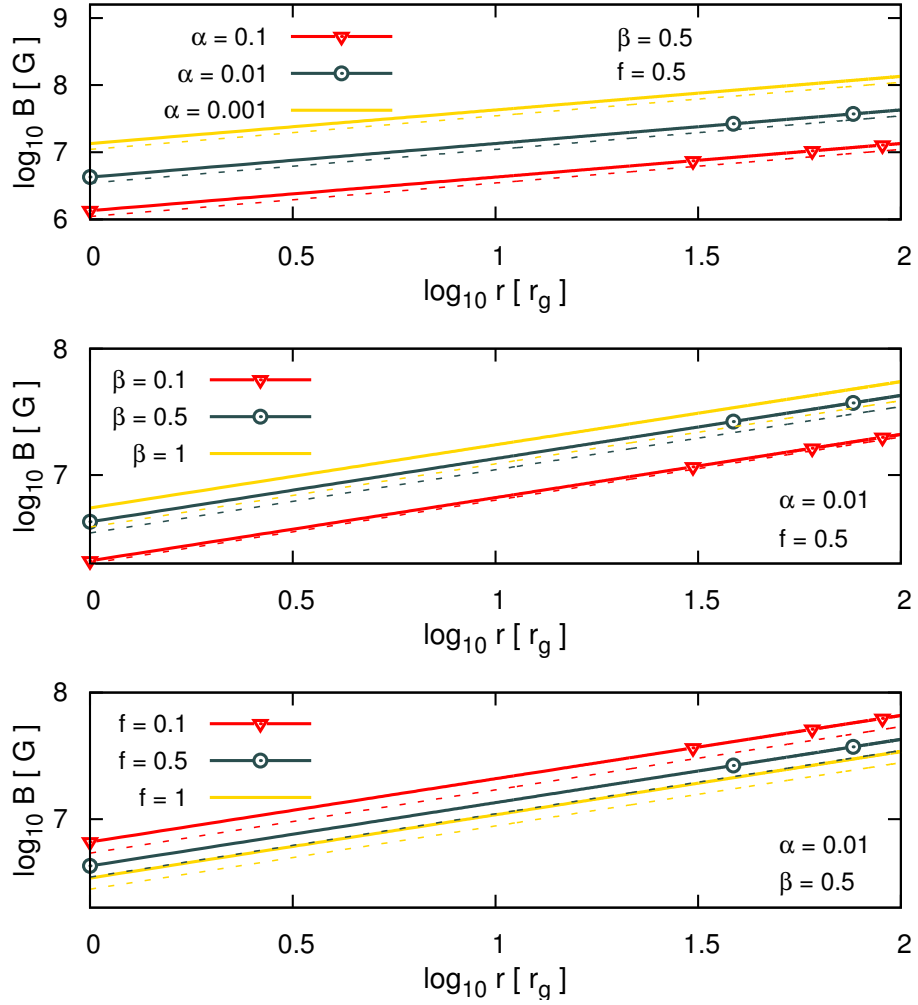


Figura 6.4: Distribución radial del campo magnético del disco de acreción.

masa es eyectada en los jets. Luego, estimamos el factor de Lorentz:

$$\Gamma_{\text{jet}} = 1 + \frac{1}{2\dot{M}_{\text{jet}}} \left(\dot{M}_{\text{out}} - \dot{M}_{\text{in}} - \frac{L_{\text{disk}} + L_{\text{wind}}}{c^2} \right) - \frac{1}{100}, \quad (6.7)$$

reemplazando los valores calculados previamente, obtenemos $\Gamma_{\text{jet}} \approx 1.47$. La luminosidad del jet viene dada por:

$$L_{\text{jet}} = \Gamma \dot{M}_{\text{jet}} c^2 \approx 1.73 \times 10^{41} \text{ erg s}^{-1}. \quad (6.8)$$

El campo magnético en el punto de lanzamiento del jet es calculado por equipartición con la densidad de energía cinética obteniéndose $B(z_{\text{lanz}}) \approx 1.27 \times 10^7$ G, mientras que la densidad numérica de partículas en ese punto es $n \approx 4.25 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

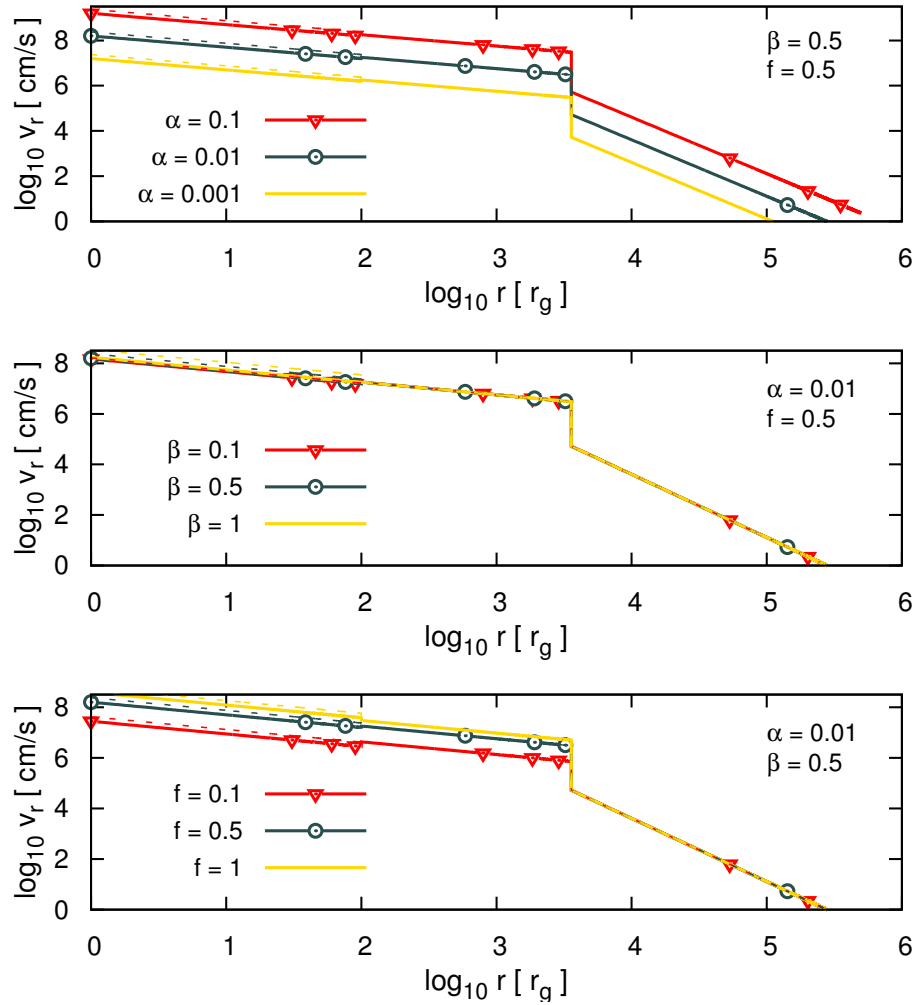


Figura 6.5: Distribución radial de la velocidad radial del fluido acretado en el disco.

En esta tesis consideraremos cuatro regiones de aceleración de partículas en los jets. La primera, está comprendida entre $300 r_g$ y $500 r_g$, en la cual supondremos que tiene lugar un proceso de aceleración de partículas por *shocks* difusivos, un mecanismo típico en microcuásares. Las otras tres, corresponden a la zona terminal del jet: región de reconfinamiento, *cocoon* y *Bow-shock*.

Consideramos que en la primera región de aceleración de partículas la función de inyección es una ley de potencias en la energía con índice espectral $p = 2$ y dependiente de la distancia al objeto compacto:

$$Q(E, z) = Q_0 \frac{E^{-2}}{z} \quad [Q] = \text{erg}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-3}. \quad (6.9)$$

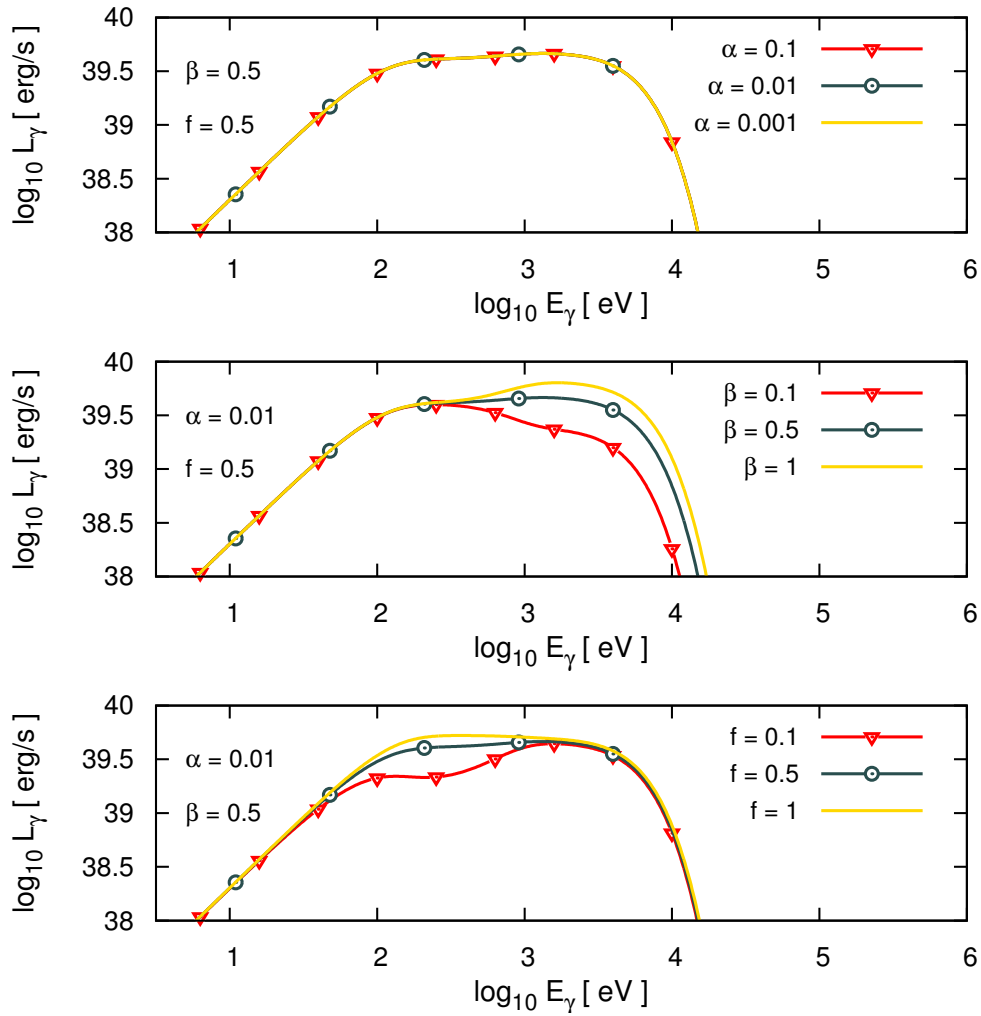


Figura 6.6: SED de la radiación producida por el disco de acreción para los distintos modelos de discos.

Además, supondremos que este mecanismo de aceleración es más eficiente en acelerar protones, siendo el cociente entre la potencia cinética de protones relativistas y electrones relativistas $a = L_p/L_e = 100$. La constante de normalización Q_0 es diferente en cada población de partículas, puesto que la energía máxima alcanzada en protones y electrones es distinta.

En la Figura 6.8 se muestran los tiempos de enfriamiento radiativo y adiabático, y de aceleración, calculados para ambas poblaciones de partículas. Hemos considerado para electrones el enfriamiento por radiación sincrotrón, Compton inverso y *Bremsstrahlung* relativista, mientras que para protones se ha considerado radiación sincrotrón, colisiones

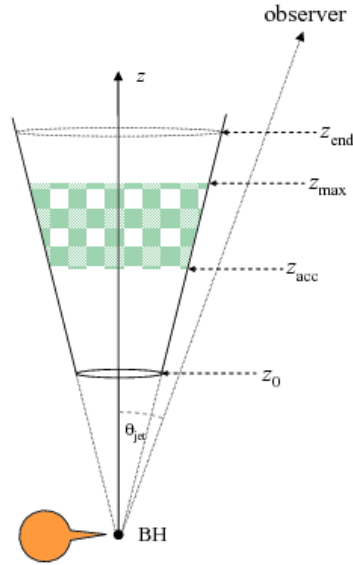


Figura 6.7: Representación esquemática de la estructura del jet considerado en esta tesis. En z_0 ocurre el lanzamiento del jet, y entre z_{acc} y z_{max} se producen *shocks* difusivos que aceleran partículas. En z_{end} se encuentra la región terminal del jet.

inelásticas protón protón (pp) e interacciones fotohadrónicas ($p\gamma$). Hemos considerado como campo de fotones blancos para la dispersión Compton inverso e interacciones $p\gamma$ al campo de fotones sincrotrón electrónico, por ser más relevante que el campo de radiación estelar, del disco o del CMB. Se han considerado también pérdidas adiabáticas producto de la expansión lateral de los jets. En toda la región de aceleración, las pérdidas radiativas de los protones relativistas de bajas energías son principalmente adiabáticas, y para energías mayores a 1 TeV son esencialmente por interacciones $p\gamma$. En el caso de los electrones, el enfriamiento está dominado por la radiación sincrotrón y Compton inverso. Hemos calculado las energías máximas de cada población de partículas a distintas alturas en el jet, dividiendo la región de aceleración en diez subregiones en las que se ha supuesto constante las densidades de energía magnética y de partículas. En todos los casos, las energías máximas calculadas verifican el criterio de Hillas.

En las Figuras 6.9 y 6.10 se muestran las distribuciones de partículas en estado estacionario en la aproximación *one-zone*, en la base y la cima de la región de aceleración.

En el caso de los electrones se observa que la distribución es lineal en todos los valores de energía. Para los protones en cambio, la distribución se ablanda en $E_p \approx 10$ TeV. Esto se debe a que en el caso de los protones en $E_p \approx 10$ TeV el principal proceso de enfriamiento

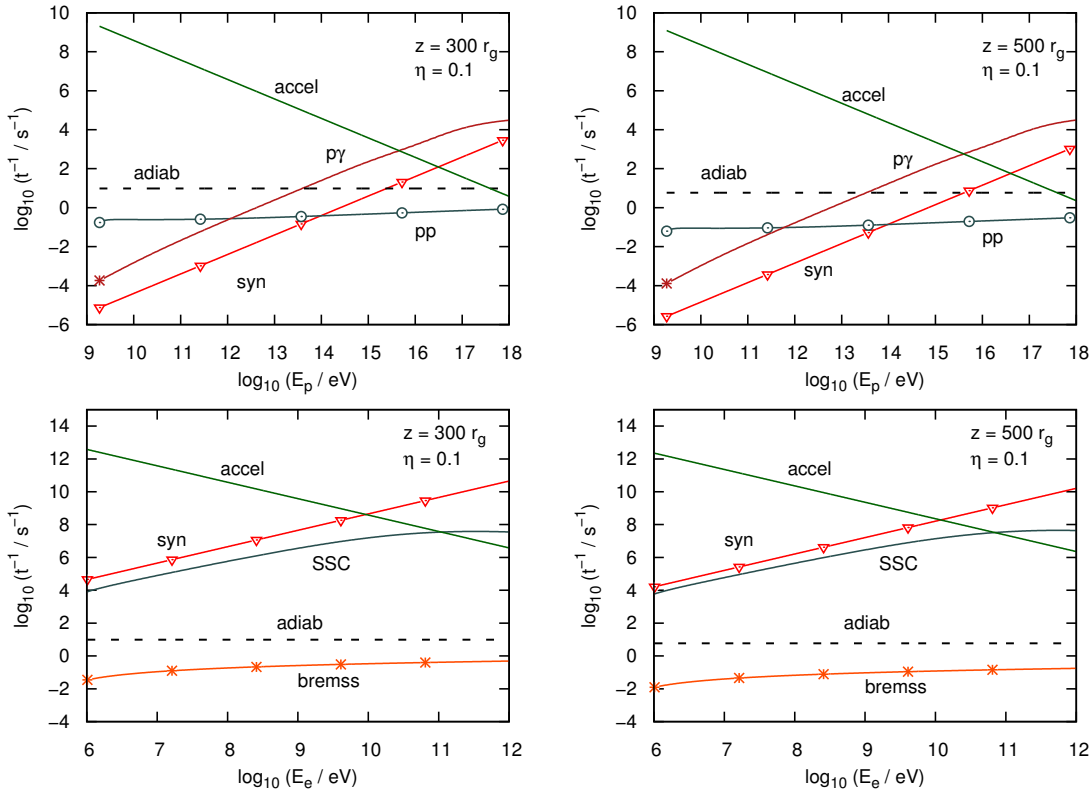


Figura 6.8: Tiempos de enfriamiento y aceleración para las poblaciones de partículas primarias en la base y la cima de la región de aceleración.

radiativo cambia de pérdidas adiabáticas a pérdidas $p\gamma$, enfriándose más rápidamente las partículas, mientras que en el caso de los electrones el principal mecanismo de enfriamiento en todo el rango de energías es la radiación sincrotrón.

Los electrones y protones primarios producen radiación en sus interacciones con los campos magnéticos, de materia y de radiación en el jet. En la Figura 6.11 se muestran las distribuciones de energía espectral para cada proceso radiativo considerado.

Las interacciones de las partículas primarias dan lugar a radiación en casi todo el espectro electromagnético. Para energías menores a 100 MeV, la emisión electromagnética se debe principalmente a la radiación sincrotrón de electrones, en el rango entre 100 MeV y 10 GeV se debe a la radiación sincrotrón de protones, y para energías mayores a 10 GeV la emisión se debe principalmente a las colisiones pp y $p\gamma$, alcanzando esta última una luminosidad de $\approx 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. La contribución por *Bremsstrahlung* relativista resulta ser irrelevante.

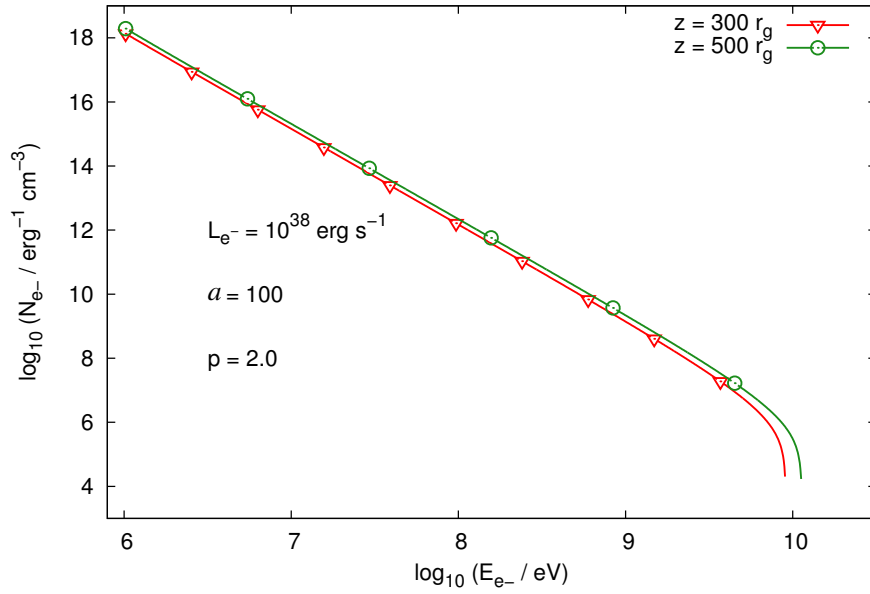


Figura 6.9: Distribución de electrones primarios relativistas

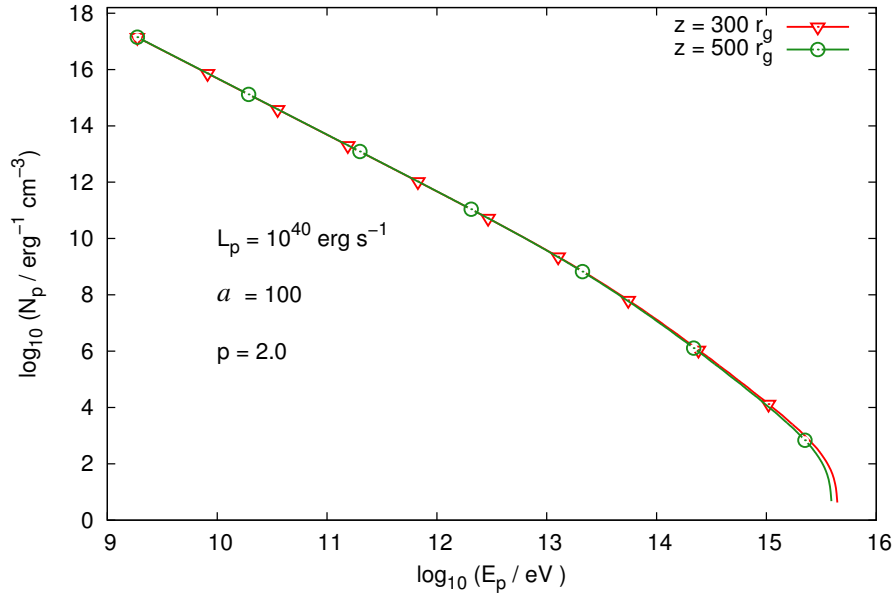


Figura 6.10: Distribución de protones primarios relativistas

Pares electrón-positrón son producidos en los jets por diversos mecanismos. Los principales mecanismos que se consideran en la literatura -y han sido adoptados en esta tesis- son: pares Bethe-Heitler (o pares directos en interacciones $p\gamma$), pares por decaimiento de piones cargados en interacciones pp , pares por decaimiento de piones cargados en interac-

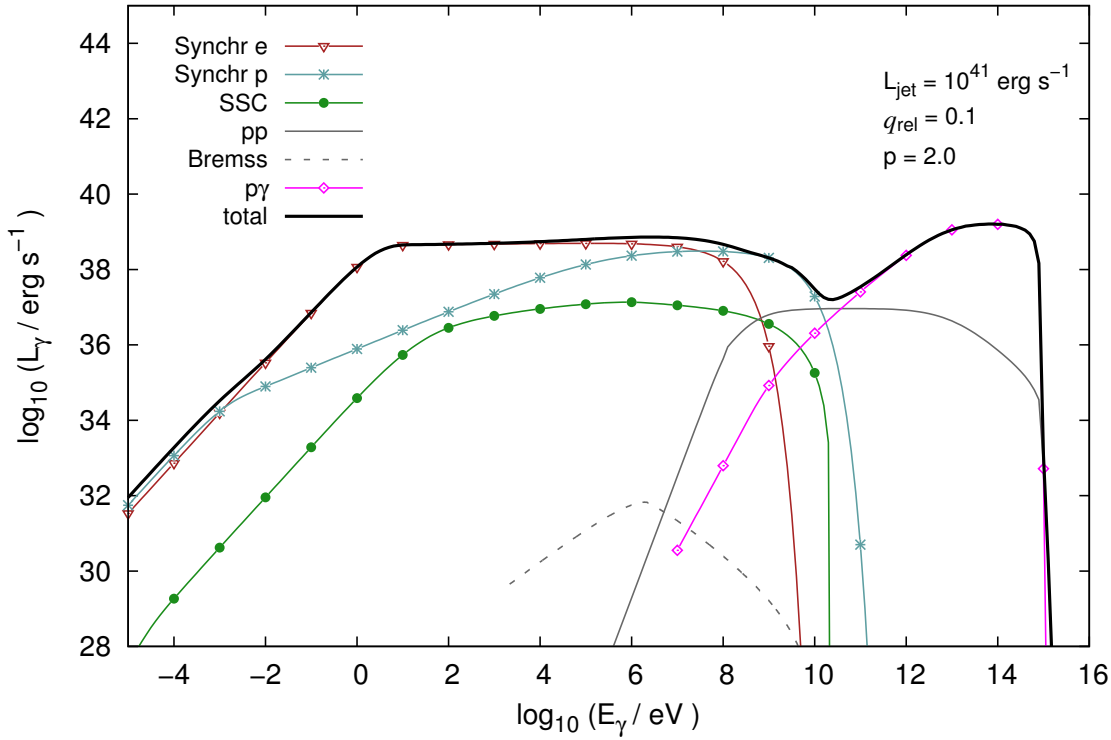


Figura 6.11: SED de la radiación producida en el jet por la población de partículas primarias.

ciones $p\gamma$, y pares por aniquilación $\gamma\gamma$. En el último caso, hemos considerado como fotones blancos a los fotones del campo de radiación estelar, y como fotones incidentes a los fotones producidos en interacciones $p\gamma$. Esto se debe a que en la aproximación utilizada para el cálculo de la función de inyección de pares electrón-positrón por aniquilación $\gamma\gamma$, se requiere $\epsilon \ll m_e c^2 \leq E_\gamma$, siendo ϵ la energía del fotón blanco, y E_γ la energía del fotón incidente. En las Figuras 6.12 y 6.13 se muestra la distribución en energía de los pares electrón-positrón producidos en los distintos procesos considerados.

Los electrones primarios son los de mayor densidad numérica y los que alcanzan la menor energía máxima, como era de esperar. Los pares Bethe-Heitler tienen una densidad numérica similar a los electrones primarios, pero alcanzan energías del orden del TeV. Los pares producidos por los demás procesos tienen una densidad numérica considerablemente menor, alcanzando energías del orden de 100 TeV para pares por decaimiento de piones cargados en colisiones pp y pares por aniquilación $\gamma\gamma$, mientras que los pares por

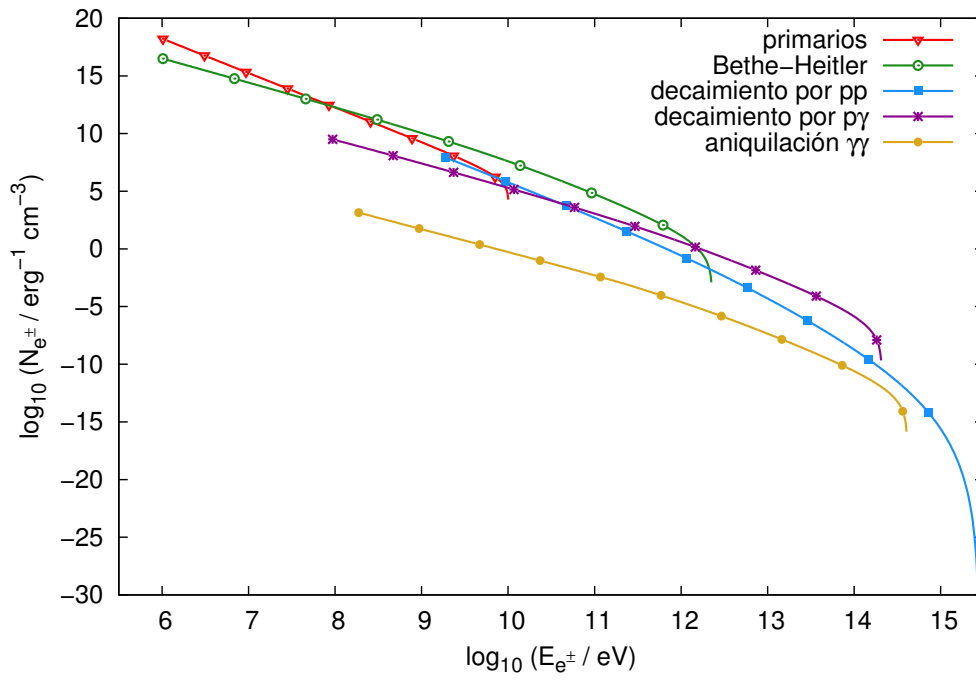


Figura 6.12: Distribución de pares electrón-positrón primarios y secundarios.

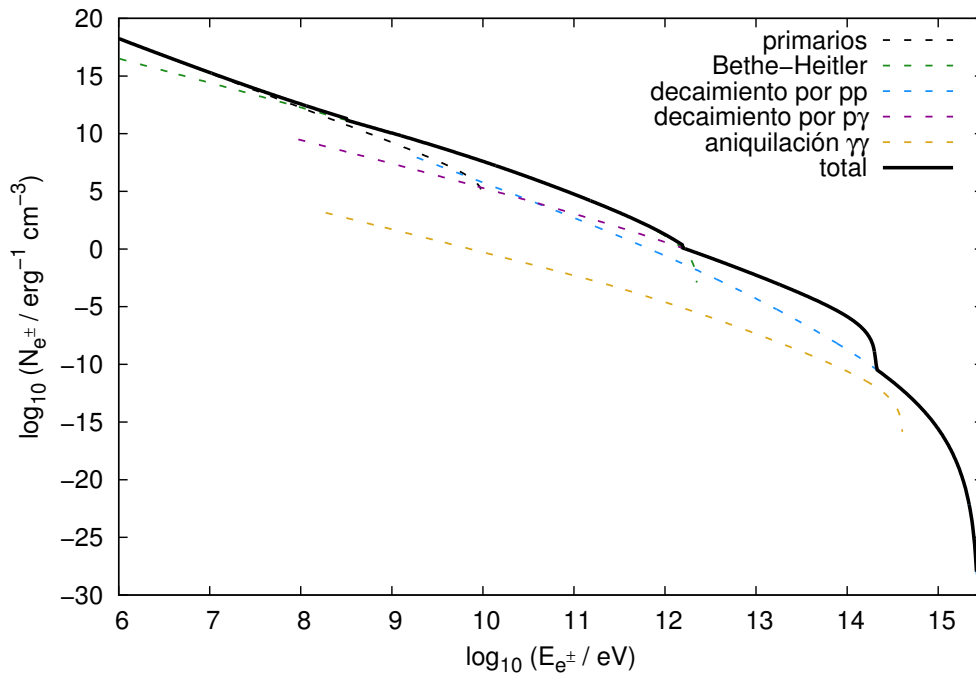


Figura 6.13: Distribución de pares primarios y secundarios. Se muestra la distribución total.

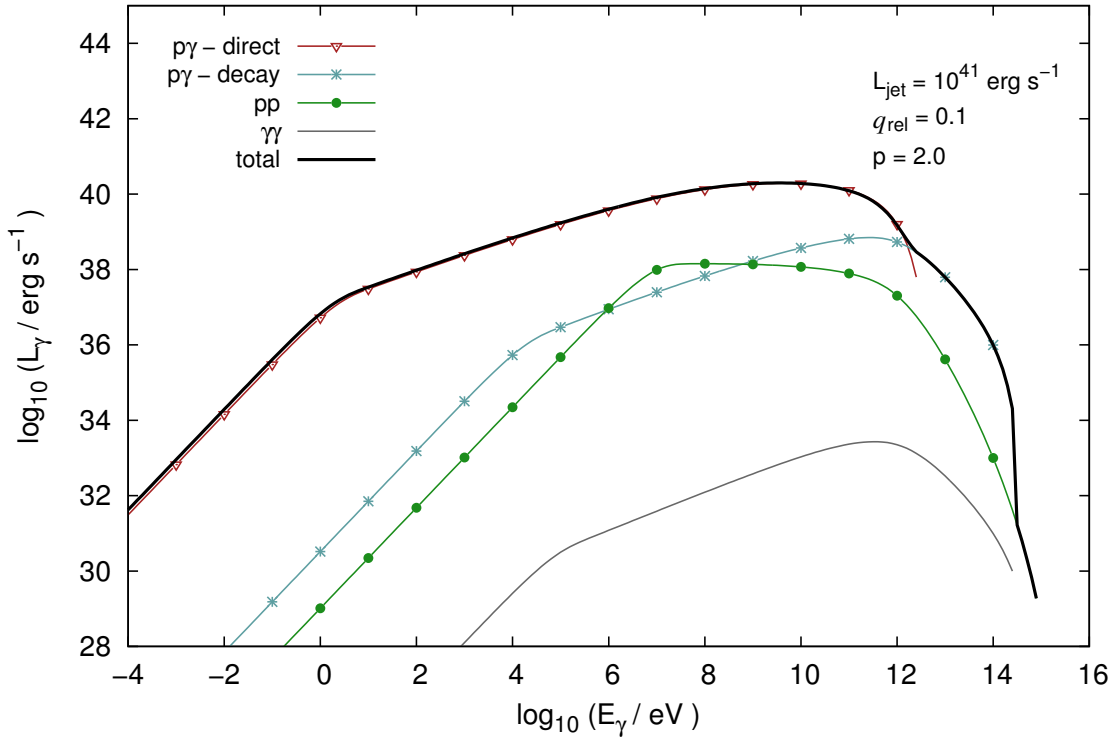


Figura 6.14: SED de la radiación sincrotrón de las partículas secundarias

decaimiento de piones cargados en colisiones $p\gamma$ alcanzan energías del orden del PeV.

Los pares secundarios producidos en los jets se enfrían principalmente por radiación sincrotrón. En la Figura 6.14 se muestran las distribuciones de energía espectral sincrotrón de las partículas secundarias.

Estas SEDs deben agregarse a las SEDs producidas por las partículas primarias para el cálculo de la SED total, la cual se muestra en la Figura 6.15. Se observa que la emisión con mayor luminosidad corresponde a la radiación sincrotrón de los pares Bethe-Heitler. Esto es coherente con la hipótesis de un jet hadrónico.

Todos los cálculos han sido realizados en el sistema de referencia comóvil con el jet, donde las distribuciones de partículas y campos de radiación internos son isotrópicos. Luego, hemos hecho las transformaciones al sistema de referencia inercial aplicando el *boost* adecuado. En la Figura 6.16 se muestra la SED total para dos inclinaciones $i = 45^\circ, 60^\circ$ del sistema. No se observan diferencias significativas.

La atenuación de la radiación producida en los jets por aniquilación $\gamma\gamma$ con el campo

Tabla 6.2: Parámetros del modelo de jet

Parámetro	Símbolo	Valor	Unidad
Potencia acretada	L_{acc}	10^{43}	erg s^{-1}
Luminosidad del jet	L_{jet}	10^{41}	erg s^{-1}
Factor de Lorentz del jet	Γ_{jet}	1.47	
Tangente del ángulo de semi-apertura del jet	χ	0.1	
Fracción de la potencia del jet en partículas relativistas	q_{rel}	0.1	
Luminosidad en hadrones respecto a leptones	a	100	
Punto de lanzamiento del jet	z_{lanz}	100	r_g
Campo magnético en z_{lanz}	$B(z_{\text{lanz}})$	1.3×10^7	G
Densidad de partículas en z_{lanz}	$n(z_{\text{lanz}})$	4.3×10^{15}	cm^{-3}
Punto de inyección de partículas relativistas	z_{acc}	300	r_g
Tamaño de la región de aceleración Δz	200	r_g	
Índice espectral de la función de inyección	p	2.0	
Eficiencia de aceleración	η	0.1	
Energía mínima de protones	E_p^{min}	2	GeV
Energía máxima de protones	E_p^{max}	5	PeV
Energía mínima de electrones	E_e^{min}	1	MeV
Energía máxima de electrones	E_e^{min}	10	GeV

de radiación estelar depende de la configuración orbital del sistema binario y la energía de los rayos γ incidentes. Una forma de estudiar ambas dependencias en un gráfico 2D es mediante mapas de opacidad, como los de la Figura 6.17. Hemos estudiado la atenuación de los rayos γ producidos en la mitad de la región de aceleración y para los dos ángulos de inclinación considerados en el paso previo. Cuando el objeto compacto está en oposición ($\phi = 0 = 1$), se observa que la emisión está suprimida en el rango de 10 GeV a 10 TeV para $i = 60^\circ$, y en el rango de 10 GeV a 50 TeV en el caso $i = 45^\circ$. Para la primera inclinación, el campo de radiación estelar es completamente transparente cuando el objeto compacto está en conjunción inferior ($\phi = 0.5$), mientras que en el segundo caso hay absorción en todo el movimiento orbital.

La absorción por el campo estelar atenúa parcialmente la emisión de rayos γ de los jets. Esta emisión se ve también atenuada por aniquilación $\gamma\gamma$ con fotones sincrotrón producidos internamente, la cual resulta en una atenuación total de la emisión gamma de

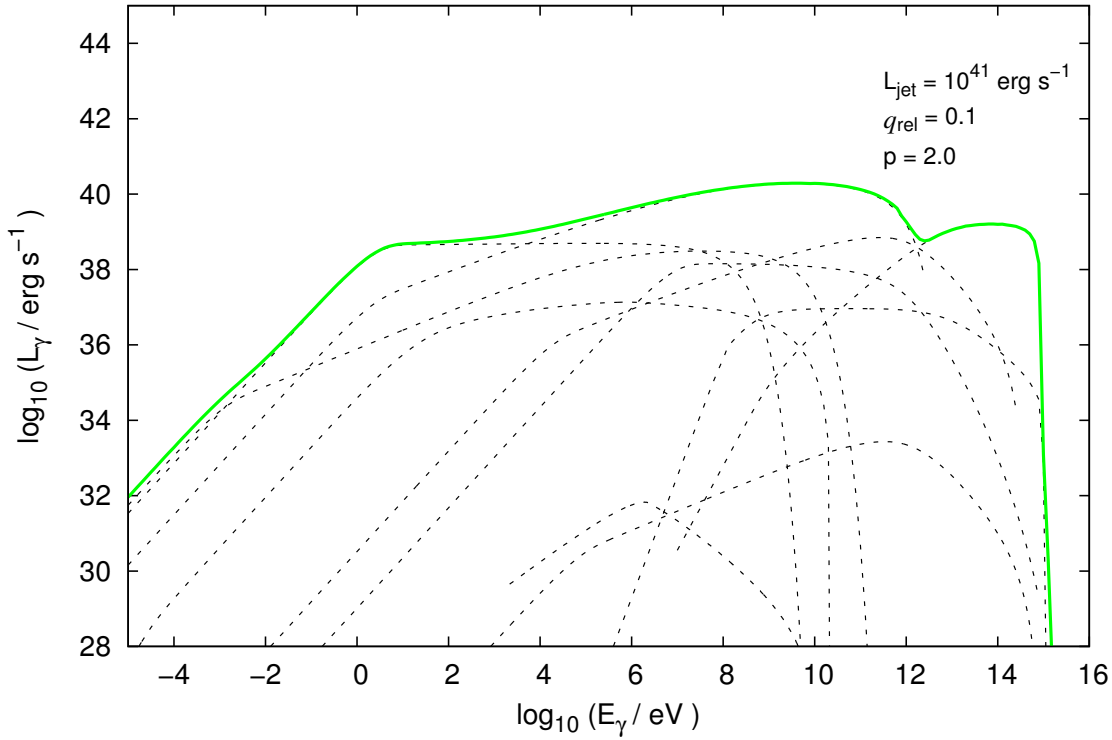


Figura 6.15: SED total del jet.

los jets para energías mayores a 10 MeV, como se observa en la Figura 6.18. Esta radiación absorbida produce pares electrón-positrón los cuales son creados con muy altas energías y se enfrían principalmente por radiación sincrotrón, por lo que la energía de los fotones iniciales se distribuye en fotones sincrotrón de menor energía, no teniendo lugar cascadas electromagnéticas.

Analizaremos ahora la región terminal del jet, considerando dos épocas distintas para la edad del microcuásar $t_{MQ,1} = 10^4$ yrs y $t_{MQ,2} = 10^5$ yrs. La distancia al objeto compacto en que ocurre el *bow-shock* en ambas épocas es

$$l_b(t_{MQ,1}) = \left(\frac{L_{jet}(t_{MQ,1})}{\rho_{IGM}} \right)^{1/5} t_{MQ,1}, \quad (6.10)$$

y

$$l_b(t_{MQ,2}) = \left(\frac{L_{jet}(t_{MQ,2})}{\rho_{IGM}} \right)^{1/5} t_{MQ,2}, \quad (6.11)$$

Considerando la densidad bariónica del medio intergaláctico en $z = 10$ dada por $\rho_{IGM} \approx$

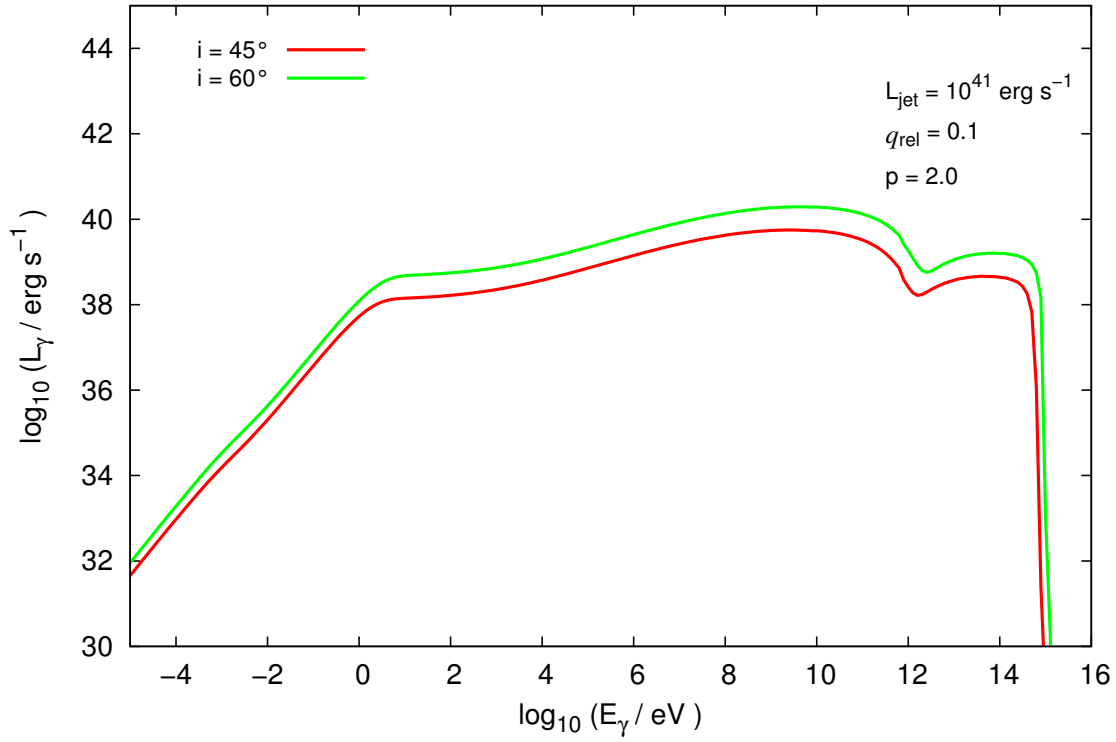


Figura 6.16: Comparación de SEDs del jet para distintas inclinaciones.

$2.4 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$, obtenemos

$$l_b(t_{MQ,1}) \approx 10^{20} \text{ cm} \quad (6.12)$$

y

$$l_b(t_{MQ,2}) \approx 10^{21} \text{ cm}. \quad (6.13)$$

La velocidad del *bow-shock* viene dada por la Ecuación 4.21, obteniéndose para ambas épocas de estudio

$$v_b(t_{MQ,1}) \approx 10^9 \text{ cm s}^{-1} \quad (6.14)$$

y

$$v_b(t_{MQ,2}) \approx 10^8 \text{ cm s}^{-1}, \quad (6.15)$$

lo cual es coherente, puesto que para 10^5 yrs el jet habrá recorrido una mayor distancia en el medio intergaláctico.

Junto al *bow-shock* o *forward shock*, que se propaga en el medio intergaláctico, se produce un *reverse shock* que se propaga hacia dentro del jet. La materia que cruza el

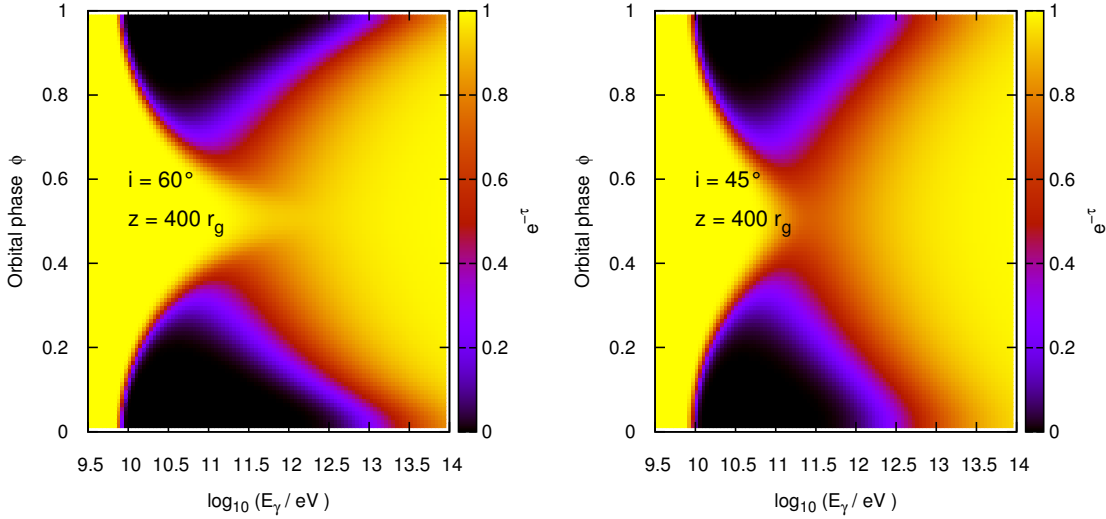


Figura 6.17: Mapa de opacidad de la absorción de la radiación electromagnética producida en el jet por el campo de radiación estelar.

reverse shock forma el *cocoon* del jet. La presión del *cocoon* es aproximada a ser igual a la que ocurre en el *shell*, y viene dada por

$$P_c = P_b = \frac{3}{4} \rho_{\text{IGM}} v_b^2, \quad (6.16)$$

siendo para las dos épocas de estudio

$$P_c(t_{\text{MQ},1}) \approx 4 \times 10^{-10} \text{ bar} \quad (6.17)$$

y

$$P_c(t_{\text{MQ},2}) \approx 6 \times 10^{-11} \text{ bar}. \quad (6.18)$$

Así, observamos que conforme aumenta la edad de la fuente, la inercia del jet disminuye.

En el punto en que la presión en el jet es igual a la presión del *cocoon* se produce un shock por reconfinamiento. A partir de esa posición el jet deja de ser cónico y pasa a tener un ancho constante dado por la ecuación 4.22. Como hemos supuesto un ángulo de

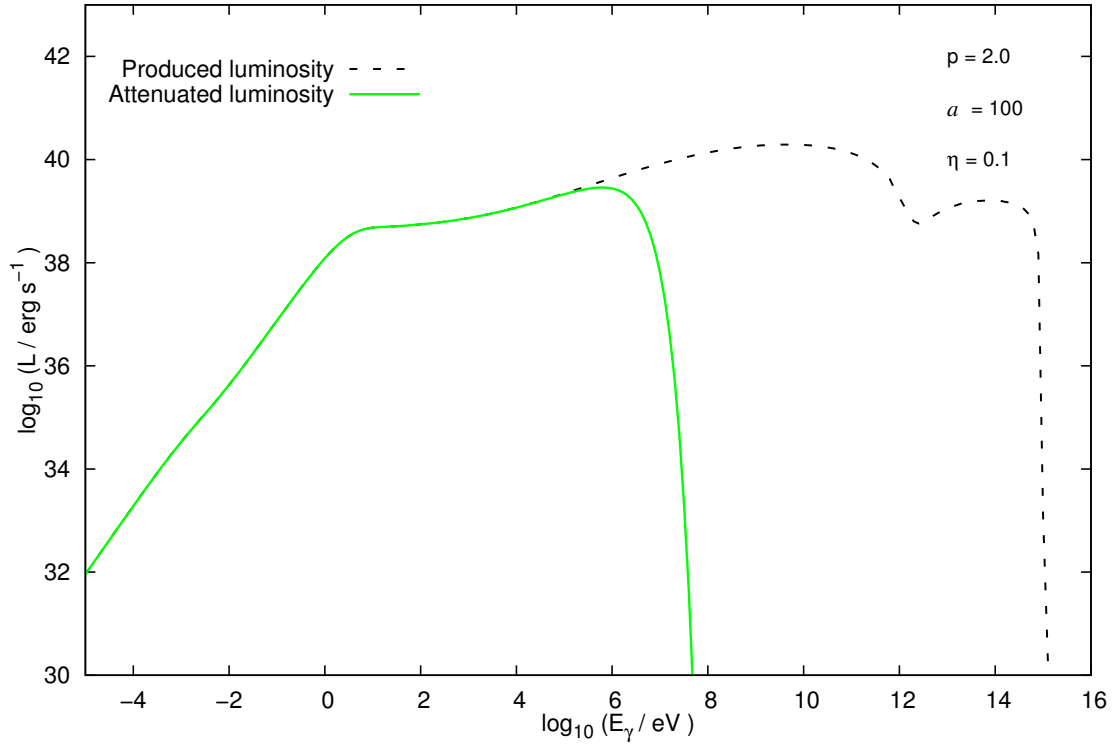


Figura 6.18: SED total del jet corregida por absorción interna. El proceso de absorción es la aniquilación $\gamma\gamma$ con fotones sincrotrón electrónicos.

apertura dado por $\chi = \tan \theta_{\text{jet}} = 0.1$, la posición sobre el objeto compacto en que ocurre el shock por reconfiamiento es

$$z_{\text{conf}}(t_{\text{MQ},1}) \approx 5 \times 10^{19} \text{ cm} \quad (6.19)$$

y

$$z_{\text{conf}}(t_{\text{MQ},2}) \approx 10^{20} \text{ cm}, \quad (6.20)$$

donde hemos asumido que el índice adiabático del material en el *cocoon* es $\gamma = 5/3$, suponiendo que los *shocks* son débilmente relativistas.

Consideraremos que el campo magnético en las regiones *downstream* es tal que la densidad de energía magnética es un 10% de la densidad de energía térmica del gas. Además, en cada región de aceleración, la fracción de potencia cinética convertida en partículas no térmicas es fijada en el 1% de la potencia del jet. Estudiaremos solamente la contribución leptónica.

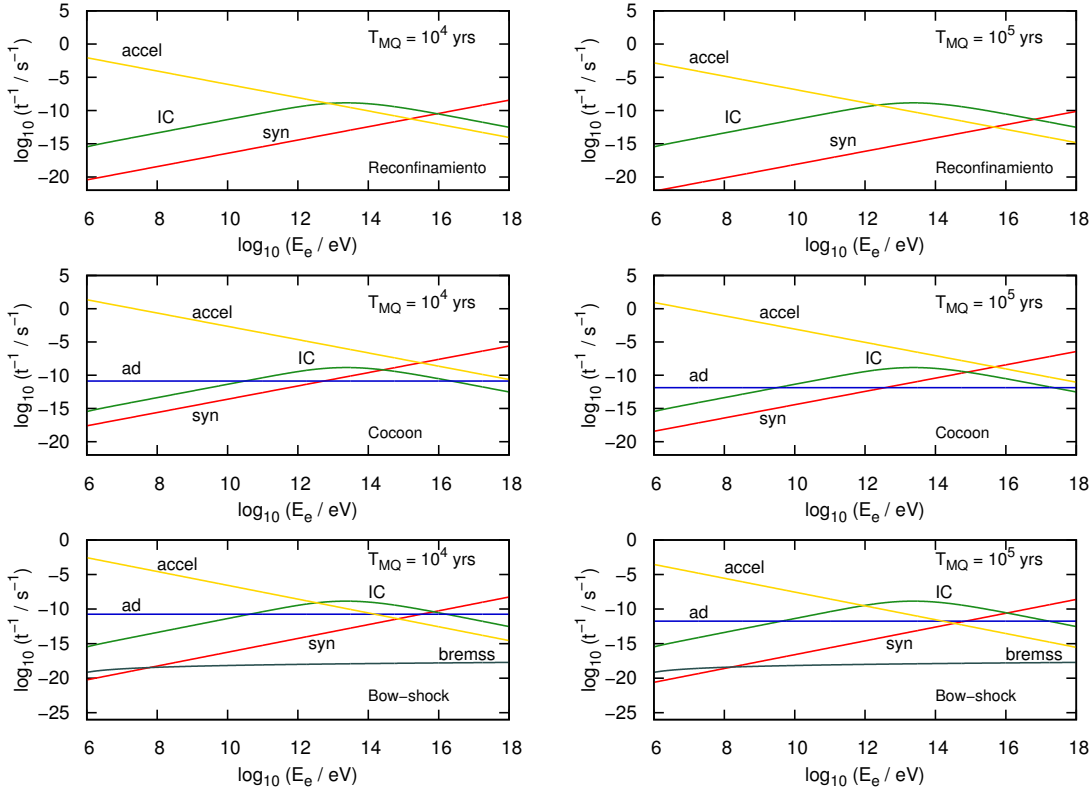


Figura 6.19: Enfriamiento y aceleración de electrones en las regiones terminales del jet.

La función de inyección de partículas en el *shock* por reconfinamiento, *reverse-shock* y *bow-shock* viene dada por $Q(E) = Q_0 E^{-2}$, la constante de normalización Q_0 es calculada igual a lo mostrado previamente.

En la Figura 6.19 se muestran los tiempos de enfriamiento y de aceleración para los electrones en las tres regiones de interés. Las pérdidas adiabáticas en la región de reconfinamiento no son consideradas, puesto que no hay una expansión lateral del jet. La eficiencia de aceleración en todas las regiones es $\eta = 0.02$. Las pérdidas por Compton inverso se deben a las interacciones con fotones del CMB, en lugar del estudio clásico de pérdidas por interacción con el campo de radiación estelar en microcuásares del Universo local. Esto se debe a que la densidad de radiación del CMB en $z = 10$ es más significativa que la de la estrella en la región terminal del jet. En el estudio de las pérdidas en el *bow-shock* consideramos pérdidas por emisión *Bremsstrahlung* relativista, suponiendo una densidad de iones blancos dada por $n_t = 4 n_{IGM}$ (Bordas et al. 2009).

En la Figura 6.20 mostramos la distribución de energía espectral de la radiación pro-

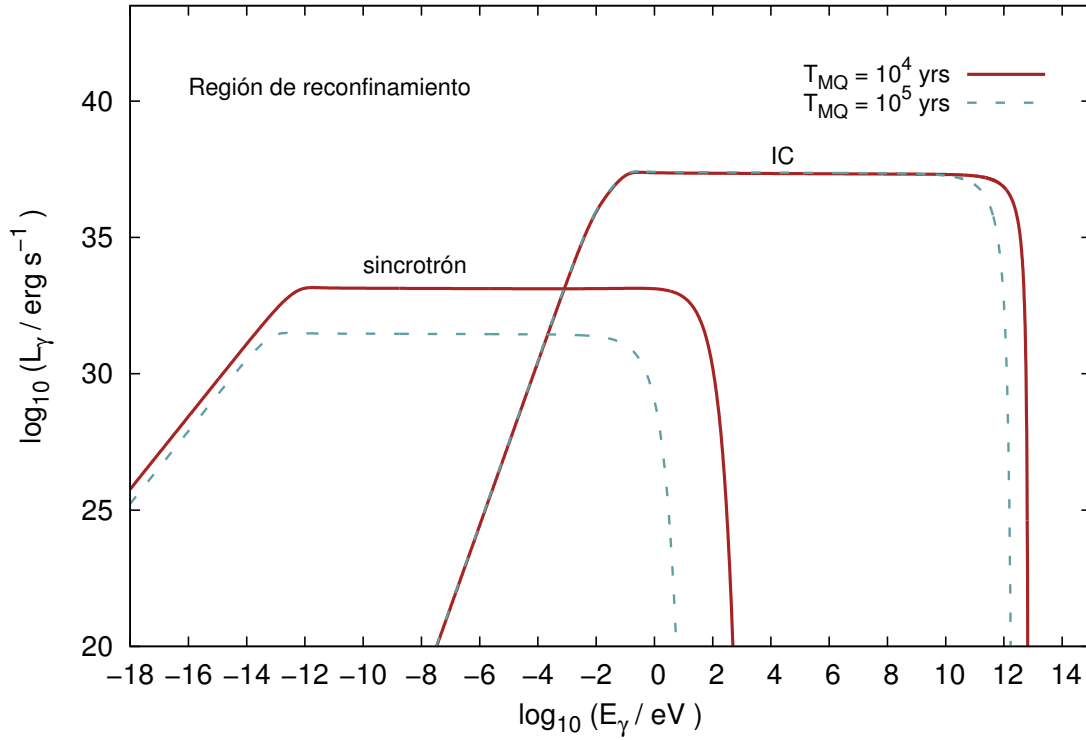


Figura 6.20: SED de la radiación producida en la región de reconfiamento. Se consideran dos épocas para la fuente.

ducida en la región de reconfiamento por la población de electrones no térmicos, para las dos épocas de interés. Se observa que cuando la edad de la fuente aumenta, la luminosidad producida y la energía máxima de los fotones disminuyen. Se produce una intensa cantidad de fotones γ por radiación Compton inverso, superior a la producida en las regiones terminales de microcuásares del Universo local por el mismo proceso radiativo. Esto se debe, nuevamente, a que el campo de radiación blanco considerado es el CMB a una temperatura de $T_{\text{CMB}} \approx 30$ K.

En la Figura 6.21 se observa la distribución de energía espectral en el *cocoon*, la forma de las SEDs difiere significativamente de lo visto en la región de reconfiamento. Esto se debe a que en el *cocoon* el mecanismo de enfriamiento de los electrones varía según la energía que tengan: para energías menores a 10 GeV el principal mecanismo de enfriamiento es adiabático, para energías entre 10 GeV y 100 TeV el mecanismo es Compton Inverso, finalmente para energías mayores el mecanismo es sincrotrón. Por el contrario, en la región

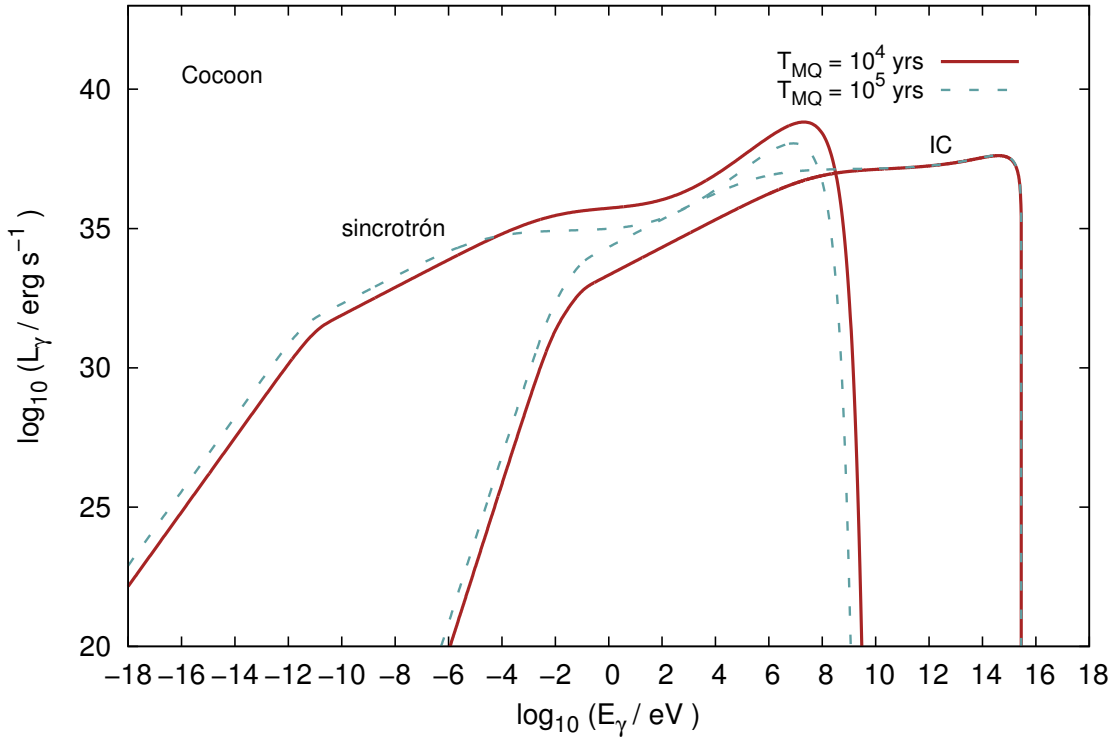


Figura 6.21: SED de la radiación producida en el *cocoon*. Se consideran dos épocas para la fuente.

de reconfiamiento, el mecanismo de enfriamiento, antes que el tiempo de aceleración sea menor al tiempo de enfriamiento, en todo el rango de energías es Compton inverso. En este caso, las dos contribuciones a la luminosidad bolométrica son comparables, en ambas épocas de la fuente.

En la Figura 6.22 mostramos la distribución de energía espectral en el *bow-shock*. La luminosidad producida por Compton inverso domina la emisión. Nuevamente, hay diferencias en la forma de las SEDs respecto a lo visto en la región de reconfiamiento, por el mismo motivo. Hemos incluido la SED por radiación *Bremsstrahlung* relativista, la cual resulta ser irrelevante por la baja densidad del medio que hemos considerado. Esto difiere de los resultados obtenidos en microcuásares del Universo local, donde la emisión por *Bremsstrahlung* relativista domina el espectro a altas energías.

En la tabla 6.3 listamos los parámetros que hemos adoptado para la resolución numérica de las propiedades físicas de la región terminal del jet.

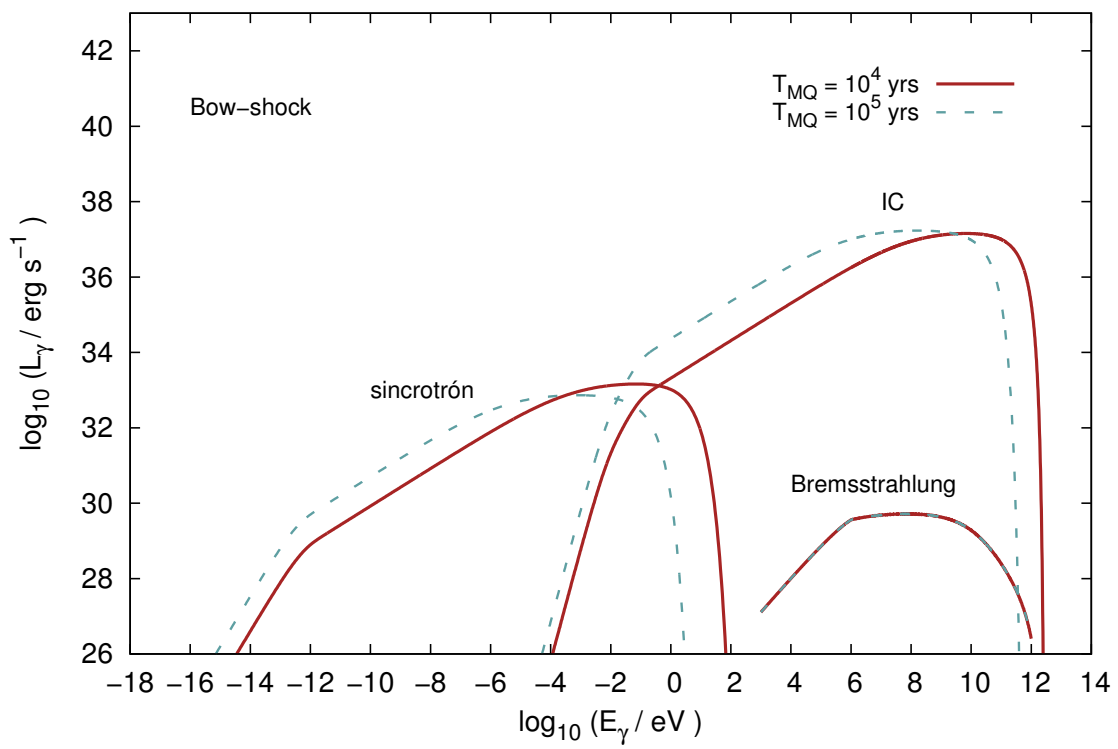


Figura 6.22: SED de la radiación producida en el *bow-shock*. Se consideran dos épocas para la fuente.

Tabla 6.3: Parámetros adoptados para el cómputo de las SEDs en las regiones terminales del jet

Parámetro	Valor	
Luminosidad del jet L_{jet} (erg s^{-1})	10^{41}	
Densidad del medio intergaláctico n_{IGM} (cm^{-3})	2.4×10^{-4}	
Edad de la fuente t_{MQ} (yrs)	10^4	10^5
<i>BOW – SHOCK</i>		
Campo magnético B (G)	1.5×10^{-6}	1.0×10^{-6}
Velocidad del <i>shock</i> v_b (cm s^{-1})	1.1×10^9	1.4×10^8
Tamaño del emisor r (cm)	6.2×10^{19}	2.5×10^{20}
Energía máxima E_{max} (TeV)	3.3	0.9
Densidad del campo de materia n_t (cm^{-3})	2.4×10^{-4}	2.4×10^{-4}
<i>COCOON</i>		
Campo magnético B (G)	3.0×10^{-5}	1.2×10^{-5}
Velocidad del <i>shock</i> v_s (cm s^{-1})	2.2×10^{10}	2.2×10^{10}
Tamaño del emisor r (cm)	6.2×10^{18}	2.5×10^{19}
Energía máxima E_{max} (TeV)	3.0×10^3	3.0×10^3
<i>RECONFINEMENT</i>		
Campo magnético B (G)	1.2×10^{-6}	1.7×10^{-7}
Velocidad del <i>shock</i> v_{conf} (cm s^{-1})	2.2×10^9	2.4×10^9
Tamaño del emisor r (cm)	4.9×10^{19}	1.2×10^{20}
Energía máxima E_{max} (TeV)	7.3	2.3

Finalmente, en las Figuras 6.23 y 6.24 mostramos la SED total producida en las cuatro regiones de aceleración de partículas que se han considerado. En la Figura 6.23 mostramos las SEDs para la época $T_{\text{MQ}} = 10^4$ años. Se observa que la emisión de radiación electromagnética se da en toda la banda del espectro. En energías correspondientes al rango de radio, infrarrojo y óptico, la emisión se debe principalmente a la radiación producida en la región de reconfinamiento y en el *cocoon*. Para energías en el rango de ultravioleta, rayos X y rayos γ (hasta 1 MeV), la emisión predominantemente se debe a la radiación del jet. Para energías mayores a 1 MeV, donde la emisión del jet está autoabsorbida, la contribución predominante es la radiación por dispersión Compton inverso producida en el *cocoon*. La emisión electromagnética alcanza energías de hasta $E_\gamma \sim 1$ PeV.

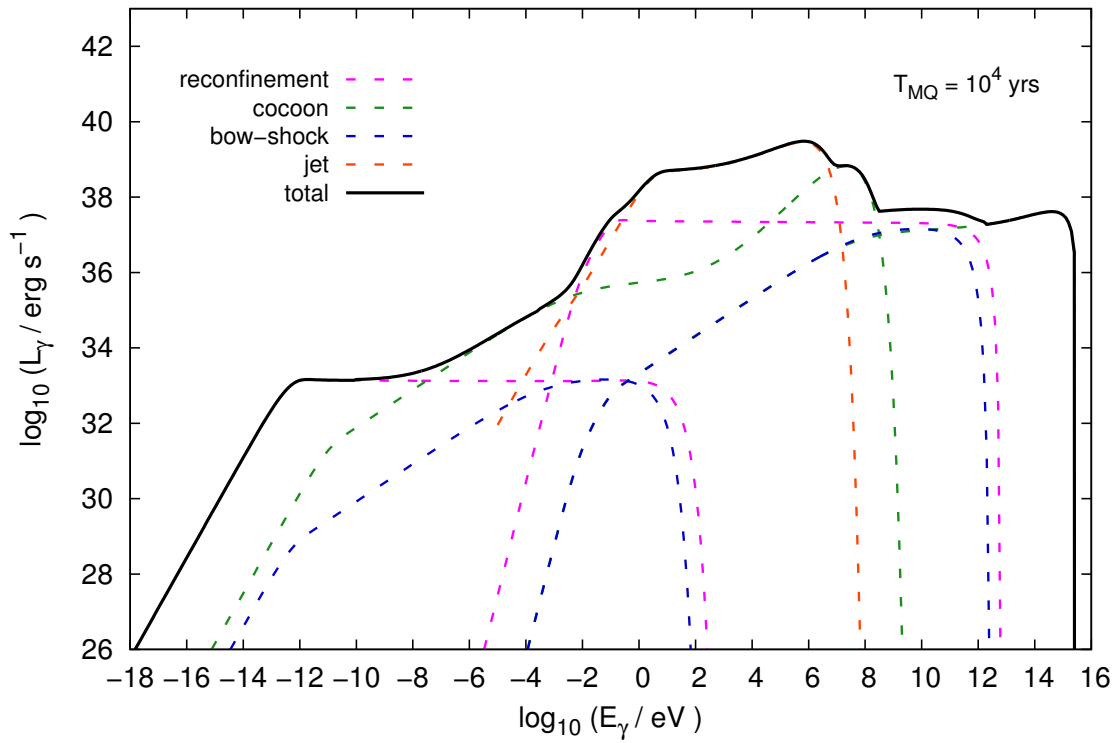


Figura 6.23: SED de la radiación electromagnética producida en las cuatro regiones de aceleración de partículas consideradas. La edad de la fuente es de $T_{\text{MQ}} = 10^4$ años.

En la Figura 6.24 mostramos una comparación entre las SEDs totales para las épocas $T_{\text{MQ}} = 10^4$ años y $T_{\text{MQ}} = 10^5$ años en las que no se observan diferencias significativas. Esto se debe a que se ha considerado una tasa de acreción constante. En un caso realista, donde la tasa de acreción inicial es extremadamente súper-Eddington y luego va disminuyendo, se esperan diferencias entre las SEDs totales para distintas épocas de la fuente.

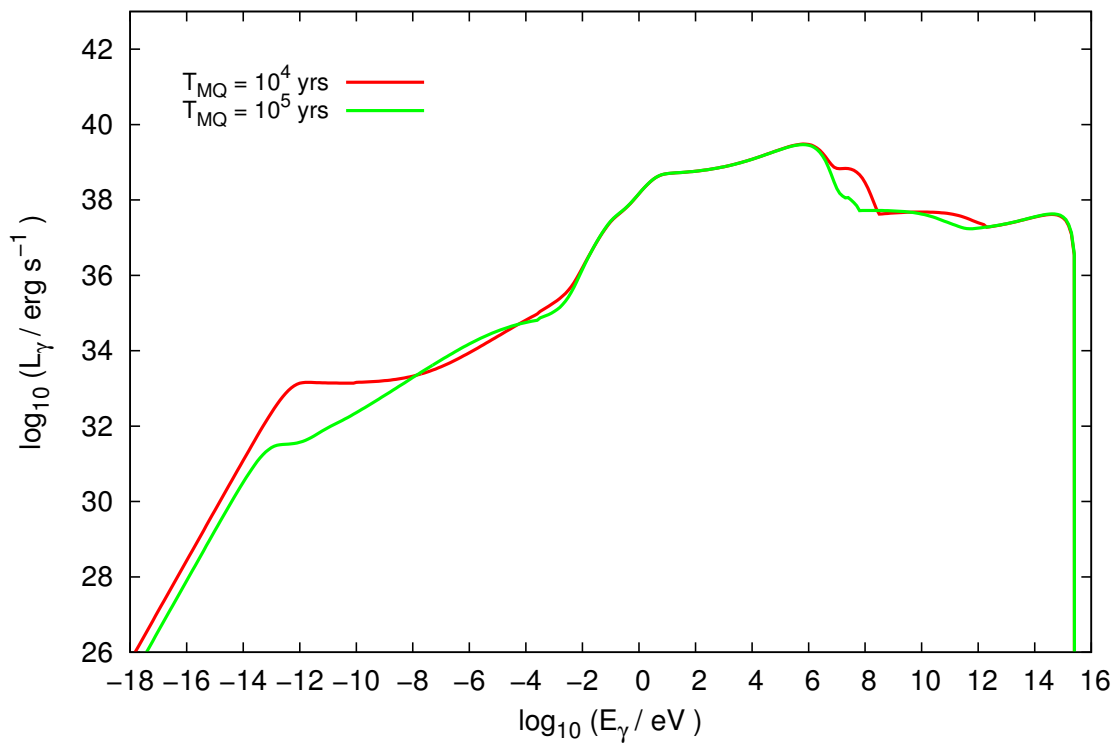


Figura 6.24: Comparación de la SED total entre las épocas $T_{\text{MQ}} = 10^4$ años y $T_{\text{MQ}} = 10^5$ años.

Capítulo 7

Conclusiones

En este trabajo hemos construido un modelo de microcuásar donde la estrella donante es de Población III. La motivación para desarrollar este modelo ha sido contribuir a la comprensión de los objetos activos en el Universo temprano. Esto ayudará a entender el papel que desempeñaron los microcuásares en el calentamiento y reionización del medio intergaláctico temprano. Las masas empleadas son aproximadamente coincidentes con las inferidas de la observación de la fuente GW150914 detectada por LIGO, según lo trabajado en Inayoshi et al. (2017). Hemos considerado que la transferencia de masa tiene lugar por derrame de materia a través del punto de langrange L_1 , lo cual es razonable ya que las estrellas de Población III carecieron de elementos más pesados que el helio.

Bajo estas hipótesis, los microcuásares de Población III son de gran masa y con órbitas muy cerradas, en contraste con los microcuásares generalmente observados en el Universo local. Además, considerando que la transferencia de masa ocurre en una escala de tiempo térmico (típico en microcuásares), la tasa de acreción de masa en el borde externo del disco de acreción en microcuásares del Universo temprano ha debido estar en el régimen súper-Eddington. Esto constituye otra diferencia con respecto a los microcuásares observados, siendo el microcuásar SS 433 el único súper-acretor conocido en la galaxia.

La caracterización del disco se realizó bajo una aproximación Newtoniana, considerando los modelos desarrollados por Watarai & Fukue (1999), Fukue (2004), y Akizuki & Fukue (2006), para discos de acreción en régimen súper-Eddington. Estos discos son geoméricamente y ópticamente gruesos, y están soportados principalmente por la intensa presión de radiación. Hemos verificado que la principal emisión radiativa de estos discos se da en la banda de los rayos X. La luminosidad del disco está regulada aproximadamente al valor de la luminosidad de Eddington, debido a la intensa pérdida de masa en forma de

vientos. Los fotones producidos en la superficie del disco deben interactuar con la materia eyectada. Dado que la pérdida de masa es muy intensa (prácticamente todo el material acretado es expelido del disco), es de esperar que gran parte de esta radiación sea absorbida, reduciendo su impacto en la posterior reionización del medio intergaláctico. En un trabajo futuro se realizará un estudio detallado de la interacción entre las partículas del viento y el campo de radiación del disco, a fin de analizar estos efectos externos.

Hemos considerado que los jets son lanzados desde una distancia al objeto compacto sobre el disco de $100 r_g \sim 50$ km, donde tiene lugar la transición de disco desmagnetizado a disco magnetizado, y que el mecanismo de lanzamiento es magnetohidrodinámico. El campo magnético en el punto de lanzamiento fue calculado planteando equipartición entre la densidad de energía magnética y de energía cinética en el jet. Entre $300 r_g$ y $500 r_g$ tiene lugar una región en los jets donde se aceleran partículas por *shocks*. Hemos supuesto un modelo de aceleración difusivo eficiente y donde predominan los hadrones. Los protones alcanzan energías de hasta 5×10^{15} eV, mientras que los electrones energías de 10^{10} eV. Los electrones se enfrían muy eficientemente por radiación sincrotrón, mientras que los protones por procesos adiabáticos y colisiones $p\gamma$. El campo de radiación considerado para los procesos Compton inverso y $p\gamma$ son los fotones sincrotrón, lo cual es comúnmente adoptado en microcuásares de baja masa (ver Romero & Vila 2008). La interacción de las partículas relativistas en el jet con el campo de radiación electromagnética producida por el disco de acreción no ha sido tomada en cuenta, ya que una significativa parte de esa emisión debe estar suprimida por colisiones inelásticas Compton directo con las partículas del viento del disco. Por el mismo motivo, el campo de radiación producido por el disco no ha sido considerado a efectos de estudiar los procesos de absorción de la radiación producida en el jet.

La contribución radiativa de los pares electrón-positrón producidos en interacciones pp y $p\gamma$, y por aniquilación $\gamma\gamma$ es considerada. A bajas energías el espectro está dominado por radiación sincrotrón de electrones primarios, mientras que a altas energías el espectro lo está por radiación sincrotrón de pares generados por efecto Bethe-Heitler y colisiones $p\gamma$. La contribución sincrotrón de pares Bethe-Heitler es particularmente importante, siendo la emisión de mayor luminosidad.

Hemos estudiado la absorción de la radiación producida en el jet por aniquilación $\gamma\gamma$, con fotones del campo de radiación estelar y del campo de radiación sincrotrón. En el caso de aniquilación con fotones de la estrella, la absorción depende de la configuración orbital del sistema binario, pudiendo llegar a absorber gran parte de la emisión en el rango de 10

GeV a 10 TeV. Sin embargo, la absorción interna es lo que determina la absorción total, puesto que suprime completamente la emisión a energías mayores a 1 MeV. Estos pares producidos en el aniquilamiento $\gamma\gamma$ se enfrían principalmente por radiación sincrotrón, distribuyendo su energía en fotones menos energéticos, que nuevamente caen en el rango de absorción.

La región terminal del jet también presenta diferencias con respecto a microcuásares de Población I o II, principalmente por las condiciones significativamente diferentes del Universo en $z = 10$. La temperatura del fondo cósmico de radiación en esa época es de $T_{\text{CMB}} \approx 30$ K, lo que hace que la contribución del fondo cósmico de microondas en el enfriamiento Compton inverso de los electrones en la región terminal del jet sea más importante que a bajos valores de corrimiento al rojo cosmológico. Los electrones no térmicos alcanzan energías de hasta 3 PeV y los fotones γ valores similares. Esta radiación no sufriría una absorción significativa, puesto que la densidad de fotones sincrotrón en la región terminal del jet es despreciable.

Si bien es cierto, el mecanismo de lanzamiento de jets empleado es el más considerado en la actualidad, hay que explorar otras posibilidades en el futuro. Esto se debe a que el mecanismo magnetohidrodinámico no ha sido empleado en régimen de acreción súper-Eddington, donde los discos pueden tener una magnetización baja comparada con la densidad de radiación. Un mecanismo novedoso y que se considerará en un próximo trabajo es el de *jets magnetohidrodinámicos con radiación* (ver Apéndice A). Además, se explorarán otros modelos de discos de acreción en régimen súper-Eddington.

Apéndice A

Jets magnetohidrodinámicos con radiación

Este apéndice contiene la descripción de un modelo de jets denominados *jets magnetohidrodinámicos con radiación*, el cual explica la aceleración y colimación de jets cuando el régimen de acreción es súper-Eddington, por lo que este novedoso modelo podría resultar eventualmente más adecuado en microcuásares de Población III que el modelo de jets magnetohidrodinámicos que hemos empleado en esta tesis. El lector interesado encontrará más detalles en Ohsuga et al. (2009) y Takeuchi et al. (2010).

A.1. Descripción general

Actualmente el principal modelo considerado para el mecanismo de producción de jets relativistas es el de jets magnetohidrodinámicos. En este modelo, los jets son conducidos por procesos magnéticos, siendo este mecanismo muy considerado pues permite explicar tanto la aceleración como la colimación de los jets. Sin embargo, en la mayoría de simulaciones suponen que el fluido acretado es de baja luminosidad, lo cual va en contraste con fluidos en régimen de acreción súper-Eddington. Takeuchi et al. (2010) han realizado simulaciones radiato-magnetohidrodinámicas en las que estudiaron las interacciones entre la materia, radiación, y campos magnéticos en escenarios en que la energía del campo de radiación domina sobre la energía de la materia y la energía magnética.

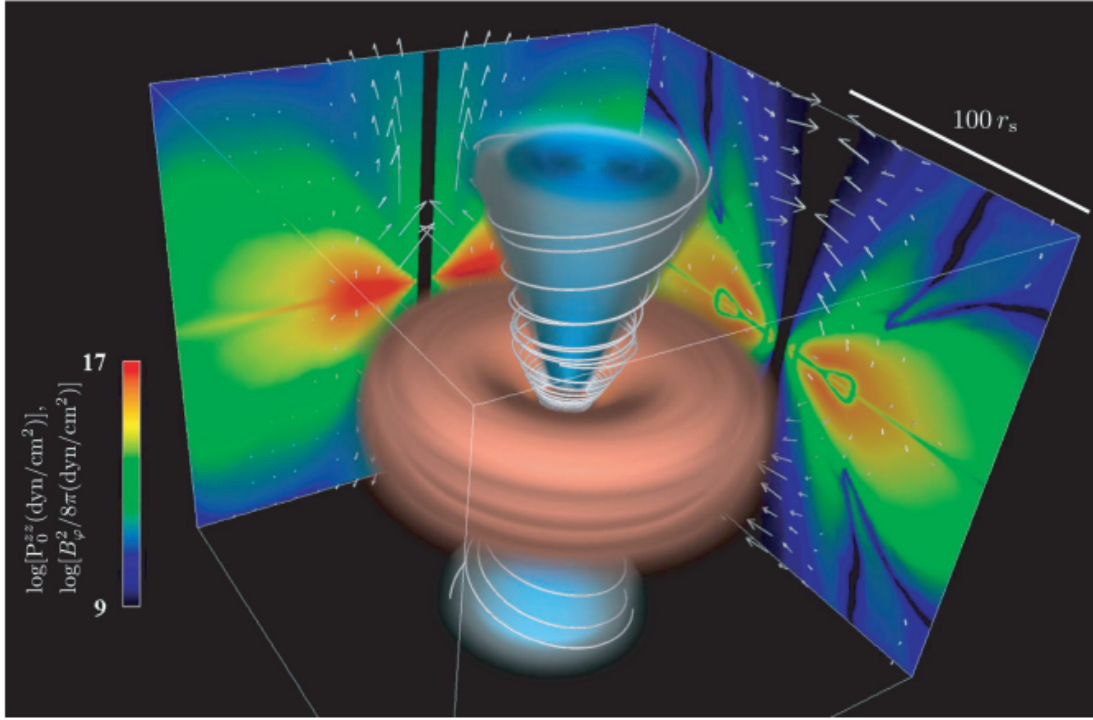


Figura A.1: Fluido en régimen de acreción súper-Eddington y el jet RMHD asociado. Créditos: Takeuchi et al. (2010).

A.2. Ecuaciones básicas

Empleamos un sistema de coordenadas cilíndricas (r, θ, z) , donde r , θ y z son la distancia radial, el ángulo azimutal, y la distancia vertical, respectivamente. Las ecuaciones básicas del fluido son la ecuación de continuidad,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (\text{A.1})$$

las ecuaciones de movimiento,

$$\frac{\partial (\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \vec{v} \times \vec{v} - \frac{\vec{B} \times \vec{B}}{4\pi} \right) = -\nabla \left(p_{\text{gas}} + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{\chi}{c} \vec{F}_0 - \rho \nabla \psi_{\text{PN}}, \quad (\text{A.2})$$

la ecuación de la energía del gas,

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e \vec{v}) = -p_{\text{gas}} \nabla \cdot \vec{v} + \frac{4\pi}{c^2} \eta_a J^2 - 4\pi \kappa B_{\text{bb}} + c \kappa E_0, \quad (\text{A.3})$$

la ecuación de la energía de la radiación,

$$\frac{\partial E_0}{\partial t} + \nabla \cdot (E_0 \vec{v}) = -\nabla \cdot \vec{F}_0 - \nabla \cdot \vec{v} : \mathbf{P}_0 + 4\pi \kappa B_{\text{bb}} - c \kappa E_0, \quad (\text{A.4})$$

y la ecuación de inducción,

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\vec{v} \times \vec{B} - \frac{4\pi}{c} \eta_a \vec{J} \right). \quad (\text{A.5})$$

Donde, ρ es la densidad de masa del gas, \vec{v} es la velocidad del fluido, c es la velocidad de la luz, e es la densidad de energía interna del gas, p_{gas} es la presión del gas, \vec{B} es el campo magnético, \vec{J} es la corriente eléctrica, B_{bb} es la intensidad de cuerpo negro, E_0 es la densidad de energía de la radiación, \vec{F}_0 es el flujo radiativo, \mathbf{P}_0 es el tensor de presión de radiación, η_a la resistividad anómala, κ es la opacidad de absorción, y χ es la opacidad total, respectivamente. Los efectos de la relatividad general están incorporados en el potencial pseudo-Newtoniano, ψ_{PN} , dado por $\psi_{\text{PN}} \equiv -GM_{\text{BH}}/\sqrt{r^2 + z^2} - r_s$, siendo r_s el radio de Schwarzschild del agujero negro. La ecuación de estado para el gas es $p_{\text{gas}} = (\gamma - 1)e = \rho \kappa_B T_{\text{gas}} / \mu m_p$, donde γ es el índice adiabático del gas, κ_B es la constante de Boltzmann, T_{gas} es la temperatura del gas, μ es el peso molecular medio, y m_p es la masa del protón, respectivamente.

En la figura A.1 se observa una representación gráfica del modelo en estudio.

A.3. Mecanismo de aceleración del jet

Evaluando las intensidades promediadas en el tiempo de la componente vertical de la fuerza gravitacional, la fuerza de presión del gas, la fuerza de presión de radiación, y la fuerza de Lorentz, se determina que fuerza es responsable de la aceleración del jet. En la figura A.3 se observa que el jet es acelerado por la fuerza de presión de radiación. Esto es consistente con el modelo en estudio, puesto que la densidad de energía de radiación supera ampliamente la densidad de energía magnética.

A.4. Mecanismo de colimación del jet

Se examina el mecanismo de colimación para el jet, de manera similar que lo hecho para el mecanismo de aceleración. Calculando las intensidades promediadas en el tiempo de la componente radial de la fuerza gravitacional, la fuerza de presión del gas, la fuerza de radiación, y la fuerza de Lorentz, se obtiene que la fuerza magnética es responsable de la colimación del jet. Aunque la densidad de energía magnética es mucho menor que la densidad de energía de radiación, la fuerza magnética puede dominar sobre la fuerza de

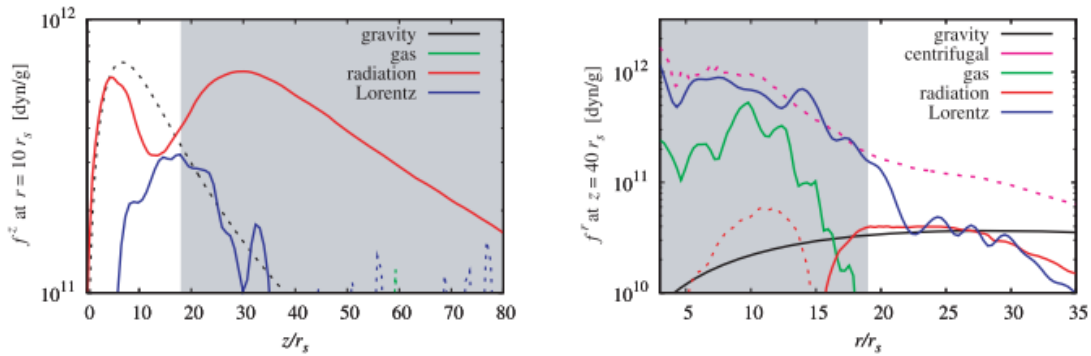


Figura A.2: Mecanismo de aceleración y colimación del jet RMHD. Se observa que el principal mecanismo de aceleración del jet es por la fuerza de presión de radiación, mientras que para la colimación el principal mecanismo es la fuerza de Lorentz. Créditos: Takeuchi et al. (2010).

radiación ya que la fuerza de presión de radiación está atenuada en la dirección paralela al disco a causa de la alta anisotropía en la distribución de energía del campo de radiación.

El campo magnético es por naturaleza intrínsecamente expansivo, por lo que debe existir algún mecanismo que prevenga la expansión lateral del campo y la consecuente decolimación del jet. En un régimen de acreción súper-Eddington el disco de acreción geoméricamente grueso puede prevenir la expansión del campo magnético.

Bibliografía

- [1] Abramowicz, M., Czerny B., Lasota J. & Szuszkiewicz E., *Astrophysical Journal*, **332**, 646 (1988).
- [2] Aharonian, F.A., Atoyan, A.M. & Nagapetyan, A.M., *Astrophysics*, **19**, 187 (1983).
- [3] Aharonian, F.A. & Atoyan, A.M., *Astronomy and Astrophysics*, **362**, 937 (2000).
- [4] Aharonian, F.A., Khangulyan, D. & Costamante, L., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **387**, 1206 (2008).
- [5] Akizuki, C., & Fukue, J., *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **58**, 469 (2006).
- [6] Alvarez, M.A., Busha, M., Abel, T. & Wechsler, R.H., *The Astrophysical Journal*, **703**, 167 (2009).
- [7] Artale, M., Pellizza, L., Tissera, P. & Mirabel, F., *International Astronomical Union Symposium*, **290**, 183 (2013).
- [8] Artale, M., Tissera, P. & Pellizza, L., *Rev. Astronomical Society*, **448**, 3071 (2015).
- [9] Atoyan, A.M. & Dermer, C.D., *The Astrophysical Journal*, **586**, 79 (2003).
- [10] Bahena, D. & Hadrava, P., *Astrophysics and Space Science*, **337**, 615 (2012).
- [11] Baraffe, I., Heger, A. & Woosley, S.E., *The Astrophysical Journal*, **550**, 890 (2001).
- [12] Barkana, R., *Physics Reports*, **645**, 1 (2016).

- [13] Begelman, M.C., Rudak, B. & Sikora, M., *The Astrophysical Journal*, **362**, 38 (1990).
- [14] Beloborodov, A.M., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **297**, 739 (1998).
- [15] Berezhinskii, V.S., Bulanov, S.V., Dogiel, V.A. & Ptuskin, V.S., *Astrophysics of Cosmic Rays* (Ginzburg, Amsterdam, 1990).
- [16] Beskin, V.S., *MHD Flows in Compact Astrophysical Objects* (1st Edition, Heidelberg, Springer, 2010).
- [17] Blumenthal, G.R. & Gould, R.J., *Reviews of Modern Physics*, **42**, 237 (1970).
- [18] Bordas, P., Bosch-Ramon, V., Paredes, J. M. & Perucho, M., *Astronomy and Astrophysics*, **497**, 325 (2009).
- [19] Bosch-Ramon, V., Romero, G. E. & Paredes, J. M., *Astronomy and Astrophysics*, **477**, 263 (2006).
- [20] Bromm, V. & Loeb, A., *American Institute of Physics*, **666**, 73 (2003).
- [21] Bromm, V., *Report on Progress in Physics*, **76**, 112901 (2003).
- [22] Castor, J.I., Abbott, D.C. & Klein, R.I., *The Astrophysical Journal*, **195**, 157 (1975).
- [23] Chodorowski, M.J., Zdziarski, A.A. & Sikora, M., *The Astrophysical Journal*, **400**, 181 (1992).
- [24] Douna, V., Pellizza, L., Mirabel, F. & Pedrosa, S., *Astronomy and Astrophysics*, **579**, 44 (2015).
- [25] Dubus, G., *Astronomy and Astrophysics*, **451**, 9 (2006).
- [26] Ekström, S., Meynet, G., Chiappini, C., Hirschi, R. & Maeder, A., *Astronomy and Astrophysics*, **489**, 685 (2008).
- [27] Ellis, G., Maartens, R. & MacCallum, M., *Relativistic Cosmology* (Cambridge University, Cambridge, 2012).

- [28] Falanga, M., Belloni, T., Casella, P., Jonker, P. & King, A., *The Physics of Accretion onto Black Holes* (Heidelberg, Springer, 2014).
- [29] Falcke, H. & Biermann, P.L., *Astronomy and Astrophysics*, **293**, 665 (1995).
- [30] Frank, J., King, A.R. & Raine, D.J., *Accretion Power in Astrophysics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1992).
- [31] Fryer, C.L., *The Astrophysical Journal*, **522**, 413 (1999).
- [32] Fukue, J., *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **52**, 829 (2000).
- [33] Fukue, J., Tojyo, M. & Hirai, Y., *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **53**, 555 (2001).
- [34] Fukue, J., *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **56**, 181 (2004).
- [35] Fukue, J., *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **56**, 569 (2004).
- [36] Gaisser, T.K., *Cosmic rays and particle physics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1990).
- [37] Gallo, E., Fender, R.P. & Pooley, G.G., *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, **344**, 60 (2003).
- [38] Heger, A. & Woosley, S.E., *The Astrophysical Journal*, **567**, 532 (2002).
- [39] Heger, A., Fryer, C.L., Woosley, S.E., Langer, N. & Hartmann, D.H., *The Astrophysical Journal*, **591**, 288 (2003).
- [40] Inayoshi, K., Hirai, R., Kinugawa, T. & Hotokezaka, K., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **468**, 5020 (2017).
- [41] Johnson, J., Greif & T., Bromm, V., *International Astronomical Union*, **250**, 471 (2008).
- [42] Khangulyan, D., Hnatic, S., Aharonian, F. & Bogovalov, S., *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, **380**, (2007).
- [43] Kato, S., Fukue, J. & Mineshige, S., *Black-hole accretion disks* (Kyoto University Press, Kyoto, 1998).

- [44] Kelner, S.R., Aharonian, F.A. & Bugayov, V.V., *Physical Review*, **74**, 034018 (2006).
- [45] Kelner, S.R. & Aharonian, F.A., *Physical Review*, **78**, 034013 (2008).
- [46] Kitabatake, E., Fukue, J. & Matsumoto, K., *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **54**, 235 (2002).
- [47] Krtićka, J. & Kubát, J., *Stellar Evolution at Low Metallicity: Mass Loss, Explosions, Cosmology*, **353**, 133 (2006).
- [48] Kudritzki, R.P. & Puls, J., *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **38**, 613 (2000).
- [49] Kudritzki, R.P., *The Astrophysical Journal*, **577**, 389 (2002).
- [50] Leitherer, C., Robert, C. & Drissen, L., *The Astrophysical Journal*, **401**, 596 (1992).
- [51] Lipari, P., Lusignoli, M. & Meloni, D., *Physical Review*, **75**, 123005 (2007).
- [52] Loeb, A. & Barkana, R., *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **39**, 19 (2001).
- [53] Loeb, A., *How Did the First Stars and Galaxies Form?* (Princeton University, New Jersey, 2010).
- [54] Loeb, A., *High-Energy Astrophysics (Vols. I y II)* (Cambridge University, Cambridge, 1992-1994).
- [55] Madau, P., Rees, M.J., Volonteri, M., Haardt, F. & Oh, S.P., *The Astrophysical Journal*, **604**, 484 (2004).
- [56] Maeder, A., Grebel, E.K. & Mermilliod, J.C., *Astronomy and Astrophysics*, **346**, 459 (1999).
- [57] Marigo, P., Girardi, L., Chiosi, C. & Woods, P., *Astronomy and Astrophysics*, **371**, 152 (2011).
- [58] Mastichiadis, A., Protheroe, R.J. & Kirk, J.G., *Astronomy and Astrophysics*, **433**, 765 (2005).

- [59] Massi, M., Ribó, M. & Paredes, J.M., *Astronomy and Astrophysics*, **414**, 1 (2004).
- [60] Meynet, G. & Maeder, A., *The Nature and Evolution of Disks Around Hot Stars*, **337**, 15 (2005).
- [61] Meynet, G., Ekström, S. & Maeder, A., *Astronomy & Astrophysics*, **447**, 623 (2006).
- [62] Milosavljević, M., Couch, S.M. & Bromm, V., *The Astrophysical Journal*, **696**, 146 (2009).
- [63] Mirabel, I.F. & Belloni, T., *The Jet Paradigm: From Microquasars to Quasars* (Springer, Heidelberg, 2010).
- [64] Mirabel, I. F., Dijkstra, M., Laurent, P., Loeb, A. & Pritchard, J. R., *Astronomy and Astrophysics*, **528**, 149 (2011).
- [65] Narayan, R. & Yi, I., *The Astrophysical Journal*, **428**, 13 (1994).
- [66] Paredes, J.M., Ribó, M., Ros, E., Martí, J. & Massi, M., *Astronomy and Astrophysics*, **393**, 99 (2002).
- [67] Pepe, C, Vila, G.S. & Romero, G.E., *Astronomy and Astrophysics*, **584**, 95 (2015).
- [68] Puls, J., Vink, J.S. & Najarro, F., *The Astronomy and Astrophysics Review*, **16**, 209 (2008).
- [69] Rees, M.J., *Nature*, **275**, 516 (1978).
- [70] Reimers, D., *Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege*, **8**, 369 (1975).
- [71] Reimers, D., *Astronomy and Astrophysics*, **57**, 395 (1977).
- [72] Ricotti, M. & Ostriker, J.P., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **352**, 547 (2004).
- [73] Reynoso, M.M. & Romero, G.E., *Astronomy and Astrophysics*, **493**, 1 (2009).

- [74] Romero, G. E., Kaufman Bernadó, M. & Mirabel, I. F., *Astronomy and Astrophysics*, **393**, 61 (2002).
- [75] Romero, G. E., Torres, D. F., Kaufman Bernadó, M. & Mirabel I. F., *Astronomy and Astrophysics*, **410**, 1 (2003).
- [76] Romero, G. E., *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, **5**, 110 (2005).
- [77] Romero, G.E. & Vila, G.S., *Astronomy & Astrophysics*, **485**, 623 (2008).
- [78] Romero, G.E., Vieyro, F.L. & Vila, G.S., *Astronomy and Astrophysics*, **519**, 109 (2010).
- [79] Romero, G.E. & Paredes, J., *Introducción a la Astrofísica Relativista* (Universidad de Barcelona, Barcelona, 2011).
- [80] Romero, G.E. & Vila, G.S., *Introduction to Black Hole Astrophysics* (Springer, Heidelberg, 2014).
- [81] Trenti, M., *American Institute of Physics*, **1294**, 134 (2010).
- [82] Tueros, M., del Valle, M. & Romero G. E., *Astronomy and Astrophysics*, **570**, 4 (2014).
- [83] Schaerer, D., *Astronomy and Astrophysics*, **382**, 28 (2002).
- [84] Shakura, N.I., & Sunyaev, R.A., *Astronomy and Astrophysics*, **24**, 377 (1973).
- [85] Schlickeiser, R., *Cosmic Rays Astrophysics* (Springer, Berlin, 2002).
- [86] Spada, M., Ghisellini, G., Lazzati, D. & Celotti, A., *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, **325**, 1559 (2001).
- [87] Vieyro, F.L. & Romero, G.E., *Astronomy and Astrophysics*, **542**, 7 (2012).
- [88] Vila, G.S. & Romero, G.E., *AIP Conference Proceedings*, **1085**, 289 (2008).
- [89] Vila, G.S., *PhD. Thesis* (Universidad de Buenos Aires, 2012).
- [90] Vink, J.S., de Koter, A. & Lamers, H., *Astronomy and Astrophysics*, **350**, 181 (1999).

- [91] Volonteri, M., *Astronomy and Astrophysics*, **18**, 279 (2010).
- [92] Watarai, K. & Fukue, J., *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **51**, 725 (1999).
- [93] Woosley, S.E. & Weaver, T.A., *Astrophysical Journal Supplement*, **101**, 181 (1995).
- [94] Woosley, S.E., Heger, A. & Weaver, T.A., *Reviews of Modern Physics*, **74**, 1015 (2002).
- [95] Yuan, F., Cui, W. & Narayan, R. *The Astrophysical Journal*, **620**, 905 (2005).