



Efectos astrofísicos del mecanismo de Bethe-Heitler en fuentes ultraluminosas de rayos X

LUCAS MANUEL PASQUEVICH

DIRECTOR: DR. GUSTAVO E. ROMERO

CO-DIRECTOR: LIC. LEANDRO ABAROA

— Tesis de Licenciatura en Astronomía —

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Universidad Nacional de La Plata

LA PLATA, ARGENTINA

– MARZO DE 2025 –

Prefacio

Esta Tesis forma 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 Lic. Leandro Abaroa, ambos miembros del Grupo de Astrofísica Relativista y Radioastronomía (GARRA).

Lucas Manuel Pasquevich
lmpasquevich@fcaglp.unlp.edu.ar
La Plata, Marzo de 2025.

*A mis padres,
Iris y Eduardo.*

En general, el filósofo digno de tal nombre, debe buscar y procurar en todos sus escritos estas dos cualidades: Claridad y precisión, y esforzarse siempre en parecerse, no a un revuelto e impetuoso torrente, sino más bien a un lago de Suiza, que por su sosiego parece más claro cuanto más profundo, dejando ver su fondo desde el primer momento. [...] El pseduofilósofo, en cambio, siguiendo la máxima de Talleyrand, tratará, por todos los medios, de ocultar bajo las palabras sus pensamientos, o mejor, su falta de pensamiento, atribuyendo a falta de perspicacia del lector la oscuridad de sus filosofemas.

A. Schopenhauer

Cada cual debe ser su propio Bernard Shaw, su propio Jesucristo y su propio Arquímedes.

J. L. Borges

Agradecimientos

A Gustavo, no solo por aceptar ser mi profesor consejero y director de esta tesis, además por ser mi referente intelectual y científico. Gracias por despertar mi admiración.

A Leandro por su infinita paciencia y acompañamiento en este trabajo, por su apoyo y sus consejos.

A miembros del Jurado Examinador. A Sofía Cora, Florencia Vieyro y Jorge Combi.

A mis padres, por todo su apoyo, amor y comprensión. Gracias por toda la educación y valores que me inculcaron, que me ayudaron a ser la persona que soy hoy, por apoyarme en todos mis proyectos, decisiones y equivocaciones. Por la fortaleza de mi madre para seguir adelante y por siempre darme fuerzas. Por el amor y los valores de padre que guardo en mi corazón, sé que estaría muy orgulloso de hasta donde llegué.

A Lucas, Ariel y Matías por ser mis compañeros de materias, de finales y de interminables discusiones. A Cata y Aye por siempre escucharme y hacerme el aguante cuando lo necesitaba. A Sere, por siempre avisarme cuando me tenía que anotar a los finales. A Lautaro (rulo) por ser compañero incansable de estudio y conversación hasta la madrugada. A Luca, Agus, Bruno, Diego y Lolo por siempre hacerme reír y la compañía. A Caro por ser incondicional y siempre poder contar con ella. A los amigos y compañeros que conocí en la facultad, que a muchos considero familia. Gracias por todos estos años de aprendizaje, peleas y risas.

A mis amigos que conocí en el secundario que siempre estuvieron apoyándome.

0. Agradecimientos

—

A la Universidad Nacional de La Plata, por abrirme las puertas y formarme no solo como profesional, además como persona. Por la experiencia de la extensión, de la docencia. Por la humanidad.

—

A mis demás compañeros y profesores de la universidad, por su paciencia.

Resumen

En esta tesis presentamos una investigación sobre los efectos de la inyección de pares electrón-positrón creados por el mecanismo de Bethe-Heitler en fuentes ultraluminosas de rayos X (ULXs). Estas fuentes son sistemas binarios que presentan luminosidades que exceden el límite de Eddington en la banda de los rayos X y se piensa que están formadas por agujeros negros o estrellas de neutrones que acretan materia de una estrella compañera a tasas supercríticas. La presión de radiación infla el disco de acreción en la región interna dentro del radio crítico, donde se expulsan poderosos vientos impulsados por radiación, removiendo una fracción significativa de la masa del sistema. Las paredes del viento forman un embudo cónico de baja densidad a lo largo del eje de simetría, en el cual la radiación de la región más interna del disco se colima geoméricamente y puede llegar a un observador distante si la inclinación del sistema es baja. En el embudo se inyectan partículas que, bajo ciertas condiciones, se aceleran hasta energías relativistas mediante mecanismos de *shocks*. En el entorno del objeto compacto, rico en fotones generados en el disco de acreción y en su viento, la aceleración de protones necesariamente debe producir pares por efecto Bethe-Heitler ($p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$). En esta Tesis calculamos la cantidad de pares inyectados en condiciones típicas de estas fuentes, analizamos los principales canales para su enfriamiento y predecimos la emisividad en rayos gamma de MeV de las ULXs, un rango hasta ahora inexplorado.

Abstract

We investigate the effects of electron-positron pair injection produced by the Bethe-Heitler mechanism in ultraluminous X-ray sources (ULXs). These sources are binary systems with luminosities exceeding the Eddington limit in the X-ray band, and are thought to be black holes or neutron stars accreting matter from a companion star at supercritical rates. The radiation pressure inflates the accretion disk in the inner region, where powerful radiation-driven winds are ejected, removing a significant fraction of the mass of the system. The wind walls form a low-density conical funnel along the symmetry axis, in which radiation from the innermost region of the disk is geometrically collimated and can reach a distant observer if the inclination of the system is low. Particles enter the funnel and, under certain conditions, can be accelerated to relativistic energies by shock mechanisms. The vicinity of the compact object is rich in photons generated by the accretion disk and its wind, and proton acceleration must necessarily lead to pair production via the Bethe-Heitler process ($p + \gamma \rightarrow p + e^+ + e^-$). In this Thesis, we calculate the number of injected pairs under typical conditions of these sources, analyze the main cooling channels, and predict the MeV gamma-ray emissivity of ULXs, an energy range that remains unexplored.

Índice general

Prefacio	iii
Agradecimientos	V
Resumen	VII
Abstract	IX
1. Introducción	1
1.1. Contexto	1
1.1.1. Motivación, actualidad y pertinencia	2
1.2. Objetivos y metodología	3
1.2.1. Objetivos	3
1.2.2. Metodología	4
1.3. Estructura de la tesis	4
2. Principios de astrofísica relativista	7
2.1. Conceptos básicos	7
2.1.1. Partículas elementales	7
2.1.2. Leptones	8
2.1.3. Hadrones	9
2.1.4. Interacción entre partículas	9
2.1.5. Decaimientos	9
2.2. Aceleración de partículas	10
2.2.1. Mecanismo de Fermi de segundo orden	11
2.2.2. Mecanismo de Fermi de primer orden	11
	XI

ÍNDICE GENERAL

2.2.3. Criterio de Hillas	12
2.3. Distribución de partículas	13
2.4. Emisión de partículas	14
2.4.1. Sección eficaz	14
2.4.2. Emisividad	15
2.5. Procesos radiativos	15
2.5.1. Radiación térmica	16
2.5.2. Radiación sincrotrón	16
2.5.3. Compton inverso	17
2.5.4. Interacciones foto-hadrónicas	19
2.5.5. Interacción protón-protón	20
2.5.6. Bremsstrahlung relativista	22
2.5.7. Pérdidas adiabáticas	23
2.6. Absorción	23
2.7. Detección	24
2.8. Agujeros negros	27
2.8.1. Definición formal	27
2.8.2. Agujero negro de Schwarzschild	29
2.9. Sistemas binarios de rayos X	30
2.9.1. Descripción básica	30
2.9.2. Límite de Eddington	32
2.9.3. Regímenes de acreción	32
3. Fuentes ultraluminosas de rayos X	35
3.1. Descubrimiento	35
3.2. Observaciones	36
3.3. Aspectos físicos	36
3.3.1. Discos supercríticos	37
3.3.1.1. Radio crítico	37
3.3.1.2. Captura de fotones	38
3.3.2. Ecuaciones generales de disco supercrítico	39
3.3.3. Temperatura del disco crítico magnetizado	44
3.3.4. Temperatura del disco crítico no magnetizado	44

3.3.5. Vientos	46
3.3.5.1. Temperatura y potencia del viento	48
3.3.6. Embudo	50
3.3.7. <i>Beaming</i>	51
3.3.8. Luminosidad cinética	52
3.3.9. ¿Jets?	52
3.4. Espectros y clasificación de ULXs	53
4. Mecanismo Bethe-Heitler	57
4.1. Descubrimiento	58
4.2. Proceso foto-hadrónico	58
4.3. Comparación con otros procesos	59
5. Modelo	61
5.1. Escenario general	61
5.1.1. Disco	62
5.1.2. Viento	64
5.1.3. Embudo	65
5.1.4. Región de aceleración	66
5.2. Poblaciones de partículas	69
5.2.1. Inyección de partículas primarias	69
5.2.2. Inyección de pares secundarios	70
5.2.3. Tasas de aceleración y enfriamiento	70
5.2.4. Distribución de partículas	73
5.2.5. Absorción	75
5.2.5.1. Contribución del disco	75
5.2.5.2. Contribución de los fotones sincrotrón	79
5.2.5.3. Contribución del viento	80
5.2.6. Distribución espectral de energía	82
6. Discusión y conclusiones	89
6.1. Discusión	89
6.2. Conclusiones	91
6.3. Trabajo a futuro	92

Índice de figuras

2.1. Criterio de Hillas	13
3.1. Esquema del disco	38
3.2. Densidad de energía del viento	49
3.3. Trayectoria de una partícula en el viento	50
3.4. Clasificación de ULXs por tipo de espectro	54
3.5. Esquema de ULX	56
5.1. Perfiles radiales de parámetros del disco supercrítico	63
5.2. Distribuciones radiales de parámetros del viento	65
5.3. Distribuciones de fotones térmicos del disco y del viento en la región de aceleración	68
5.4. Emisividad de pares por mecanismo Bethe-Heitler.	71
5.5. Tasas de aceleración y enfriamiento de electrones en la región de ace- leración	72
5.6. Tasas de aceleración y enfriamiento de protones en la región de ace- leración	74
5.7. Distribución de electrones primarios y secundarios relativistas	76
5.8. Distribución de protones relativistas	77
5.9. Diagrama de aniquilación fotón-fotón por radiación del disco de acreción	78
5.10. Opacidad por aniquilación fotón-fotón en la fuente	81
5.11. SED de escenario χ_1	83
5.12. SED de escenario χ_2	84
5.13. SED de escenario χ_3	85
5.14. SED de escenario χ_1 incluyendo efecto <i>beaming</i>	86

ÍNDICE DE FIGURAS

5.15. SED de escenario χ_2 incluyendo efecto <i>beaming</i>	87
5.16. SED de escenario χ_3 incluyendo efecto <i>beaming</i>	88

Índice de tablas

5.1. Parámetros del viento	66
5.2. Parámetros de la región de aceleración de la ULX	69

Acrónimos

Lista de acrónimos utilizados en esta tesis (notar que las siglas corresponden en casi todos los casos a las utilizadas en el idioma inglés):

- ADAF: Flujo de acreción dominado por advección (*Advection-Dominated Accretion Flow*)
- BB: Cuerpo negro (*Black Body*)
- BH: Agujero negro (*Black Hole*)
- IC: Compton inverso (*Inverse Compton*)
- NT: No térmico (*Non-Thermal*)
- SED: Distribución espectral de energía (*Spectral Energy Distribution*)
- ULX: Fuente ultraluminosa de rayos X (*Ultra-Luminous X-ray Source*)

Capítulo 1

Introducción

1.1. Contexto

Las fuentes ultraluminosas de rayos X (ULXs) son objetos que parecen ser muy luminosos bajo la hipótesis de emisión isotrópica. Se piensa que la mayoría de las ULXs son binarias de rayos X alimentadas por la acreción de un objeto compacto, y sus luminosidades son comparables o superiores a la luminosidad Eddington de una estrella de neutrones o un agujero negro estelar (Colbert & Mushotzky 1999, Kaaret et al. 2017, Fabrika et al. 2021).

Cuando la tasa de acreción supera la tasa de Eddington, el disco de acreción se vuelve supercrítico (Fukue 2004, Ohsuga et al. 2005, Akizuki & Fukue 2006, Ohsuga & Mineshige 2007, Poutanen et al. 2007, Sotomayor & Romero 2022) y las capas exteriores del mismo son eyectadas por la presión de la radiación creando un viento que evacúa la mayor parte del material acretado. En este escenario, las partes externas del disco de acreción permanecen geoméricamente delgadas hasta un cierto radio crítico o de esferización. En radios menores a este, el disco se vuelve geoméricamente grueso a medida que la presión de la radiación lo infla, y cualquier exceso de material se elimina en forma de un viento impulsado por la radiación. Este viento será muy masivo y permanecerá opaco a medida que se aleja del disco.

Por efectos magnetocentrífugos, el viento adopta una geometría cónica en las cercanías del objeto compacto y se forma un embudo de muy baja densidad. La radiación del disco interno puede escapar a través de este embudo y alcanzar un

1. Introducción

observador distante si la inclinación del sistema es baja. La emisión de rayos X aparente de las ULXs será mayor a la intrínseca, debido a este efecto de colimación geométrica. En el viento se pierde suficiente material como para que la tasa de acreción de masa sea aproximadamente igual a la tasa de Eddington en el radio interno del disco. Este modelo de un disco inflado y un viento impulsado por radiación se deriva directamente del modelo de disco supercrítico descrito por primera vez por [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#), y ampliado por [Poutanen et al. \(2007\)](#) y [Middleton et al. \(2015\)](#), entre otros. El modelo ha sido aplicado recientemente por [Abaroa et al. \(2023\)](#) y [Combi et al. \(2024\)](#) a la fuente ULX conocida como NGC 4190 ULX 1.

En esta Tesis investigamos la consecuencia de la aceleración de partículas (en particular, protones) en la región de baja densidad sobre el agujero negro en una ULX, en lo que respecta a la producción de pares por efecto Bethe-Heitler ([Bethe & Heitler 1934](#), [Maximon 1968](#), [Mastichiadis et al. 2005](#), [Romero & Vila 2008](#), [Zheng et al. 2016](#)). Los campos de fotones relevantes en este contexto son el campo de rayos X generado en el borde interno del disco de acreción, y el campo de radiación del viento. Se espera que, a partir de la interacción con estos campos de fotones, se produzcan pares a través de este mecanismo. A su vez, estos pares se enfriarán predominantemente a través de los procesos de emisión sincrotrón y Compton inverso (IC), generando radiación no térmica (NT) en el rango de energías del MeV.

1.1.1. Motivación, actualidad y pertinencia

La investigación presente en esta Tesis combina algunos de los resultados obtenidos previamente con el estudio de procesos de aceleración realizados dentro de otra rama del mismo programa de investigación ([Abaroa et al. 2021](#), [Pittard et al. 2021](#), [Sotomayor & Romero 2022](#), [Martinez et al. 2022](#), [Abaroa et al. 2023](#), [Abaroa et al. 2024a](#), [Abaroa et al. 2024b](#), [Abaroa & Romero 2024a](#), [Abaroa & Romero 2024b](#)).

La realización de este trabajo es particularmente oportuna, ya que se centra en la radiación producida por sistemas súper acretantes en bandas energéticas aún inexploradas mediante el mecanismo Bethe-Heitler. Actualmente no existe ningún detector capaz de observar directamente en esta banda de energía, lo que convierte este estudio teórico en un aporte necesario que podría sentar las bases para futuras observaciones astronómicas.

En la última década, se ha descubierto una gran cantidad de fuentes ULX; sin embargo, aún existen pocos modelos físicos propuestos para describirlas. El análisis de estas fuentes, tanto en sus aspectos dinámicos como radiativos, ha sido objeto de investigaciones recientes que buscan comprender mejor los procesos físicos subyacentes. En particular, hasta el momento no se ha estudiado en detalle la inyección de protones en el embudo ni sus consecuencias, especialmente la creación de pares y la emisión resultante en el rango del MeV.

Este trabajo no se desarrolla de manera aislada, sino que forma parte de un programa de investigación más amplio que incluye a los directores de esta Tesis y otros investigadores.

1.2. Objetivos y metodología

1.2.1. Objetivos

La hipótesis básica es que en las cercanías del agujero negro acretante en una binaria ULX se inyectan protones relativistas, lo que resulta en la generación de pares energéticos de electrones y positrones, por medio de la interacción de Bethe-Heitler.

El objetivo principal de la tesis es caracterizar cuantitativamente la producción de pares debidos al mecanismo de Bethe-Heitler ($p+\gamma \rightarrow p+e^++e^-$) para parámetros característicos de una ULX y estimar la luminosidad producida en la interacción de los pares con los campos ambientales. Los objetivos específicos son:

- Calcular las condiciones físicas en el ducto de colimación de una ULX típica.
- Realizar un cálculo cuantitativo del número de pares inyectados por protones acelerados hasta energías del orden de 10 TeV sobre el agujero negro en la región caracterizada en el objetivo anterior.
- Estudiar los procesos radiativos dominantes para los pares inyectados.
- Explorar el espacio de parámetros utilizando como referencia fuentes típicas como NGC 4190 ULX 1 ya estudiada en el rango de los rayos X por el director

y el codirector propuestos en trabajos publicados (Abaroa et al. 2023, Combi et al. 2024, Cruz-Sanchez et al. 2025).

1.2.2. Metodología

Modelamos discos de acreción supercríticos en ULXs siguiendo el modelo básico desarrollado en Abaroa et al. (2023), Combi et al. (2024) y Cruz-Sanchez et al. (2025), poniendo énfasis en el estudio de los procesos radiativos en el ducto de colimación. Escribimos un código en lenguaje Python para calcular el número de pares generados en el canal en casos con diferentes tasas de acreción sobre el agujero negro. Realizamos un análisis de los mecanismos de enfriamiento dominantes para los pares en función de la energía de los mismos y calculamos la emisión no térmica (NT) y la opacidad del medio a la radiación producida.

1.3. Estructura de la tesis

La presente Tesis está estructurada en cinco capítulos, los cuales se describen brevemente a continuación.

En el Capítulo 2 se exponen los elementos básicos de la astrofísica relativista, que constituyen la base para el desarrollo de nuestra investigación. Describimos brevemente modelo estándar de interacciones entre partículas y los procesos de radiación y absorción. Presentamos una descripción de los sistemas binarios de rayos X y los distintos tipos de regímenes de acreción.

En el Capítulo 3 retomamos los conceptos introducidos al final del capítulo anterior para describir en detalle el objeto astrofísico central de esta tesis: las ULXs. Abordamos aspectos observacionales de estas fuentes, para luego describir la estructura de sus discos de acreción, los vientos supercríticos y el embudo asociado. Para concluir este capítulo, caracterizamos su espectro y presentamos su clasificación.

Dada la relevancia para esta Tesis, en el Capítulo 4 abordamos en detalle el mecanismo de Bethe-Heitler (Bethe & Heitler, 1934).

En el Capítulo 5 describimos los escenarios de ULX analizados, el modelo utilizado en cada caso y los resultados obtenidos, destacando el comportamiento de las poblaciones de partículas involucradas.

Finalmente, en el Capítulo 6, presentamos una discusión sobre el trabajo realizado, las conclusiones derivadas de los resultados obtenidos y las expectativas para trabajos futuros.

Capítulo 2

Principios de astrofísica relativista

La astrofísica relativista es el campo de la física que estudia los procesos de altas energías basados en la física de partículas y las Teorías de la Relatividad (Einstein, 1905, 1915). En este trabajo se analizan procesos radiativos que ocurren en contextos astrofísicos de altas energías, particularmente en fuentes ULXs. Para ello, procedemos en este capítulo a contextualizar el presente estudio mediante la introducción de algunos conceptos fundamentales.

2.1. Conceptos básicos

2.1.1. Partículas elementales

Las partículas elementales se originan a partir de las excitaciones de los campos cuánticos que permean el espacio-tiempo. Sus propiedades incluyen la capacidad de modificar el estado de otras partículas a través de interacciones fundamentales (Tanabashi et al., 2018).

Según el modelo estándar existe un total de doce partículas fundamentales, denominadas fermiones, que tienen espín fraccionario. Estas obedecen la estadística de Fermi-Dirac y el Principio de Exclusión de Pauli. Además, existen cinco bosones de *gauge* con espín entero, los cuales se describen mediante la estadística de Bose-Einstein.

Las doce partículas fundamentales se dividen en dos grupos: los quarks, que poseen carga de color (*red*, *green* y *blue*) y se clasifican de acuerdo a su sabor como

2. Principios de astrofísica relativista

up, *down*, *strange*, *charm*, *top* y *bottom*; y los leptones, que no poseen carga de color y comprenden el *electrón*, el *muón*, el *tau* y las tres generaciones de *neutrinos*.

Estas partículas elementales actúan mediante las interacciones fundamentales, mediadas por bosones:

- La interacción fuerte tiene como bosón mediador el *gluón*, que no posee masa ni carga y une a las partículas con carga de color, formando partículas compuestas como bariones, antibariones y mesones.
- La interacción débil afecta a quarks y leptones, permitiendo el cambio de sabor entre ellos dentro de una misma generación. Sus mediadores son los bosones W^+ y W^- (cargados positivamente y negativamente, respectivamente) y el bosón Z^0 (sin carga). Todos ellos son masivos.
- La interacción electromagnética actúa con partículas cargadas eléctricamente. Su mediador es el *fotón*, que no posee masa ni carga.
- El bosón de *Higgs* dota de masa a las partículas mediante el mecanismo de Higgs.

2.1.2. Leptones

Los leptones son partículas fundamentales que no interactúan mediante la interacción fuerte. Existen seis leptones, clasificados según su carga eléctrica y su número leptónico. El electrón (e^-), el muón (μ) y el tau (τ), ordenados por su masa ($m_e c^2 = 0.511$ MeV, $m_\mu c^2 = 105.66$ MeV y $m_\tau c^2 = 1.77$ GeV, donde $c = 2.998 \times 10^{10}$ cm s⁻¹ es la velocidad de la luz), tienen una carga eléctrica de -1 . Los neutrinos, con carga eléctrica nula, poseen masas muy pequeñas en comparación con otras partículas, y baja probabilidad de interacción. El número leptónico, una cantidad intrínseca de estas partículas, se divide en tres generaciones:

- Generación I: electrón y neutrino electrónico (ν_{e^-}).
- Generación II: muón y neutrino muónico (ν_μ).
- Generación III: tau y neutrino tauónico (ν_τ).

2.1.3. Hadrones

Mediante la interacción fuerte, los quarks se combinan para formar partículas compuestas llamadas hadrones. Existen tres tipos de hadrones: bariones, antibariones y mesones.

- Los bariones están formados por tres quarks. Los bariones más relevantes son los protones (uud), con carga eléctrica $+1$ y masa $m_p c^2 = 0.938$ GeV, y los neutrones (udd), con carga nula y masa $m_n c^2 = 0.940$ GeV. El protón es el barión más ligero y estable; los demás bariones son inestables y decaen.
- Los antibariones son las antipartículas de los bariones y están compuestos por tres antiquarks.
- Los mesones están formados por un par quark-antiquark. Los menos masivos son los piones: $\pi^+ \equiv u\bar{d}$ (carga positiva), $\pi^- \equiv d\bar{u}$ (carga negativa), con masas $m_{\pi^\pm} c^2 = 0.14$ GeV, y $\pi^0 \equiv u\bar{u}$ (carga nula), con masa $m_{\pi^0} c^2 = 0.135$ GeV.

2.1.4. Interacción entre partículas

Las partículas interactúan con diferentes campos ambientales, como lo son el campo magnético, de materia o radiación. Estas interacciones pueden modificar sus trayectorias, cambiar su especie o generar nuevas partículas y radiación.

El resultado de estas interacciones está completamente determinado por las condiciones iniciales, las interacciones fundamentales involucradas y las leyes de conservación. Cuanto mayor sea la energía de las partículas, mayor será el rango de posibles interacciones.

2.1.5. Decaimientos

El decaimiento de una partícula es el proceso mediante el cual su energía se transforma en un conjunto de partículas de menor energía. Los decaimientos se clasifican según la interacción que los origina:

- Decaimiento electromagnético: en este tipo de decaimiento, los quarks emiten el exceso de energía en forma de fotones sin crear nuevos quarks. Un ejemplo relevante es el decaimiento del pión neutro en dos fotones: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$.

2. Principios de astrofísica relativista

- Decaimiento fuerte: ocurre mediante la interacción fuerte, con creación de quarks, y tiene una duración extremadamente breve.
- Decaimiento débil: se da a través de la interacción débil y está asociado a la creación de quarks mediante bosones W^\pm . Un ejemplo relevante es el decaimiento del neutrón: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$.

2.2. Aceleración de partículas

Las partículas alcanzan velocidades o energías relativistas cuando su energía cinética es comparable o superior a su energía en reposo $E_0 = m_0c^2$. En este contexto, la velocidad de las partículas involucradas es una fracción significativa de la velocidad de la luz, y su factor de Lorentz es mayor a 1:

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta^2}}, \quad (2.1)$$

donde $\beta = v/c$.

Una partícula cargada puede ser acelerada en presencia de un campo electromagnético. En términos generales, su interacción con un campo electromagnético está descrita por la fuerza de Lorentz:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right), \quad (2.2)$$

donde \vec{v} es la velocidad de la partícula, e su carga eléctrica, y \vec{E} y \vec{B} los campos eléctrico y magnético, respectivamente.

La fuerza de Lorentz se descompone en dos términos: el primer término, asociado al campo eléctrico, aumenta el módulo de la velocidad de la partícula y, por ende, su energía; el segundo término, relacionado con el campo magnético, modifica únicamente la dirección de la velocidad, haciendo que la partícula describa un movimiento helicoidal. La aceleración de una partícula cargada en un campo electromagnético se debe principalmente a la diferencia de potencial eléctrico ΔV .

2.2.1. Mecanismo de Fermi de segundo orden

Propuesto originalmente por Enrico Fermi en 1949 (Fermi, 1949) el mecanismo de aceleración de partículas de segundo orden se basa en la existencia de nubes turbulentas magnetizadas en una cierta región del espacio. Estas nubes contienen irregularidades magnéticas que dispersan partículas cargadas, actuando como *espejos magnéticos* en colisiones elásticas.

Las partículas cargadas entran en la nube con un ángulo y cuadrimomento inicial, se dispersan dentro de ella y emergen con un ángulo diferente y un cuadrimomento modificado, ganando energía en el proceso. La variación neta de energía para una partícula con energía inicial E es:

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \approx \frac{4}{3} \beta^2, \quad (2.3)$$

donde β es la razón entre la velocidad de la nube y la velocidad de la luz, siendo $\beta \ll 1$. Este mecanismo es poco eficiente debido a la baja velocidad típica de las nubes turbulentas.

2.2.2. Mecanismo de Fermi de primer orden

En la década de 1970, varios autores (Bell 1978, Blandford & Ostriker 1978, entre otros) mejoraron la teoría de Fermi introduciendo un frente de choque supersónico, no relativista, en la región de aceleración.

Un frente de choque, o *shock*, es una perturbación que se propaga con una velocidad mayor a la velocidad del sonido en un cierto fluido, provocando discontinuidades en los parámetros físicos del mismo. Las condiciones entre las regiones pre-shock y post-shock están relacionadas mediante las ecuaciones de Rankine-Hugoniot, derivadas de las leyes de conservación de la masa (C_m), el momento (C_p) y la energía (C_e) (Lamers & Cassinelli, 1999):

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 = C_m, \quad (2.4)$$

$$\rho_1 v_1^2 + p_1 = \rho_2 v_2^2 + p_2 = C_p, \quad (2.5)$$

$$\frac{1}{2} v_1^2 + \frac{5}{2} \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{1}{2} v_2^2 + \frac{5}{2} \frac{p_2}{\rho_2} = C_e, \quad (2.6)$$

2. Principios de astrofísica relativista

donde $v_{1,2}$ son las velocidades, $\rho_{1,2}$ las densidades y $p_{1,2}$ las presiones en las regiones pre-shock y post-shock, respectivamente.

En este mecanismo, las partículas cargadas interactúan repetidamente con las irregularidades magnéticas en las regiones pre-shock y post-shock, ganando energía en cada rebote. La ganancia de energía neta por ciclo está dada por:

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \approx \frac{4}{3} \left(\frac{\xi - 1}{\xi} \right) \frac{V_s}{c}, \quad (2.7)$$

donde V_s es la velocidad del choque fuerte y $\xi = 4$ es el índice de compresión en un shock no relativista. Como el factor $\beta = V_s/c$ es de orden uno, este mecanismo es mucho más eficiente que el descrito en la subsección anterior. La tasa de ganancia de energía es:

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{ac} = \eta e Z c B, \quad (2.8)$$

donde Z es el número atómico, η representa la eficiencia del mecanismo de aceleración, y depende del coeficiente de difusión D , el cual a su vez depende de la velocidad del shock y el ángulo entre el campo magnético y la normal al frente de choque. El coeficiente de difusión mínimo es el de Bohm, y está dado por:

$$D_{\text{Bohm}} = \frac{1}{3} r_L c, \quad (2.9)$$

donde r_L es el radio de Larmor de la partícula.

2.2.3. Criterio de Hillas

El criterio de Hillas (Hillas, 1984) establece la energía máxima que una partícula puede alcanzar en un acelerador astrofísico, dependiendo del tamaño de la región de aceleración l y del campo magnético B . Para una partícula relativista con carga Ze , la energía máxima está dada por:

$$E_{\text{max}} = l Z e B. \quad (2.10)$$

Este criterio permite determinar qué fuentes astrofísicas pueden acelerar partículas a energías específicas, como se ilustra en la Fig. 2.1.

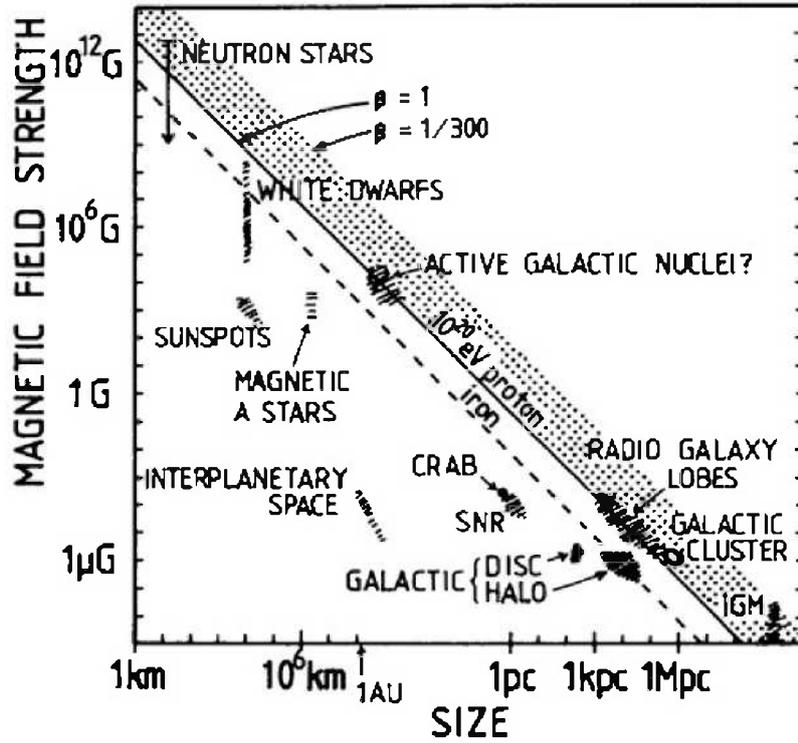


Figura 2.1. Intensidad del campo magnético y tamaño de posibles sitios de aceleración de partículas. Los objetos por debajo de la línea diagonal no pueden acelerar protones hasta 10^{20} eV. Reproducido de [Hillas \(1984\)](#).

2.3. Distribución de partículas

Una población de partículas relativistas en un medio dado se caracteriza mediante la distribución

$$n(E, \vec{r}, t) = \frac{dN}{dE dV}, \quad (2.11)$$

que representa el número de partículas en un tiempo t , en la posición \vec{r} , con un intervalo de energía dE y por unidad de volumen dV . La evolución de esta distribución se describe mediante la ecuación de transporte ([Ginzburg & Syrovatskii, 1964](#)):

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \nabla \cdot (D \nabla n) + \frac{\partial (bn)}{\partial E} + \frac{n}{T} = Q(E, \vec{r}, t). \quad (2.12)$$

Respecto al miembro derecho de esta ecuación, $Q(E, \vec{r}, t)$ describe la función de

2. Principios de astrofísica relativista

inyección de partículas en el medio. En el caso de partículas relativistas aceleradas mediante mecanismos difusivos (como los mecanismos de Fermi), esta función sigue típicamente una ley de potencia con un índice dado. Respecto al miembro izquierdo, el segundo término modela los procesos de difusión, donde el coeficiente $D(\vec{r}, E)$ caracteriza la propagación de partículas desde regiones de baja entropía y alta densidad, hacia regiones de alta entropía y baja densidad. El tercer término incluye las pérdidas de energía de las partículas, donde $b = dE/dt < 0$ representa las pérdidas radiativas debidas a la interacción con los campos ambientales. Por último, el cuarto término describe la remoción de partículas debido a procesos como convección, decaimiento o aniquilación, siendo T la escala temporal asociada a estos procesos.

2.4. Emisión de partículas

La intensidad I se define como el número de partículas incidentes por unidad de área, por unidad de ángulo sólido y por unidad de tiempo sobre un detector no especificado. Al integrar esta cantidad sobre el ángulo sólido, se obtiene el *flujo*. Las partículas detectadas tienen una distribución $n(E, \vec{r}, t)$, que representa el número de partículas por unidad de energía, volumen y tiempo.

2.4.1. Sección eficaz

Una cantidad fundamental en la interacción entre partículas es la sección eficaz σ . Consideremos una región dV del espacio con una densidad de partículas n_b , llamadas partículas blanco. Si esta región es atravesada por partículas con densidad n_a , velocidad v_a y durante un tiempo dt , el número de interacciones dN_i entre las poblaciones de partículas a y b está dado por:

$$dN_i = d\sigma_i (n_a v_a dt) (n_b dV), \quad (2.13)$$

donde $d\sigma_i$ es la *sección eficaz diferencial*, que describe la probabilidad de la interacción i entre las dos especies de partículas. Por esta razón, es invariante relativista.

Para tener en cuenta todos los posibles procesos entre partículas, la sección eficaz total se calcula sumando las secciones eficaces de cada interacción.

2.4.2. Emisividad

La emisividad es una cantidad que describe el número de partículas o la radiación producida por una interacción q_i , por unidad de energía, volumen, ángulo sólido y tiempo. Su definición matemática general es:

$$q_i(E_c, \Omega_c, \vec{r}_c) = \oint d\Omega_a \int dE_a \oint d\Omega_b \int dE_b n_a(E_a, \Omega_a, \vec{r}_a) n_b(E_b, \Omega_b, \vec{r}_b) \times v_r (1 - \vec{\beta}_a \cdot \vec{\beta}_b) \frac{d\sigma}{dE_c d\Omega_c}, \quad (2.14)$$

donde v_r es la velocidad relativa entre las especies de partículas en la interacción y $\vec{\beta}_a \cdot \vec{\beta}_b = \beta_a \beta_b \cos \theta$, donde θ es el ángulo de interacción.

La emisividad es una cantidad fundamental, ya que contiene toda la información de las partículas salientes en un proceso dado. Integrando la emisividad sobre el volumen de emisión y multiplicando por la energía, se puede calcular la luminosidad L_i .

2.5. Procesos radiativos

Las partículas relativistas pueden enfriarse mediante distintos procesos. Durante este enfriamiento las partículas emiten radiación, cuya naturaleza está determinada por la distribución de las partículas emisoras y las propiedades del campo ambiental asociado al enfriamiento. En este proceso se emite radiación NT.

El tiempo característico de enfriamiento está relacionado con la tasa total de pérdida de energía b de las partículas en la ecuación de transporte (ver Ec. 2.12):

$$b = \frac{dE}{dt} \approx \frac{-E}{t_{\text{enf}}}, \quad (2.15)$$

donde el tiempo total de enfriamiento, t_{enf} , se expresa como:

$$t_{\text{enf}}^{-1} = \sum_i t_i^{-1}, \quad (2.16)$$

con t_i representando los tiempos de enfriamiento asociados a cada uno de los procesos involucrados.

2.5.1. Radiación térmica

Cuando un gas compuesto por partículas cargadas se calienta debido a interacciones coulombianas, se produce radiación libre-libre en forma de radiación térmica. En equilibrio termodinámico, este gas tiene una temperatura definida que determina sus características radiativas.

Para modelar la radiación térmica se utiliza el modelo de cuerpo negro (BB), que representa un emisor radiativo perfecto. El espectro de emisión de un BB, en función de la energía y la temperatura T del gas, está dado por la Ley de Planck:

$$n_{\text{BB}}(E_{\text{ph}}) = \frac{8\pi}{h^3 c^3} \left[\frac{E_{\text{ph}}^2}{\exp(E_{\text{ph}}/k_{\text{B}}T) - 1} \right], \quad (2.17)$$

donde k_{B} es la constante de Boltzmann y h es la constante de Planck.

El máximo de emisión está determinado por la Ley de Desplazamiento de Wien:

$$E_{\text{ph,max}} \approx 1.59 k_{\text{B}}T, \quad (2.18)$$

y la energía promedio de los fotones se calcula como:

$$\langle E_{\text{ph}} \rangle = 2.7 k_{\text{B}}T. \quad (2.19)$$

2.5.2. Radiación sincrotrón

Toda partícula cargada que se acelera emite radiación. En particular, una partícula cargada que se mueve en un campo magnético está sometida a la fuerza de Lorentz (ver Ec. 2.2):

$$\frac{d(\gamma m \vec{v})}{dt} = \frac{e}{c} (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (2.20)$$

Como esta fuerza es perpendicular a la dirección de movimiento, no modifica el módulo de la velocidad de la partícula, pero la hace describir un movimiento helicoidal. El ángulo α entre la dirección de movimiento de la partícula y el campo magnético se denomina *pitch angle*.

La potencia total radiada se expresa como:

$$P = \frac{2}{3} \left(\frac{m_e}{m} \right)^2 c r_e^2 \beta^2 \gamma^2 B^2 \sin^2(\alpha), \quad (2.21)$$

donde r_e es el radio clásico del electrón. Para partículas relativistas, promediando sobre el ángulo α , la pérdida de energía por radiación sincrotrón es:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{sinc}} = -\frac{4}{3} \left(\frac{m_e}{m}\right)^2 c \sigma_T \gamma^2 U_{\text{mag}}, \quad (2.22)$$

donde σ_T es la sección eficaz de Thomson y $U_{\text{mag}} = B^2/8\pi$ es la densidad de energía magnética.

La potencia específica de radiación sincrotrón es:

$$P_{\text{sinc}}(E, E_\gamma, \alpha) = \frac{\sqrt{3}e^3 B E_\gamma}{hmc^2 E_c} \int_{E_\gamma/E_c}^{\infty} d\xi K_{5/3}(\xi), \quad (2.23)$$

donde $K_{5/3}(\xi)$ es una función de Bessel de segundo orden y la energía característica se define como:

$$E_c = \frac{3}{4\pi} \frac{e h B \sin \alpha}{m c} \left(\frac{E}{m c^2}\right)^2, \quad (2.24)$$

y el máximo de potencia ocurre para $E_{\text{ph,max}} \approx 0.29 E_c$.

La luminosidad sincrotrón de una población de partículas con distribución $n(E)$, dentro de un rango de energías E_{min} y E_{max} , está dada por:

$$L_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma \int_V d^3r \int_{\Omega_\alpha} d\alpha \sin \alpha \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} dE n(E) P_{\text{sinc}}. \quad (2.25)$$

2.5.3. Compton inverso

La dispersión Compton inversa (IC) es el proceso mediante el cual un fotón gana energía en una colisión inelástica con un electrón relativista:

$$e^- + \gamma \rightarrow e^- + \gamma. \quad (2.26)$$

La energía E'_γ del fotón dispersado en el sistema de referencia del electrón está dada por:

$$E'_\gamma = \frac{E'_{\text{ph}}}{1 + (E'_{\text{ph}}/m_e c^2) (1 - \cos \theta'_2)}, \quad (2.27)$$

donde las variables con apóstrofe (') corresponden al sistema de referencia del electrón, mientras que aquellas sin apóstrofe pertenecen al sistema de laboratorio. Aquí, E'_{ph}

2. Principios de astrofísica relativista

es la energía del fotón incidente y θ'_2 es el ángulo de dispersión. En el sistema de laboratorio, la energía del fotón dispersado es:

$$E_\gamma = \gamma_e E'_\gamma (1 - \beta \cos \theta'_2), \quad (2.28)$$

donde γ_e es el factor de Lorentz del electrón antes de la colisión.

En el régimen en el que $E_e E_{\text{ph}} \ll m_e^2 c^4$, la interacción ocurre en el *límite de Thomson*. En este caso, la dispersión es prácticamente elástica en el sistema de referencia del electrón, y $E'_\gamma \approx E'_{\text{ph}}$. En este régimen, las pérdidas de energía de los electrones son pequeñas, aunque los fotones dispersados pueden adquirir energías considerables.

Por otro lado, si $E_e E_{\text{ph}} \gg m_e^2 c^4$, 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 de energía son elevadas. Sin embargo, debido a que la sección eficaz disminuye significativamente en este régimen, la probabilidad de interacción es mucho menor, lo que hace que el enfriamiento de los electrones sea ineficiente.

La tasa de pérdida de energía para un electrón inmerso en un campo de radiación isotrópico $n_{\text{ph}}(E_{\text{ph}})$, debido a la dispersión IC, se expresa como:

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{IC}} = - \int_{E_{\text{ph}}^{\text{min}}}^{E_{\text{ph}}^{\text{max}}} dE_{\text{ph}} \int_{E_{\text{ph}}}^{E_{\text{ph}}^{\text{max}}} dE_\gamma (E_\gamma - E_{\text{ph}}) P_{\text{IC}}, \quad (2.29)$$

donde (Blumenthal & Gould, 1970):

$$P_{\text{IC}}(E_{\text{ph}}, E_\gamma, \gamma_e) = \frac{3\sigma_{\text{TC}} n_{\text{ph}}(E_{\text{ph}})}{4\gamma_e^2 E_{\text{ph}}} F(q), \quad (2.30)$$

$$F(q) = 2q \ln q + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2}(1 - q) \frac{(\Gamma q)^2}{1 + \Gamma q}, \quad (2.31)$$

y

$$\Gamma = \frac{4E_{\text{ph}} E_e}{m_e^2 c^4}, \quad q = \frac{E_\gamma}{\Gamma E_e (1 - E_\gamma/E_e)}. \quad (2.32)$$

Dada una distribución de energía de electrones relativistas $n_e(E_e)$ en un volumen V , la luminosidad IC emitida se calcula como:

$$L_{\text{IC}}(E_\gamma) = E_\gamma^2 \int_V d^3r \int_{E_{\text{ph}}^{\text{min}}}^{E_e^{\text{max}}} \int_{E_{\text{ph}}^{\text{min}}}^{E_{\text{ph}}^{\text{max}}} dE_e dE_{\text{ph}} n_e(E_e) P_{\text{IC}}(E_{\text{ph}}, E_\gamma, \gamma_e). \quad (2.33)$$

2.5.4. Interacciones foto-hadrónicas

En este tipo de interacciones, un protón relativista interactúa con un fotón ambiental, dando como resultado la aniquilación del fotón y la creación de leptones. Este tipo de interacción tiene dos canales principales dependiendo de la energía involucrada: el mecanismo Bethe-Heitler y la creación de mesones. Dada su relevancia para esta tesis, el mecanismo Bethe-Heitler se describirá en detalle en la Sec. 4.

Si la energía del fotón supera el umbral de $\epsilon_\gamma = m_\pi(1 + m_\pi/2m_p) \approx 144.7$ MeV, ocurre la producción de foto-mesones:

$$p + \gamma \rightarrow p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (2.34)$$

$$p + \gamma \rightarrow n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (2.35)$$

donde a y b son las multiplicidades de los piones. Los piones neutros y cargados decaen principalmente como:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (2.36)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.37)$$

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma. \quad (2.38)$$

A su vez, los muones decaen en electrones y neutrinos:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.39)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (2.40)$$

La tasa de pérdida de energía de un protón con factor de Lorentz γ_p , inmerso en un campo de fotones $n_{\text{ph}}(E_{\text{ph}})$, puede parametrizarse como (Begelman et al., 1990):

2. Principios de astrofísica relativista

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{p\gamma} = -\frac{m_p c^3}{2\gamma_p} \int_{E'_{\text{ph}}/2\gamma_p}^{E_{\text{ph}}^{\text{max}}} \frac{n_{\text{ph}}(E_{\text{ph}})}{E_{\text{ph}}^2} \int_{E'_{\text{ph}}}^{2\gamma_p E_{\text{ph}}} \sigma_{p\gamma}^i(E'_{\text{ph}}) \kappa_{p\gamma}^i(E'_{\text{ph}}) E'_{\text{ph}} dE'_{\text{ph}}, \quad (2.41)$$

donde $\sigma_{p\gamma}^i$ es la sección eficaz, $\kappa_{p\gamma}^i$ la inelasticidad del proceso, y $i = e^\pm, \pi$ indica el canal de interacción.

Para calcular la emisividad de rayos gamma producto del decaimiento de los piones neutros, se puede utilizar la aproximación de la función δ (Atoyan & Dermer, 2003). En esta aproximación, se supone que la energía de cada tipo de partícula creada durante la interacción tiene un único valor. Si la inelasticidad en la producción de un único pion neutro es $\kappa_1 \approx 0.2$, entonces la energía de los piones neutros es $E_{\pi^0} = 0.2E_p$, y la energía de cada fotón resultante del decaimiento es $E_\gamma = 0.5E_{\pi^0} = 0.1E_p$. En el caso de la producción de múltiples piones, se aplica un tratamiento similar.

La emisividad de rayos gamma puede expresarse como:

$$q_\gamma(E_\gamma) = 20(1 - \xi P_1) \omega_{p\gamma, \pi}(10E_\gamma) n_p(10E_\gamma), \quad (2.42)$$

donde $\xi = 0.5$ es la probabilidad de que el protón se convierta en un neutrón con la emisión de un π^+ , P_1 es la probabilidad de que la interacción ocurra a través del canal de creación de un único pion, y $\omega_{p\gamma, \pi}(E_p)$ es la tasa de colisiones, definida como:

$$\omega_{p\gamma}(\gamma_p) = \frac{m_p c^3}{2\gamma_p} \int_{E'_{\text{ph}}/2\gamma_p}^{E_{\text{ph}}^{\text{max}}} \frac{n_{\text{ph}}(E_{\text{ph}})}{E_{\text{ph}}^2} dE_{\text{ph}} \int_{E'_{\text{ph}}}^{2\gamma_p E_{\text{ph}}} \sigma_{p\gamma}^\pi(E'_{\text{ph}}) E'_{\text{ph}} dE'_{\text{ph}}. \quad (2.43)$$

2.5.5. Interacción protón-protón

En la colisión inelástica de protones relativistas con protones no relativistas ambientales, se produce la creación de mesones. La interacción con el umbral de energía más bajo es la producción de piones:

$$p + p \longrightarrow p + p + \pi^0 + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (2.44)$$

$$p + p \longrightarrow p + p + \pi^0 + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (2.45)$$

$$p + p \longrightarrow n + n + 2\pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-), \quad (2.46)$$

donde a y b son números enteros positivos. El umbral de energía cinética para producir un único π^0 , es decir, la interacción menos energética posible, es:

$$T_p^{\text{th}} = 2m_{\pi^0} \left(1 + \frac{m_{\pi^0}}{4m_p} \right) \approx 280 \text{ MeV}. \quad (2.47)$$

Posteriormente, los mesones producidos decaen de la siguiente manera:

$$\pi^0 \longrightarrow 2\gamma, \quad (2.48)$$

donde el pión neutro en reposo tiene una energía de 135 MeV, de modo que los fotones emergen con una energía de $E_\gamma = 0.5m_{\pi^0}c^2 \approx 67.5 \text{ MeV}$. Los decaimientos de otros productos incluyen:

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (2.49)$$

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (2.50)$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \quad (2.51)$$

Los muones también decaen en electrones, neutrinos y sus correspondientes antipartículas:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (2.52)$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (2.53)$$

La sección eficaz diferencial de esta interacción puede aproximarse utilizando la *funcional delta* (Aharonian & Atoyan, 2000):

$$\frac{d\sigma_{\pi^0}}{dE_{\pi^0}}(E_p, E_{\pi^0}) = \delta(E_{\pi^0} - \kappa_{pp}T_p)\sigma_{pp}(E_p), \quad (2.54)$$

donde la inelasticidad para un amplio rango de energías es $\kappa_{pp} \approx 0.17$ (Gaisser, 1990). La sección eficaz total se puede parametrizar como (Kelner et al., 2006):

$$\sigma_{pp} = (34.3 + 1.88L + 0.25L^2) \left[1 - \left(\frac{E_p^{\text{th}}}{E_p} \right)^4 \right]^2, \quad (2.55)$$

donde:

2. Principios de astrofísica relativista

$$L = \ln \left(\frac{E_p}{1 \text{ TeV}} \right), \quad (2.56)$$

$$E_p^{\text{th}} = T_p^{\text{th}} + m_p c^2 \approx 1.22 \text{ GeV}. \quad (2.57)$$

La tasa de pérdida de energía por procesos pp para un protón de energía E_p que interacciona con protones del medio, con densidad n_H , es:

$$\left(\frac{dE_p}{dt} \right)_{pp} = -c n_H K_{pp} E_p \sigma_{pp}(E_p) \Theta(E_p - E_p^{\text{th}}), \quad (2.58)$$

donde la inelasticidad es $K_{pp} \approx 0.5$, y Θ es la función de Heaviside que asegura que la interacción ocurra por encima del umbral energético.

La emisividad de los piones neutros está dada por:

$$q_{\pi^0}(E_{\pi^0}) = c n_H \int_{E_p^{\text{min}}}^{E_p^{\text{max}}} N_p(E_p) \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dE_{\pi^0}}(E_p, E_{\pi^0}) dE_p. \quad (2.59)$$

Usando la aproximación de la sección eficaz de la Ec. (2.54), la emisividad se simplifica como:

$$q_{\pi^0}(E_{\pi^0}) = \frac{c n_H}{\kappa_{pp}} N_p \left(m_p c^2 + \frac{E_{\pi^0}}{\kappa_{pp}} \right) \sigma_{pp} \left(m_p c^2 + \frac{E_{\pi^0}}{\kappa_{pp}} \right). \quad (2.60)$$

Finalmente, la emisividad de fotones producto del decaimiento de los piones neutros es:

$$q_\gamma(E_\gamma) = 2 \int_{E_{\pi^0}^{\text{min}}}^{\infty} \frac{q_{\pi^0}(E_{\pi^0})}{\sqrt{E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2 c^4}} dE_{\pi^0}, \quad (2.61)$$

donde

$$E_{\pi^0}^{\text{min}}(E_\gamma) = E_\gamma + \frac{m_{\pi^0}^2 c^4}{4E_\gamma}. \quad (2.62)$$

2.5.6. Bremsstrahlung relativista

La radiación Bremsstrahlung relativista se genera cuando un electrón es acelerado en el campo electrostático de un núcleo o de otra partícula cargada. Durante esta interacción, el electrón pierde una parte significativa de su energía, la cual es emitida en forma de fotones altamente energéticos.

La tasa de enfriamiento para un electrón con energía E_e , en un plasma compuesto por núcleos completamente ionizados de carga eZ y densidad numérica n_p , está dada por:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{Br}} = -4\alpha_{\text{fs}} r_e^2 Z^2 c n_p E_e \left[\ln\left(\frac{2E_e}{m_e c^2}\right) - \frac{1}{3} \right], \quad (2.63)$$

donde α_{fs} es la constante de estructura fina.

La sección eficaz diferencial para esta interacción está dada por (Berezinskii et al., 1990):

$$\frac{d\sigma_{\text{Br}}}{dE_\gamma}(E_e, E_\gamma) = \frac{4\alpha_{\text{fs}} r_e^2 Z^2}{E_\gamma} \phi(E_e, E_\gamma), \quad (2.64)$$

donde $\phi(E_e, E_\gamma)$ es una función que depende del estado de ionización del gas.

Se puede demostrar que la luminosidad total producida por radiación Bremsstrahlung relativista, debido a una distribución de electrones $n_e(E_e)$ inmersa en un medio con densidad n_p , está dada por (Blumenthal & Gould, 1970):

$$L_\gamma(E_\gamma) = E_\gamma^2 c n_p \int_V d^3r \int_{E_e^{\text{min}}}^{E_e^{\text{max}}} dE_e \frac{d\sigma}{dE_\gamma}(E_e, E_\gamma) n_e(E_e), \quad (2.65)$$

donde V es el volumen de la región de emisión, y E_e^{min} y E_e^{max} delimitan el rango de energías de los electrones.

2.5.7. Pérdidas adiabáticas

Las pérdidas adiabáticas se generan debido al trabajo realizado por las partículas durante la expansión del gas (Bosch-Ramon et al., 2006):

$$t_{\text{ad}}^{-1} = \frac{2}{3} \frac{v_{\text{gas}}}{R}, \quad (2.66)$$

donde v_{gas} es la velocidad macroscópica del gas y R es el radio de la región donde se ubica el mismo.

2.6. Absorción

La absorción producida en la fuente puede ser significativa, reduciendo drásticamente la luminosidad recibida en los detectores. El mecanismo principal de absorción

2. Principios de astrofísica relativista

en estas fuentes es la aniquilación de fotones en pares electrón-positrón. Este proceso debe cumplir la condición energética entre los fotones provenientes del disco, E_{ph} , y los fotones gamma, E_γ , tal que $s_0 \geq 1$, donde:

$$s_0 = \frac{E_{\text{ph}} E_\gamma \cos(\theta)}{2(m_e c^2)^2}, \quad (2.67)$$

con θ el ángulo de interacción entre los fotones.

La profundidad óptica, τ , cuantifica cuán opaca es una región debido a un mecanismo de absorción específico. Sí $\tau > 1$, se dice que la región es opaca a la radiación u *ópticamente gruesa*, mientras que si $\tau < 1$, se considera transparente u *ópticamente delgada*.

El diferencial de profundidad óptica debido a la aniquilación de fotones, en una población de fotones $n_{\text{ph}}(\epsilon, l)$, se define como:

$$d\tau_{\gamma\gamma} = (1 - \hat{e}_{\text{ph}} \cdot \hat{e}_\epsilon) n_{\text{ph}}(\epsilon, l) \sigma_{\gamma\gamma}^{\text{abs}} d\epsilon d\Omega dl, \quad (2.68)$$

donde $\hat{e}_\gamma \cdot \hat{e}_{\text{ph}}$ representa el producto escalar de los versores de los fotones gamma y del disco, $\sigma_{\gamma\gamma}$ es la sección eficaz de interacción y l es la longitud donde se produce la absorción. La sección eficaz para esta interacción está dada por [Gould & Schröder \(1967\)](#):

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{\text{abs}}(E_\gamma, E) = \frac{\pi r_0^2}{2} (1 - \xi^2) \left[2\xi(\xi^2 - 2) + (3 - \xi^4) \ln \left(\frac{1 + \xi}{1 - \xi} \right) \right], \quad (2.69)$$

donde el parámetro ξ está definido como

$$\xi = \left[1 - \frac{2(m_e c^2)^2}{E_\gamma E_{\text{ph}} (1 - \hat{e}_\gamma \cdot \hat{e}_{\text{ph}})} \right]^{1/2}. \quad (2.70)$$

La profundidad óptica es el resultado de una integral a lo largo de la trayectoria, donde la dependencia angular es muy relevante.

2.7. Detección

En esta sección presentamos los posibles detectores que podrían observar las fuentes modeladas en este trabajo, además de una breve descripción de cada uno de ellos.

Un aspecto fundamental en los modelos teóricos es su validación a través de observaciones experimentales. La detección en astrofísica de altas energías es un desafío, debido a la gran cantidad de ruido de fondo en comparación con los fotones provenientes de la fuente de interés. En las fuentes astrofísicas de esta Tesis la emisión de rayos X es significativa, abarcando la banda de energía entre 0.1 keV y 1000 keV. Sin embargo, debido a la emisión NT caracterizada en este capítulo, también se espera una componente de rayos gamma, es decir, fotones con energías superiores a 1 MeV. Esto implica la necesidad de cubrir un amplio rango de energías mediante distintos instrumentos de observación. A continuación, se describen los principales telescopios que observan a estas longitudes de onda.

XMM-Newton

El telescopio espacial *XMM-Newton*, operado por la Agencia Espacial Europea (ESA) tiene como misión principal la observación de fuentes de rayos X, como sistemas binarios, estrellas de neutrones y supernovas. Este instrumento opera en el rango de 0.15 a 15 keV (cubriendo rayos X suaves y duros) con una resolución espacial de 1.1" para MOS1/2 y de 4.1" para PN.

NuSTAR

El *Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR)* es un telescopio espacial estadounidense diseñado para detectar en la observación de rayos X de alta energía. *NuSTAR* es especialmente útil para estudiar fuentes de rayos X en el universo cercano y distante. Su rango de observación comprende de 3 a 79 keV y cuenta con una resolución angular de 9.5 segundos de arco.

Chandra

El *Chandra X-ray Observatory*, operado por la NASA, es un telescopio espacial especializado en la observación de rayos X. *Chandra* cubre un amplio espectro energético, desde 0.1 hasta 10 keV, permitiendo el estudio detallado de diversos fenómenos astrofísicos. Su resolución alcanza aproximadamente 0.5 segundos de arco, lo que lo convierte en uno de los telescopios de rayos X con mayor precisión angular.

2. Principios de astrofísica relativista

Fermi

El telescopio espacial *Fermi-LAT*, de la NASA, está diseñado para detectar rayos gamma de alta energía. Ha proporcionado información clave sobre la materia y la energía en el universo, permitiendo avances significativos en física de partículas y astrofísica. *Fermi-LAT* cubre un amplio rango energético, desde 20 MeV hasta más de 300 GeV.

e-ASTROGAM

Este es el detector de rayos gamma de mayor relevancia para nuestra investigación, ya que detectaría energías en el rango del MeV (de Angelis et al., 2018). *e-ASTROGAM* es un concepto de misión de rayos gamma propuesto en respuesta a la convocatoria de la ESA para la quinta misión de tamaño medio del *Cosmic Vision Science Programme*. La fecha de lanzamiento propuesta es 2029. Esta misión se concibe como un detector multimensajero, integrando detectores de ondas gravitacionales, y medición de radiación gamma.

Uno de los principales requisitos de *e-ASTROGAM* es mejorar drásticamente la sensibilidad de detección en una región del espectro electromagnético, el denominado dominio MeV, que aún es en gran medida desconocido. *e-ASTROGAM* está diseñado para lograr una amplia cobertura de energía en la banda de 0.3 MeV a 3 GeV, con una mejora de uno a dos órdenes de magnitud en la sensibilidad del continuo en el rango de 0.3 MeV – 100 MeV en comparación con instrumentos anteriores como COMPTEL.

Otro objetivo importante es mejorar significativamente la resolución angular en comparación con misiones pasadas y actuales. Así, la resolución angular de *e-ASTROGAM* será superior en el rango MeV y por encima de unos cientos de MeV, mejorando a *CGRO/COMPTEL* y *Fermi-LAT* en casi un factor de 4 a 1 MeV y 1 GeV, respectivamente. La resolución angular objetivo ($\leq 1.5^\circ$ para energías < 100 MeV y $\leq 0.2^\circ$ para energías entre 100 MeV y 1 GeV) está cerca del límite físico para la dispersión Compton, el cual está determinado por el ensanchamiento Doppler inducido por la velocidad de los electrones del átomo. Para la producción de pares de baja energía, el límite está dado por el radio nuclear. La resolución angular de *e-ASTROGAM* permitirá que un número de fuentes de rayos gamma actualmente no

identificadas puedan asociarse con objetos identificados en otras longitudes de onda. La región del centro Galáctico es el caso más desafiante, para el cual la capacidad de *e-ASTROGAM* será plenamente utilizada.

2.8. Agujeros negros

El objeto astrofísico en el que se centra esta Tesis son las ULXs, las cuales constituyen un sistema binario en el que un objeto compacto es el responsable del proceso de acreción. Dado que investigamos ULXs en las que el objeto acretante es un agujero negro (BH), introducimos en esta sección algunos conceptos esenciales sobre BHs.

Usualmente, se atribuye la primera idea sobre el concepto de BH a John Michell y Pierre-Simon Laplace en el siglo XVIII. En una carta enviada a Henry Cavendish en 1783, John Michell escribió: *Si el semidiámetro de una esfera de la misma densidad que el Sol excediera al de éste en la proporción de 500 a 1, un cuerpo que cayera desde una altura infinita hacia él habría adquirido en su superficie una velocidad mayor que la de la luz, y, por consiguiente, suponiendo que la luz fuera atraída por la misma fuerza en proporción a su inercia, como otros cuerpos, toda luz emitida desde tal cuerpo sería hecha volver hacia él por su propia gravedad.* (Michell 1783).

En 1796, Laplace publicó la *Exposition du système du Monde*, donde, en las primeras ediciones, exponía la idea de *estrellas oscuras*. Sin embargo, estas ideas fueron retiradas en ediciones posteriores debido a la poca aceptación de la época, ya que se concebía que, si la luz no tenía masa, no tenía sentido plantear que fuera afectada por la interacción gravitatoria.

2.8.1. Definición formal

Procederemos a dar una definición formal de BH, independiente del sistema de coordenadas. Introducimos algunas definiciones (Hawking & Ellis, 1973, Wald, 1984, Romero & Vila, 2014):

Sea un espacio-tiempo definido por $(M, g_{\mu\nu})$, donde M es la variedad o *manifold*, que se define como un espacio que localmente se comporta como un espacio-tiempo plano, pero globalmente puede tener una estructura más compleja; y $g_{\mu\nu}$ es la métri-

2. Principios de astrofísica relativista

ca que describe la geometría del espacio-tiempo. Por otro lado, ds^2 representa un intervalo en el espacio-tiempo. Según su signo, las curvas pueden clasificarse de la siguiente manera:

- Si $ds^2 > 0$, la curva es de tipo tiempo.
- Si $ds^2 = 0$, la curva es de tipo luz.
- Si $ds^2 < 0$, la curva es de tipo espacio.

Las curvas causales son aquellas que son de tipo luz o tipo tiempo. Además, J denota un conjunto causal, es decir, el conjunto de futuros y pasados causales de un evento.

- Una curva causal en el espacio-tiempo $(M, g_{\mu\nu})$ es aquella que no es de tipo espacio ($ds^2 < 0$). Es decir, debe ser por tramos de tipo tiempo ($ds^2 > 0$) o de tipo luz ($ds^2 = 0$). Se dice que una curva es tiempo-orientable si se puede definir un campo vectorial temporal suave y no nulo sobre M .
- Si $(M, g_{\mu\nu})$ es un espacio-tiempo tiempo-orientable, entonces para todo $p \in M$, el futuro causal de p , denotado como $J^+(p)$, se define como:

$$J^+(p) \equiv \{q \in M \mid \exists \text{ una curva causal dirigida hacia el futuro de } p \text{ a } q\}.$$

- Si $(M, g_{\mu\nu})$ es un espacio-tiempo tiempo-orientable, entonces para todo $p \in M$, el pasado causal de p , denotado como $J^-(p)$, se define como:

$$J^-(p) \equiv \{q \in M \mid \exists \text{ una curva causal dirigida hacia el pasado de } p \text{ a } q\}.$$

Ahora consideremos un espacio-tiempo en el que todas las geodésicas nulas que comienzan en una región J^- terminan en J^+ . Entonces, un espacio-tiempo $(M, g_{\mu\nu})$ se dice que contiene un BH si M no está contenido en $J^-(J^+)$. En otras palabras, hay una región desde la cual ninguna geodésica nula puede alcanzar el espacio-tiempo asintóticamente plano futuro. De manera equivalente, hay una región de M que está causalmente desconectada del futuro global. La región del BH de dicho espacio-tiempo es

$$\text{BH} = [M - J^-(J^+)].$$

El límite de BH en M , $H = J^-(J^+) \cap M$, es el horizonte de eventos.

Un BH se concibe como una región del espacio-tiempo cuya caracterización está dada por su métrica y, por ende, por su curvatura. Esta región del espacio-tiempo está causalmente desconectada del resto del universo: ningún evento en esta región está conectado con eventos fuera de ella. De ahí el nombre del límite, horizonte de eventos: los eventos dentro del BH están separados de los eventos en el futuro externo global del espacio-tiempo. No obstante, como todos los eventos, están causalmente determinados por eventos pasados (Romero & Vila, 2014).

2.8.2. Agujero negro de Schwarzschild

La primera solución exacta de las ecuaciones de campo de Albert Einstein (Einstein, 1915), en el marco de la Teoría General de la Relatividad, fue hallada en 1916 por Karl Schwarzschild. Esta solución describe la geometría del espacio-tiempo fuera de una distribución de materia esféricamente simétrica. La expresión matemática de esta solución para una masa estática M , escrita en coordenadas polares, es:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2GM}{rc^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (2.71)$$

donde G es la constante gravitacional y M la masa del BH.

Si suponemos que la masa M está concentrada en $r = 0$, existen dos singularidades donde la métrica de la Ec. (2.71) diverge: en $r = 0$ y en $r_s = 2GM/c^2$. Este último, conocido como radio de Schwarzschild, no es una singularidad esencial, sino una singularidad aparente del sistema de coordenadas utilizado. Esto puede probarse calculando el escalar de Kretschmann:

$$K = R_{\mu\nu\rho\sigma} R^{\mu\nu\rho\sigma}, \quad (2.72)$$

donde $R_{\mu\nu\rho\sigma}$ es el tensor de Riemann, que depende de la métrica (Ec. 2.71). En el caso de la métrica de Schwarzschild:

$$K = \frac{48G^2 M^2}{c^4 r^6}. \quad (2.73)$$

2. Principios de astrofísica relativista

Por lo tanto, la única singularidad esencial está en $r = 0$. En el radio de Schwarzschild se encuentra el horizonte de sucesos, que delimita la región del espacio-tiempo donde las partículas masivas y la luz, al atravesarlo, caerán inevitablemente hacia el centro sin poder escapar.

2.9. Sistemas binarios de rayos X

2.9.1. Descripción básica

Un sistema binario de rayos X es un sistema en el que una estrella y un objeto compacto (ya sea un agujero negro estelar o una estrella de neutrones) están ligados gravitacionalmente (Mirabel, 2010). Estos sistemas generalmente se originan a partir de la evolución de un sistema estelar binario en el que una de las componentes colapsa al final de su ciclo evolutivo, convirtiéndose en un objeto compacto.

Cuando la estrella compañera desborda el lóbulo de Roche, se produce la transferencia de materia hacia el objeto compacto debido a la gravedad. Esta materia, al poseer momento angular, forma un disco de acreción alrededor del objeto compacto, conservando dicho momento. La viscosidad del gas en el disco disipa energía, calentando el gas y generando radiación térmica (Romero & Vila, 2014). A medida que las partículas pierden energía por efecto de la viscosidad, se acercan progresivamente hacia el objeto compacto en órbitas cada vez más pequeñas. El gas en las regiones más internas del disco es más caliente, generando un gradiente de temperatura que aumenta hacia el centro del disco de acreción.

Parte de la materia acreta es absorbida por el objeto compacto, mientras que una fracción puede ser expulsada en forma de jets relativistas bipolares o, en condiciones más extremas, mediante vientos originados en el disco de acreción. En este contexto, estas fuentes emiten radiación multibanda, tanto térmica como NT, cubriendo un amplio rango del espectro electromagnético.

En el modelo clásico para describir estos discos se hacen ciertas suposiciones:

1. El disco es axisimétrico, es decir, $\partial/\partial\phi = 0$.
2. El disco es delgado, cumpliéndose $H \ll R$.

3. El disco está en equilibrio hidrostático en el eje z .
4. Se considera despreciable la autogravitación del disco.

Las ecuaciones utilizadas para describir estos discos delgados, desarrolladas inicialmente por [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#), incluyen:

1. Ecuación de continuidad de la materia.
2. Ecuación de transferencia de momento en el disco.
3. Ecuación de disipación de energía en el disco.
4. Prescripción para la viscosidad en el disco ($\nu = \alpha v_s H$), donde el coeficiente de viscosidad α es proporcional a la velocidad del sonido y a la altura del disco.
5. Ecuación de estado ($P = P_{\text{gas}} + P_{\text{rad}}$), donde P_{gas} es la presión del gas y P_{rad} la presión causada por la radiación.
6. Ecuación para la opacidad.
7. Ecuación que relaciona la temperatura de los electrones y los protones.

El resultado de este modelado es un disco geoméricamente delgado y ópticamente grueso. Se distinguen tres regiones del disco: la región externa, donde domina la presión del gas y la opacidad se debe principalmente a la interacción libre-libre; la región media, donde la presión del gas sigue siendo dominante, pero la opacidad se debe a la dispersión Thomson; y la región interna, donde la presión está dominada por la radiación, y la opacidad sigue siendo producto de la dispersión Thomson.

Como el disco es opaco, la radiación detectable proviene de su superficie. Esta radiación, de origen térmico, presenta una temperatura que depende de la distancia al BH. La expresión para la temperatura en este modelo es ([Shakura & Sunyaev, 1973](#)):

$$T_{\text{eff}}(R) = \left(\frac{3GM_{\text{BH}}\dot{M}}{8\pi\sigma_{\text{SB}}R^3} \right)^{1/4} \left(1 - \sqrt{\frac{R_{\text{in}}}{R}} \right)^{1/4}, \quad (2.74)$$

donde σ_{SB} es la constante de Stefan-Boltzmann, \dot{M} es la tasa de acreción, M_{BH} es la masa del agujero negro, R_{in} es el radio más interno del disco y R es la distancia al BH.

2. Principios de astrofísica relativista

Como resultado, la distribución espectral de energía (SED) del disco corresponde a un cuerpo multicolor, representado por la suma de la radiación de cuerpo negro emitida por cada uno de los anillos del disco.

En el caso de un BH de Schwarzschild (no rotante), la última órbita estable se encuentra a $6r_g$, donde $r_g = GM_{\text{BH}}/c^2$ es el radio gravitacional, el cual se relaciona con el radio de Schwarzschild como $r_s = 2r_g$. Por otro lado, para un BH de Kerr (rotante), la posición de la última órbita estable se aproxima más al BH, alcanzando $1r_g$ en los casos más extremos.

2.9.2. Límite de Eddington

La luminosidad de Eddington corresponde a un límite crítico de luminosidad. Este límite se define como la luminosidad necesaria para que la presión de radiación generada por el gas caliente acretado equilibre la atracción gravitacional del objeto compacto, deteniendo así el proceso de acreción esférica:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1}. \quad (2.75)$$

Asociada a esta luminosidad, la tasa de acreción de Eddington se define como:

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{L_{\text{Edd}}}{\eta c^2} \approx 2.2 \times 10^{-8} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{M_\odot} \right) M_\odot \text{ yr}^{-1}. \quad (2.76)$$

donde $\eta = 0.1$ es la eficiencia de acreción (Fukue, 2004).

2.9.3. Regímenes de acreción

El tipo de disco estándar descrito anteriormente, en el cual toda la energía disipada por viscosidad es radiada, no es aplicable en cualquier régimen de acreción. Bajo ciertas condiciones, la velocidad radial del flujo de acreción se vuelve considerablemente alta, lo que impide que el calor generado escape completamente en forma de radiación. En estas situaciones, una fracción importante del calor almacenado se convierte en energía cinética del flujo y es adveccionada hacia el interior del disco. Como resultado, el disco se infla, y la aproximación de un disco delgado deja de ser válida. Este tipo de discos se denominan ADAF (flujos de acreción dominados por advección).

De esta manera, se pueden distinguir tres regímenes básicos de acreción:

- **ADAF ópticamente delgados:** en este régimen la tasa de acreción es mucho menor que la tasa de Eddington, $\dot{M} \ll \dot{M}_{\text{Edd}}$ (Narayan & Yi, 1994, 1995a,b). En este caso, el disco puede modelarse como un disco delgado truncado acompañado de una corona en la región central. Este sistema está compuesto por un plasma de iones y electrones, donde la temperatura de los iones es significativamente mayor que la de los electrones. Este plasma es ópticamente delgado y genera un espectro caracterizado por una relación tipo ley de potencias en la banda de rayos X.
- **Disco estándar:** cuando la tasa de acreción es levemente sub-Eddington, $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{\text{Edd}}$, el disco se describe según el modelo estándar de la Sec. 2.9.1.
- **ADAF ópticamente gruesos:** en este régimen, $\dot{M} \gg \dot{M}_{\text{Edd}}$ y el disco se modela como un flujo de acreción súper-Eddington (Abramowicz et al., 1980; Begelman & Meier, 1982; Fukue, 2004). En este caso, la radiación queda atrapada en el flujo de acreción y es advectada hacia el interior debido a la alta profundidad óptica. Este tipo de disco es tanto óptica como geoméricamente grueso.

En el régimen súper-Eddington, el BH no puede acretar materia a tasas superiores a la tasa de Eddington. El sistema entonces se autoregula mediante la emisión de fuertes vientos que emergen del disco, limitando así **la tasa de acreción efectiva** (Fukue 2009; Sotomayor Checa & Romero 2019; Sotomayor & Romero 2022; Abaroa et al. 2023, 2024b; Abaroa & Romero 2024b,a, Romero et al., 2025 en prep.). Los sistemas que operan en este régimen son centrales para esta Tesis y serán analizados en detalle en los siguientes capítulos.

Capítulo 3

Fuentes ultraluminosas de rayos X

El objeto principal de estudio en esta Tesis corresponde a un tipo particular de sistema binario de rayos X, denominado fuente ultraluminosa de rayos X, o ULX. Estas se caracterizan por presentar luminosidades aparentes en la banda de rayos X

$$L_X > 10^{39} \text{ erg s}^{-1}, \quad (3.1)$$

lo que excede el límite de Eddington para agujeros negros de $10 M_\odot$ o menos. En este capítulo se presentan aspectos históricos, observacionales y una descripción física de las ULXs.

3.1. Descubrimiento

Las ULXs se encuentran, en su mayoría, en las regiones externas de las galaxias, lejos de los BHs supermasivos ubicados en los núcleos galácticos.

El primer registro de estas fuentes fue realizado a finales de los años 80 por el observatorio de rayos X *Einstein*, cuando las altas luminosidades observadas llamaron la atención de los científicos (Long et al., 1981). Posteriormente, gracias al observatorio de rayos X *Chandra*, lanzado en 1999, se recopiló una gran cantidad de datos, confirmando que no se trataba de un fenómeno aislado.

Actualmente se han identificado alrededor de 1800 fuentes ULX (Walton et al., 2022), incluidas algunas con luminosidades que alcanzan valores extremos de $L_X \sim 10^{41-42} \text{ erg s}^{-1}$. La primera evidencia de una fuente con acreción supercrítica fue la detección de un pulso coherente de A0538-66 (Skinner et al., 1982), una estrella de

3. Fuentes ultraluminosas de rayos X

neutrones en la Nube Mayor de Magallanes. Esta fuente presenta una luminosidad en X $L_X \approx 8 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, excediendo el límite de Eddington en un factor 4.

3.2. Observaciones

La gran mayoría de las ULXs se localizan en galaxias espirales o irregulares, que presentan un alto índice de formación estelar. Los catálogos más numerosos sobre estas fuentes corresponden a los observatorios de rayos X *Chandra* y *XMM-Newton*, que operan en la banda de energía de 0.1 a 10 keV, con resoluciones espaciales por debajo de 5". *Chandra* cuenta con aproximadamente 300,000 fuentes individuales registradas, mientras que *XMM-Newton* posee más de 500,000 fuentes catalogadas (King et al., 2023).

Por otro lado, al comparar catálogos de ULXs con observaciones en la banda de radio (Körding et al. 2005, Pérez-Ramírez et al. 2011), se ha encontrado que solo un número muy limitado de estas fuentes tiene una contraparte en esta banda. Esto sugiere que los jets en estos sistemas son extremadamente débiles, transitorios o incluso ausentes.

Observaciones en el infrarrojo han sido útiles para identificar las estrellas compañeras de los objetos compactos (López et al. 2017, Lau et al. 2019, López et al. 2020). Estas observaciones han mostrado una fuerte asociación entre las ULXs y la presencia de estrellas supergigantes rojas como estrellas donantes. Esta asociación respalda la hipótesis de acreción super-Eddington, dado que las supergigantes rojas llenan el lóbulo de Roche, transfiriendo cantidades significativas de materia al sistema.

Aunque las observaciones en el ultravioleta (UV) son limitadas, estas permiten analizar la naturaleza de la fotosfera externa generada por el viento que emerge del disco de acreción supercrítico.

3.3. Aspectos físicos

En esta sección desarrollamos una descripción física de las ULX. Abordamos el estudio de la estructura del disco supercrítico, el viento generado por el sistema, el

embudo que se forma en las cercanías del BH y los distintos aspectos radiativos.

Definimos la tasa de acreción normalizada como:

$$\dot{m} = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}}, \quad (3.2)$$

donde \dot{M} es la tasa de acreción y \dot{M}_{Edd} es la tasa de Eddington. Una hipótesis fundamental en estos modelos es que el BH acreta materia a la tasa de Eddington, por lo que el excedente de masa en el disco debe ser expulsado a través de vientos.

3.3.1. Discos supercríticos

En el régimen de acreción supercrítica, la aproximación de un disco delgado deja de ser válida, y la altura del disco se vuelve comparable con su radio en un dado punto, es decir, $H \sim R$. Como resultado, el disco adopta una forma similar a un toro.

3.3.1.1. Radio crítico

La distancia al BH sobre el plano ecuatorial donde el disco comienza a inflarse debido a la presión de radiación se denomina radio crítico r_{crit} . Podemos encontrar una expresión para este radio igualando las fuerzas gravitatoria y de radiación ejercidas en dirección vertical sobre un elemento de fluido en la superficie del disco:

$$F_{\text{vert}} = -\frac{GMz}{R^3} + \frac{\sigma_{\text{T}}}{m_{\text{p}}c} F_{\text{rad}}, \quad (3.3)$$

donde $R = \sqrt{r^2 + z^2}$ y $F_{\text{rad}} = \sigma_{\text{SB}}T^4 = 3GM\dot{M}/8\pi r^3$. Despejando el radio en el cual F_{vert} se anula en el plano del disco, encontramos que el radio crítico está dado por (Fukue, 2004):

$$r_{\text{crit}} = \frac{9\sqrt{3}\sigma_{\text{T}}}{16\pi m_{\text{p}}c} \dot{M}_{\text{input}}, \quad (3.4)$$

donde la tasa de acreción \dot{M} se ha reemplazado por la tasa de acreción en la región externa del disco, \dot{M}_{input} . La Ec. (3.4) puede reescribirse como:

$$r_{\text{crit}} = 40\dot{m}_{\text{input}}r_{\text{g}}, \quad (3.5)$$

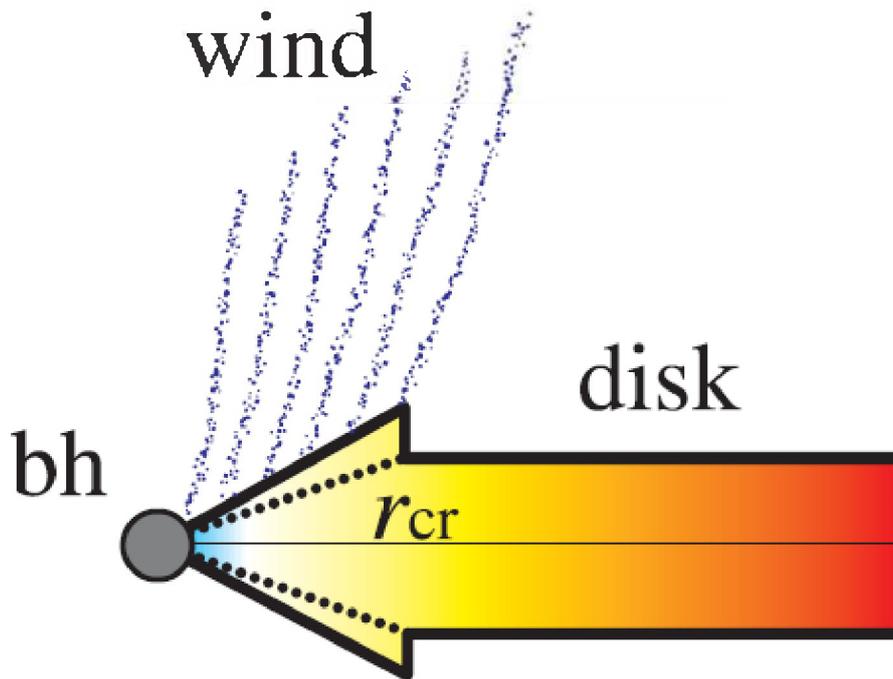


Figura 3.1. Corte vertical del disco de acreción supercrítico. En el radio crítico, el disco se infla y adopta una geometría cónica con un ángulo de semiapertura δ . En la región interna, se expulsan vientos debido a que la presión de radiación supera la atracción gravitatoria. Reproducido de Fukue (2004).

donde $r_g = GM/c^2$ es el radio gravitacional.

Para radios mayores al radio crítico es válida la aproximación de un disco estándar (ver Sec. 2.9.1). En cambio, en radios menores al radio crítico, el disco se infla y esta aproximación deja de ser válida. En la región donde $r < r_{\text{crit}}$, la tasa de acreción se regula a la tasa de Eddington mediante la pérdida de masa a través de vientos expulsados del disco. Se puede ver un esquema del disco en la Fig. 3.1.

3.3.1.2. Captura de fotones

Una característica distintiva de los discos supercríticos es la captura de fotones (Ohsuga et al., 2003). El radio de captura se define a partir de la comparación entre el tiempo de difusión y el tiempo de acreción. El primero es el tiempo que tarda un fotón en escapar hacia la superficie del disco:

$$t_{\text{diff}} = \frac{H}{c/3\tau}, \quad (3.6)$$

donde τ es la profundidad óptica del proceso de dispersión Thomson en el recorrido de altura media H del disco. Por otro lado, el tiempo que le toma al fotón ser acretado es:

$$t_{\text{acr}} = \frac{-r}{v_r}, \quad (3.7)$$

donde v_r es la componente radial de la velocidad del fluido.

Basándonos en estas escalas de tiempo, se pueden distinguir dos regiones: si $t_{\text{diff}} \geq t_{\text{acr}}$, el fotón es acretado antes de escapar; en cambio, si $t_{\text{diff}} < t_{\text{acr}}$, el fotón logra escapar. Según esta condición, el radio de captura se puede calcular como:

$$r_{\text{trapp}} = 30\dot{m} \frac{H}{R} r_g, \quad (3.8)$$

donde el valor obtenido es del mismo orden que el radio crítico.

A su vez, la captura de fotones se puede modelar considerando que el calor advechado es una fracción del calor producido por viscosidad:

$$Q_{\text{adv}} = Q_{\text{vis}} - Q_{\text{rad}} = fQ_{\text{vis}}, \quad (3.9)$$

donde f es el parámetro de advección y Q_{adv} es la tasa de enfriamiento radiativo (Narayan & Yi, 1994).

3.3.2. Ecuaciones generales de disco supercrítico

Consideramos un disco de acreción alrededor de un BH de masa M_{BH} , para el cual se plantean las ecuaciones básicas de continuidad de la masa y del movimiento:

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) \equiv \frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{v} = 0, \quad (3.10)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \left[\frac{d\vec{v}}{dt} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} \right] = -\rho \nabla \Phi - \nabla p, \quad (3.11)$$

donde ρ es la densidad, \vec{v} la velocidad, p la presión y Φ el potencial gravitatorio.

3. Fuentes ultraluminosas de rayos X

Si se utilizan coordenadas cilíndricas y se supone que el disco es estacionario y simétrico respecto al eje z , las cantidades físicas dependen únicamente de la variable radial r . Bajo estas condiciones, la ecuación de continuidad toma la forma:

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r\rho v_r) = 0, \quad (3.12)$$

y la componente radial de la ecuación de movimiento es:

$$v_r \frac{dv_r}{dr} - \frac{v_\phi^2}{r} = -\frac{d\Phi}{dr} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr}, \quad (3.13)$$

donde v_ϕ es la velocidad de rotación del disco.

Integrando estas ecuaciones en el eje vertical y utilizando la formulación Newtoniana de la gravedad, se introduce la relación $\rho = \Sigma/2H$, donde Σ es la densidad superficial y H , definido anteriormente, el semiespesor del disco. Por lo que las ecuaciones de continuidad y conservación del momento toman la forma:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r\Sigma v_r) = 2\dot{\rho}H, \quad (3.14)$$

$$v_r \frac{dv_r}{dr} - \Omega^2 r = -\Omega_K^2 - \frac{1}{\rho} \frac{d}{dr}(\rho c_s^2), \quad (3.15)$$

donde Ω es la velocidad angular, Ω_K es la velocidad angular Kepleriana, $\dot{\rho} = -d\rho/dt$ y $c_s^2 \equiv p_{\text{gas}}/\rho$ es la velocidad del sonido, con p_{gas} la presión del gas.

Sumado a lo anterior, se puede desarrollar de manera similar la ecuación de conservación de la energía:

$$\frac{\Sigma v_r}{\gamma - 1} \frac{dc_s^2}{dr} + 2Hc_s^2 \left(\dot{\rho} - v_r \frac{d\rho}{dr} \right) = f \frac{\alpha \Sigma c_s^2 r^2}{\Omega_K} \left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^2, \quad (3.16)$$

donde γ es el coeficiente adiabático. De manera similar, la conservación del momento angular toma la forma:

$$v_r \frac{d}{dr}(\Omega r^2) = \frac{1}{\rho r H} \frac{d}{dr} \left(\frac{\alpha \rho c_s^2 r^3 H}{\Omega_K} \frac{d\Omega}{dr} \right), \quad (3.17)$$

donde α es el parámetro de viscosidad. Suponemos que no hay ni ganancia ni pérdida neta de momento angular producto del viento expulsado (Fukue, 2004).

Por último, se plantea el equilibrio hidrostático en la dirección vertical, comparando las contribuciones de la fuerza gravitatoria y la presión de radiación:

$$\Omega_K^2 H^2 = \frac{\Pi}{\Sigma} = c_s^2, \quad (3.18)$$

donde Π es la presión integrada verticalmente.

Se espera que en la región más interna del disco se desarrollen fuertes campos magnéticos toroidales. A medida que la materia de la estrella compañera desborda el lóbulo de Roche, la materia acreta y desarrolla una componente radial y otra toroidal del campo magnético, donde el cizallamiento aumenta sustancialmente la componente toroidal (Liska et al., 2018). En la región más interna del disco, la densidad de energía magnética es significativa, lo que permite definir un radio característico conocido como radio magnetosférico, r_{mag} . Este radio se calcula como (Narayan et al. 2003, McKinney et al. 2012):

$$r_{\text{mag}} = r_g \left[12000 \left(\frac{3}{4} + \frac{n}{2} \right) \right]^{\frac{4}{3+2n}} \times \epsilon_{-1}^{\frac{2}{3+2n}} m_8^{-\frac{6}{3+2n}} \dot{m}_H^{-\frac{2}{3+2n}} \left(\frac{\Phi}{0.1 \text{ pc}^2 \text{ G}} \right)^{\frac{4}{3+2n}}, \quad (3.19)$$

donde n representa la relación entre la tasa de acreción $\dot{M}(r)$ y la distancia al agujero negro r . Además, $\epsilon_{-1} = \epsilon/0.1$ (con $\epsilon \sim 0.01$) establece la relación entre la velocidad advectiva y la velocidad de caída libre del plasma en el disco. El parámetro $m_8 = M_{\text{BH}}/10^8 M_\odot$ corresponde a la masa del agujero negro en unidades de $10^8 M_\odot$, mientras que $\dot{m}_H \approx 0.15$ es la tasa de acreción normalizada en las proximidades del BH, evaluada en el radio interno del disco, es decir, $\dot{m}_H = \dot{m}(r_{\text{in}})$. Finalmente, Φ representa el flujo magnético cerca del agujero negro, para el cual se adopta un valor típico en binarias de rayos X de $\Phi = 10^{-13} \text{ pc}^2 \text{ G}$ (Justham et al. 2006). Para incluir los efectos del campo magnético, se deben modificar las Ecs. (3.15), (3.17) y (3.18). Solo se consideran campos magnéticos toroidales, por lo que la ecuación de inducción magnética es (Akizuki & Fukue, 2006):

$$\frac{d}{dr}(v_r B_\phi) = \dot{B}_\phi, \quad (3.20)$$

donde \dot{B}_ϕ representa la tasa de generación o escape del campo magnético debido a efectos de dínamo o inestabilidades magnéticas. La Ec. (3.20) puede reescribirse como:

$$v_r \frac{dc_A^2}{dr} + c_A^2 \frac{dv_r}{dr} - \frac{c_A^2 v_r}{r} = 2c_A^2 \frac{\dot{B}_\phi}{B_\phi} - c_A^2 \frac{2\dot{\rho}H}{\Sigma}, \quad (3.21)$$

3. Fuentes ultraluminosas de rayos X

donde $c_A = B_\phi / \sqrt{4\pi\rho} = \sqrt{2p_{\text{mag}}/\rho}$ es la velocidad de Alfvén, y p_{mag} la presión magnética.

En este modelo se propone que las soluciones son auto-similares (Narayan & Yi, 1994). La propiedad de auto-similitud se refiere a una característica de ciertos objetos, funciones o sistemas en los cuales una parte de los mismos mantiene la misma estructura o propiedades que el todo, independientemente de la escala o nivel de observación.

En este modelo, se suponen las siguientes dependencias para las velocidades radiales, azimutales, del sonido y de Alfvén:

$$v_r(r) = -c_1\alpha\sqrt{\frac{GM}{r}}, \quad (3.22)$$

$$v_\phi(r) = c_2\sqrt{\frac{GM}{r}}, \quad (3.23)$$

$$c_s^2(r) = \frac{p}{\rho} = c_3\frac{GM}{r}, \quad (3.24)$$

$$c_A^2(r) = \frac{B_\phi^2}{4\pi\rho} = 2\beta c_3\alpha\frac{GM}{r}, \quad (3.25)$$

donde $\beta = p_{\text{gas}}/p_{\text{mag}}$ es el parámetro de magnetización, y c_1 , c_2 y c_3 son constantes a determinar: $c_i = c_i(\alpha, \beta, f, s, \gamma)$. Los valores de c_i varían según el modelo de disco utilizado. Para modelar el disco magnetizado en la región $r_{\text{in}} < r < r_{\text{mag}}$, las ecuaciones se plantean de la misma forma que hasta ahora, y los coeficientes c_i se obtienen según se detalla en Akizuki & Fukue (2006). En contraste, para el disco crítico no magnetizado, la inducción magnética de la Ec. (3.20) no se considera en las ecuaciones, y los parámetros c_i se determinan siguiendo Fukue (2004).

Suponiendo que la densidad superficial Σ toma la forma $\Sigma = \Sigma_0 r^s$, donde Σ_0 y s son constantes, se obtienen expresiones para $\rho(r)$, $\dot{\rho}(r)$ y $\Pi(r)$ en función de c_3 , c_1 y s . El parámetro s toma los valores $s = 1/2$ o $s = -1/2$, si hay o no expulsión de vientos, respectivamente.

Tomaremos en nuestro modelo los siguientes valores para los parámetros libres:

- $f = 0.5$ para el índice de advección. De la Ec. (3.9) vemos que el calentamiento producto de la advección corresponde a la mitad del calentamiento por viscosidad.

- $\gamma \approx 4/3$ es el coeficiente adiabático, valor correspondiente al modelar al fluido como un gas ideal mono-atómico relativista.
- $s = 1/2$ por la presencia de vientos en el disco.
- $\alpha = 0.01$ es el parámetro de viscosidad, considerando una viscosidad baja para el disco.
- $\beta = 5$ es el parámetro de la magnetización del disco interno.

Resolviendo las soluciones auto-similares, se obtiene que la tasa de acreción para $r < r_{\text{crit}}$ es

$$\dot{M}(r) = -2\pi r \Sigma v_r = \dot{M}_{\text{input}} \left(\frac{r}{r_{\text{crit}}} \right)^{s+1/2}, \quad (3.26)$$

por lo que la tasa total de pérdida de materia debido a la expulsión de vientos queda determinada por

$$\dot{M}_{\text{viento}} = \dot{M}_{\text{input}} - \dot{M}(r). \quad (3.27)$$

Por otro lado, el campo magnético toroidal es (Akizuki & Fukue, 2006):

$$B_\phi = \sqrt{4\pi \Sigma_0 G M \frac{\beta c_3}{\sqrt{(1+\beta)c_3}} r^{s/2-1}}, \quad (3.28)$$

donde $\Sigma_0 = \dot{M}_{\text{input}} r_{\text{mag}} (2\pi c_1 \alpha G^{1/2} M_{\text{BH}}^{1/2} r_{\text{crit}}^2)^{-1}$, deducido a partir de las Ecs. (3.22) y (3.26).

Respecto a la geometría del disco, a partir de la ecuación de equilibrio hidrostático, se obtiene el semiespesor:

$$\frac{H}{r} = \sqrt{c_3} = \tan \delta. \quad (3.29)$$

El perfil radial de la altura del disco es, por lo tanto

$$H = \begin{cases} \frac{3\kappa_e f_{\text{in}}}{32\pi c} \dot{M}_{\text{input}}, & (r \geq r_{\text{crit}}) \\ \sqrt{c_3} r, & (r \leq r_{\text{crit}}) \end{cases} \quad (3.30)$$

donde $f_{\text{in}} = 1 - \sqrt{r_{\text{in}}/r}$ es el factor de corrección de borde y $\kappa_e = \sigma_{\text{T}}/m_{\text{p}}$ es la opacidad por dispersión de electrones. Este resultado describe que, para $r < r_{\text{crit}}$,

3. Fuentes ultraluminosas de rayos X

el disco es cónico, con un ángulo de apertura dado por la Ec. (3.29), mientras que para $r > r_{\text{crit}}$ es plano, ya que H no depende del radio.

3.3.3. Temperatura del disco crítico magnetizado

La temperatura central del disco, T_{cen} , se puede determinar a partir de la relación entre la velocidad del sonido c_s y la presión de radiación en el ecuador del disco como (Akizuki & Fukue, 2006):

$$\frac{(aT_{\text{cen}}^2/3)2H}{\Sigma} = c_s^2, \quad (3.31)$$

donde a es la constante de radiación. Teniendo en cuenta la profundidad óptica $\tau = \kappa_e \rho H$, la temperatura efectiva del disco en la superficie del disco magnetizado ($r_{\text{in}} < r < r_{\text{mag}}$) es:

$$\sigma T_{\text{eff}}^2 = \frac{\sigma_{\text{SB}} T_{\text{cen}}^4}{\tau} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{c_3}{1 + \beta}} \frac{L_{\text{Edd}}}{4\pi r^2}, \quad (3.32)$$

También se puede expresar de forma conveniente como:

$$T_{\text{eff}} = 2.181 \times 10^7 \left(\frac{c_3}{1 + \beta} \right)^{1/8} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10M_{\odot}} \right)^{-1/4} \left(\frac{r}{r_{\text{g}}} \right)^{-1/2} \text{ K}. \quad (3.33)$$

Como se observa en la ecuación anterior, la temperatura efectiva varía muy débilmente con el campo magnético, por lo que su influencia en la emisión del disco es mínima.

3.3.4. Temperatura del disco crítico no magnetizado

Suponiendo que el disco grueso está dominado por la presión de radiación, la presión integrada verticalmente viene dada por:

$$\Pi = P_{\text{rad}} = \frac{1}{3} a T_{\text{car}}^4 2H = \frac{8H}{3c} \sigma_{\text{SB}} T_{\text{car}}^4, \quad (3.34)$$

donde T_{car} es la temperatura característica del disco y el flujo promediado es:

$$F = \sigma_{\text{SB}} T_{\text{car}}^4 = \frac{3c}{8H} \dot{\Sigma} \nu \sqrt{c_3} G M r^{-2}, \quad (3.35)$$

La profundidad óptica del disco en la dirección vertical es:

$$\tau = \frac{3}{2}\kappa_e\Sigma = \frac{1}{2}\kappa_e\dot{\Sigma}r^s. \quad (3.36)$$

Luego, el flujo efectivo de la superficie del disco es:

$$F_{\text{eff}} = \sigma_{\text{SB}}T_{\text{eff}}^4 = \frac{\sigma_{\text{SB}}T_{\text{car}}^4}{\tau} = \frac{3c}{4}\dot{\Sigma}\kappa_e \frac{GM}{r^2} = \frac{3}{4}\frac{\sqrt{c_3}L_{\text{Edd}}}{4\pi r^2}, \quad (3.37)$$

mientras que la temperatura efectiva del disco es:

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{3\sqrt{c_3}L_{\text{Edd}}}{16\pi\sigma_{\text{SB}}} \right)^{1/4} r^{-1/2}. \quad (3.38)$$

Por lo tanto, el perfil radial de temperatura del disco está dado por Fukue (2004)

$$\sigma T_{\text{eff}}^4 = \begin{cases} \frac{3GM\dot{M}_{\text{input}}}{8\pi r^3} f_{\text{in}}, & (r \geq r_{\text{crit}}) \\ \frac{3}{4}\sqrt{c_3}\frac{L_{\text{Edd}}}{4\pi r^2}. & (r_{\text{mag}} \leq r \leq r_{\text{crit}}) \end{cases} \quad (3.39)$$

En la región interna del disco, la temperatura varía con $T_{\text{eff}} \propto r^{-1/2}$. Cada región del disco posee una temperatura característica: la región más interna del disco alcanza temperaturas de $\approx 10^7$ K, la región supercrítica se encuentra alrededor de $\approx 10^6$ K, y la región del disco estándar posee temperaturas características de $\approx 10^5$ K. La temperatura característica del viento es siempre menor a la temperatura del disco crítico.

La distribución espectral de energía producida por el disco se calcula considerando que este puede modelarse como una concatenación de anillos de diferentes radios que emiten como un BB a la temperatura dada por la Ec. (3.33). El espectro resultante es:

$$L_{\text{disco}} = 2 \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{out}}} \pi B_\nu(r) 2\pi r dr, \quad (3.40)$$

donde $B_\nu(r)$ es:

$$B_\nu(r) = \frac{2h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/k_{\text{B}}T_{\text{eff}}(r)} - 1}. \quad (3.41)$$

La luminosidad total del disco, teniendo en cuenta la región ADAF y la región que se puede modelar como un disco delgado, es (King et al., 2023):

3. Fuentes ultraluminosas de rayos X

$$\begin{aligned}
 L_{\text{total}} &= L_{\text{delgado}} + L_{\text{grueso}} = \\
 &= 4\pi \left(\int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{crit}}} \sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4 R \, dR + \int_{r_{\text{crit}}}^{r_{\text{out}}} \sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4 R \, dR \right) \approx L_{\text{Edd}} (1 + \ln \dot{m}).
 \end{aligned} \tag{3.42}$$

lo que muestra que la luminosidad depende únicamente de la tasa de acreción y de la masa del objeto compacto.

3.3.5. Vientos

En los trabajos de Fukue (2009) y Abaroa et al. (2023) se desarrollan modelos para describir los vientos en sistemas supercríticos. Estos poseen simetría esférica a gran escala y son expulsados desde el disco inflado a velocidad constante, definida como (King, 2010)

$$v_w = \frac{c}{\sqrt{40\dot{m}_w}}, \tag{3.43}$$

donde \dot{m}_w es la tasa de eyección de masa normalizada. Dado que el sistema acreta a una tasa mucho mayor que la de Eddington, el viento se vuelve opaco y, localmente, emite como un cuerpo negro.

Al ser expulsado de la región dominada por la radiación del disco, el viento se ve afectado por las fuerzas radiativas del mismo, las cuales determinan sus trayectorias. Estas fuerzas radiativas emergen de distintas regiones del disco y, debido al movimiento relativo entre las partículas y la fuente de radiación, algunas contribuciones experimentan corrimientos al azul y otras al rojo. Esto induce fuerzas azimutales diferenciales en las partículas.

Para obtener la contribución de la radiación de cada elemento de plasma en la superficie del disco Q sobre un punto P en el espacio, se realiza una transformación entre el marco de referencia inercial y el comóvil. Para ello, se utiliza el factor de Doppler relativista:

$$I = \mathcal{D}^4 I_0 = \frac{I_0}{(1 + z_{\text{red}})^4}. \tag{3.44}$$

En esta ecuación, z_{red} es el factor de corrimiento al rojo, dado por (Watarai & Fukue, 1999):

$$z_{\text{red}} = -\frac{(r \cos \phi_d - r_d)v_d - (r \sin \phi_d)v_\phi + (z - H)v_z c_3}{cD}, \quad (3.45)$$

donde D es la distancia entre un elemento de plasma del disco y la posición de la partícula, $v_\phi = c_2 v_K$ es la velocidad azimutal y $v_r = -c_1 \alpha v_K$ es la velocidad radial, donde $v_K = \sqrt{GM_{\text{BH}}/r_d}$ es la velocidad Kepleriana.

El tensor de campo radiativo se define como (Rybicki & Lightman, 1986):

$$R^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} E & \frac{1}{c}F^\alpha \\ \frac{1}{c}F^\alpha & P^{\alpha\beta} \end{pmatrix} = \frac{1}{c} \int I j^\mu j^\nu d\Omega. \quad (3.46)$$

Este tensor simétrico de orden 2 está compuesto por la densidad de energía E , el vector de flujo de radiación F^α y el tensor de estrés $P^{\alpha\beta}$. La Fig. 3.2 muestra la distribución espacial de la densidad de energía radiativa cerca de un BH supercrítico. En la ecuación anterior, j^μ y j^ν representan los cosenos direccionales en coordenadas cartesianas y $d\Omega$ es el ángulo sólido subtendido por el elemento de plasma sobre el disco (ver Fig. 1 en Abaroa et al. 2023).

Las ecuaciones de movimiento que describen las partículas relativistas inmersas en un campo de radiación son (Kato & Fukue, 2020):

$$f_\mu = -\frac{\partial \Phi_e}{\partial x^\nu} + R_{\mu;\nu}, \quad (3.47)$$

donde f_μ es la tetra-fuerza por unidad de volumen y el potencial efectivo Φ_e es la suma del potencial gravitatorio y el potencial centrífugo. Debido a la simetría axial del sistema, el potencial gravitatorio es nulo en la dirección azimutal, mientras que el potencial centrífugo es no nulo solo en la componente radial. Las ecuaciones de movimiento de las partículas eyectadas se derivan de la Ec. (3.47). Expresadas en términos de la forma adimensional de los elementos del tensor del campo de radiación, ϵ , f^α y $p^{\alpha\beta}$, el sistema resultante de ecuaciones diferenciales tensoriales y acopladas es:

$$\frac{du^r}{d\tau} = -\frac{\partial \Phi_g}{\partial r} + \frac{l^2}{r^3} + \frac{1}{2} \left[\gamma f^r - p^{r\beta} u_\beta - \gamma^2 \epsilon u^r + u^r (2\gamma f^\beta u_\beta - p^{\beta\delta} u_\beta u_\delta) \right], \quad (3.48)$$

$$\frac{1}{r} \frac{dl}{d\tau} = \frac{1}{2} \left[\gamma f^\phi - p^{\phi\beta} u_\beta - \gamma^2 \epsilon (l/r) \right] + (l/r) (2\gamma f^\beta u_\beta - p^{\beta\delta} u_\beta u_\delta), \quad (3.49)$$

3. Fuentes ultraluminosas de rayos X

$$\frac{du^z}{d\tau} = -\frac{\partial\Phi_g}{\partial z} + \frac{1}{2} \left[\gamma f^z - p^{z\beta} u_\beta - \gamma^2 \epsilon u^z + u^z (2\gamma f^\beta u_\beta - p^{\beta\delta} u_\beta u_\delta) \right], \quad (3.50)$$

donde $\gamma = \sqrt{1 + u^r u^r + l^2/r^2 + u^z u^z}$ es el factor de Lorentz. El parámetro libre de estas ecuaciones de movimiento es el radio de lanzamiento de las partículas, r_0 , y suponemos como condición inicial que las partículas co-rotan con el disco. En este radio se tiene que:

$$u_0^\alpha = \left(0, \frac{l_0}{r_0}, 0 \right). \quad (3.51)$$

La trayectoria de las partículas en el viento en las inmediaciones del BH es helicoidal debido a la fuerte componente azimutal del campo radiativo. La intensidad del campo radiativo disminuye rápidamente con la distancia al BH, por lo que las partículas cercanas siguen trayectorias en espiral, mientras que aquellas eyectadas a distancias mayores siguen trayectorias con mayor componente radial. La Fig. 3.3 muestra la trayectoria para una partícula de prueba en un baño térmico cerca de un BH, la cual se obtiene de resolver las ecuaciones de movimiento anteriores.

3.3.5.1. Temperatura y potencia del viento

La emisión del viento es térmica y se describe mediante un BB. La temperatura del viento medida por un observador en el infinito es (Abaroa & Romero, 2024a):

$$\sigma_T T_{\text{dw}}^4 = \frac{\dot{\epsilon} L_{\text{Edd}}}{4\pi R^2}, \quad (3.52)$$

donde $\dot{\epsilon} \sim 0.1$ es la luminosidad en unidades de Eddington y $R = \sqrt{z^2 + r^2}$.

Las SED típicas de estos vientos presentan un pico en el rango óptico-UV, con una luminosidad del orden de $\sim 10^{38}$ erg s⁻¹. Por otro lado, su potencia cinética, dada por:

$$L_k = \frac{\dot{M}_w v_w^2}{2}, \quad (3.53)$$

se encuentra en el rango de $L_k \approx 10^{39-41}$ erg s⁻¹ (Abaroa et al., 2023).

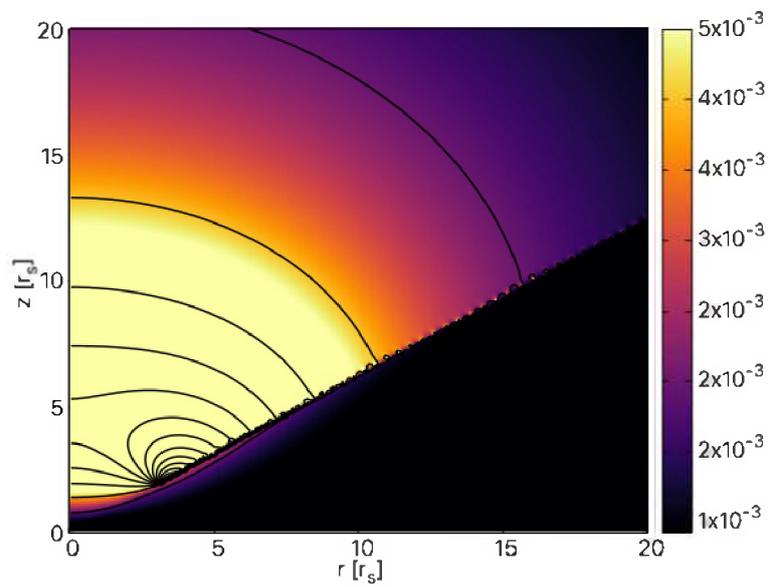


Figura 3.2. Mapa de calor de la distribución espacial de la densidad de energía radiativa normalizada ϵ en el plano rz por encima del disco de acreción. Ambos ejes están en unidades de radios de Schwarzschild. La barra de color representa la intensidad de ϵ , y la zona oscura es el disco inflado. Reproducido de [Abaroa et al. \(2023\)](#).

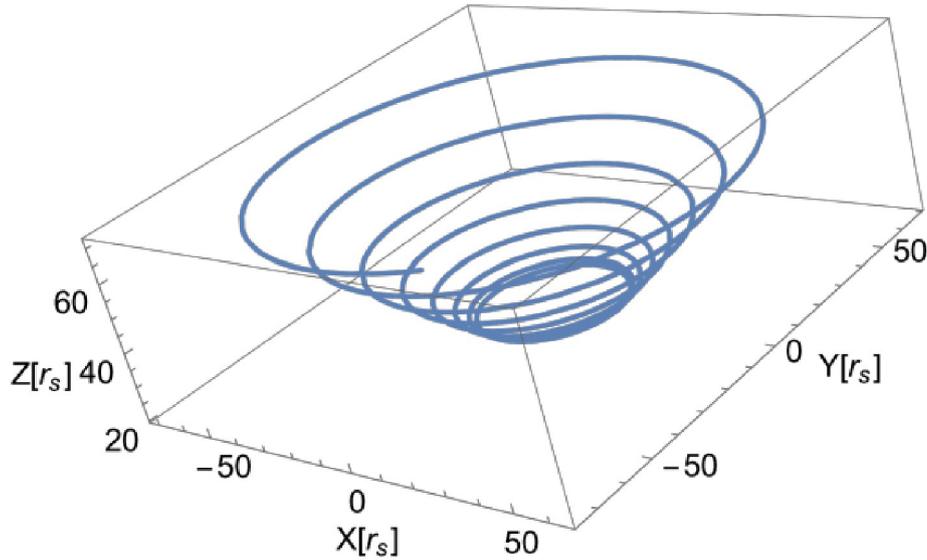


Figura 3.3. Trayectoria de una partícula de prueba en coordenadas cartesianas 3D, en unidades de radios de Schwarzschild. Las partículas describen una trayectoria helicoidal sobre la parte interna del disco debido a la fuerte componente azimutal del campo radiativo. Reproducido de [Abaroa et al. \(2023\)](#).

3.3.6. Embudo

A partir de los resultados sobre la geometría del disco y del viento descritos anteriormente, se deduce la existencia de una región transparente por encima del BH con forma cónica, delimitada principalmente por las paredes del viento. Nos referimos a esta región como *embudo*.

Los bariones pueden ingresar a esta región por distintos mecanismos, como reconexiones magnéticas y fulguraciones en la región más interna del disco ([Romero & Gutiérrez, 2020](#)), o debido a la caída de partículas o plasmones desde el viento.

Una característica fundamental de este embudo es que es transparente, ya que las observaciones permiten detectar la radiación proveniente de la región más interna del disco, cuando el ángulo de inclinación de la fuente respecto de la visual es cercano a 0° . Esto implica que la opacidad integrada a lo largo de la visual es menor a uno, cumpliendo la condición:

$$\tau = \int_0^\infty \gamma_{\text{gas}}(1 - \beta_{\text{gas}} \cos \vartheta) \kappa \rho_{\text{gas}} dz < 1, \quad (3.54)$$

donde κ es la opacidad por dispersión Thomson, ϑ es el ángulo de semi-apertura del embudo, γ_{gas} es el factor de Lorentz del gas, β_{gas} es la velocidad del gas normalizada por la velocidad de la luz, y ρ_{gas} es la densidad del gas en el embudo.

En estos escenarios, la velocidad de los bariones es típicamente semi-relativista, alcanzando valores cercanos a $\approx 0.2c$ (Pinto et al. 2016, Kosec et al. 2018, Abaroa et al. 2023). La densidad de partículas en el embudo se obtiene a partir de la ecuación de la continuidad:

$$\rho_{\text{gas}} = \frac{\dot{M}_{\text{gas}}}{\Omega v_{\text{gas}} z^2}, \quad (3.55)$$

donde \dot{M}_{gas} es la tasa de entrada de materia en el embudo, Ω es el ángulo sólido, z es la altura por sobre el BH y v_{gas} es la velocidad del gas.

Simulaciones de magnetohidrodinámica sugieren que el semi-ángulo de apertura del embudo, medido entre el eje z y las paredes del disco inflado y el viento, varía en el rango $\vartheta \approx 20^\circ - 50^\circ$ bajo condiciones estándar (Ohsuga et al. 2005, Okuda et al. 2009, Takeuchi et al. 2013, Fabrika et al. 2021). Sin embargo, observaciones recientes del microcuásar supercrítico Cygnus X-3 revelan que esta fuente presenta un semi-ángulo menor al que predicen las simulaciones, con una apertura de $\approx 15^\circ$ (Veledina et al., 2024).

3.3.7. *Beaming*

Un efecto de colimación o *beaming* podría ser el responsable de la elevada luminosidad en rayos X observada en las ULXs (King, 2010; Lasota & King, 2023). Bajo esta hipótesis, la radiación emitida desde la parte interna del disco de acreción es colimada geoméricamente por el viento opaco, el cual forma el embudo descrito en la subsección anterior. Como resultado, solo los anillos más internos del disco permanecen expuestos, mientras que el resto de la radiación es absorbida por el viento. Los fotones quedan confinados en el embudo, siguiendo una dirección de escape preferencial en la que la profundidad óptica para la dispersión es mínima. Esta dirección coincide con el eje z sobre el BH.

3. Fuentes ultraluminosas de rayos X

La luminosidad aparente de una ULX puede expresarse en función del parámetro de colimación b como:

$$L \approx \frac{L_{\text{Edd}}}{b} \left[1 + \ln \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \right) \right], \quad (3.56)$$

donde b podría depender de la tasa de acreción. King et al. (2023) propuso que la relación existente entre este factor y la tasa de acreción está dada por $b = 73/\dot{m}^2$ (para $\dot{m} > 8$), aunque si $\dot{m} \gg 1$ el aumento en la luminosidad aparente resulta excesivamente alto.

3.3.8. Luminosidad cinética

Una cantidad fundamental para caracterizar el gas es su luminosidad cinética, definida como:

$$L_{\text{k}} = \frac{\dot{M}_{\text{gas}} v_{\text{gas}}^2}{2}, \quad (3.57)$$

donde \dot{M}_{gas} es la tasa de ingreso de masa en el embudo y v_{gas} la velocidad del fluido. En sistemas astrofísicos con acreción supercrítica, como el microcuásar galáctico SS433, la potencia cinética disponible alcanza valores del orden de $L_{\text{k}} \approx 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ (Fabrika, 2004).

3.3.9. ¿Jets?

Los jets son chorros altamente colimados de partículas y campos electromagnéticos (Romero & Vila, 2014), característicos de microcuásares y otras fuentes astrofísicas. Como se mencionó en la Sec. 3.2, no se ha encontrado una contraparte en radio en las ULXs, lo que sugiere la ausencia de formación de jets en estos sistemas.

Uno de los mecanismos propuestos para la generación de jets es el lanzamiento de chorros de materia mediante procesos magneto-centrífugos. Modelos teóricos y simulaciones de magnetohidrodinámica relativista indican que la formación de jets requiere una componente significativa del campo magnético poloidal (Casse & Keppens 2002, Casse & Keppens 2004).

Sin embargo, el modelo de disco supercrítico magnetizado descrito en la Sec. 3.3.2, en el cual consideramos exclusivamente la presencia de un campo magnético

toroidal, no predice la formación de jets (Beckwith et al., 2008). En estos modelos, las estructuras magnéticas generadas son predominantemente de pequeña escala, sin desarrollar una componente poloidal significativa.

Debido a esto, la materia tiende a permanecer atrapada en el campo magnético en lugar de ser canalizada hacia un chorro relativista. Cualquier intento de expansión vertical del campo magnético requeriría superar la inercia de la materia, lo cual no ocurre en estos modelos.

Las ULX pueden presentar jets o no, dependiendo del grado de magnetización y del grado de ordenamiento del campo magnético.

3.4. Espectros y clasificación de ULXs

La acumulación de observaciones de ULXs a lo largo de los años ha revelado espectros con estructuras características (ver Fabrika et al. 2021, para un *review* detallado). Los espectros de las ULXs suelen presentar dos picos, con un punto de inflexión en ≈ 2 keV y un corte exponencial del flujo por encima de ≈ 10 keV (Bachetti et al. 2013; Walton et al. 2014). Generalmente, estos espectros se modelan con dos componentes: un *disco estándar* y una *comptonización*.

Un aspecto a señalar es la diferencia entre las observaciones de ULXs y las binarias de rayos X galácticas. En los modelos de espectros de rayos X, las ULXs presentan temperaturas del disco del orden de $kT_{\text{disco}} \approx 0.2$ keV, temperaturas del gas comptonizado de $kT_e \approx 1 - 2$ keV y una profundidad óptica $\tau \geq 6$ (Gladstone et al., 2009). Por otro lado, las binarias de rayos X galácticas presentan temperaturas significativamente mayores y menor opacidad, con valores típicos de $kT_{\text{disco}} \approx 1$ keV, $kT_e \approx 100$ keV y $\tau \leq 1$ (McClintock & Remillard, 2006).

Las ULXs pueden clasificarse según la componente dominante en su espectro en (Fabrika et al., 2021) :

- ***Soft ultraluminous (SUL)***: dominadas por una componente térmica blanda.
- ***Hard ultraluminous (HUL)***: caracterizadas por una componente dura más prominente.

3. Fuentes ultraluminosas de rayos X

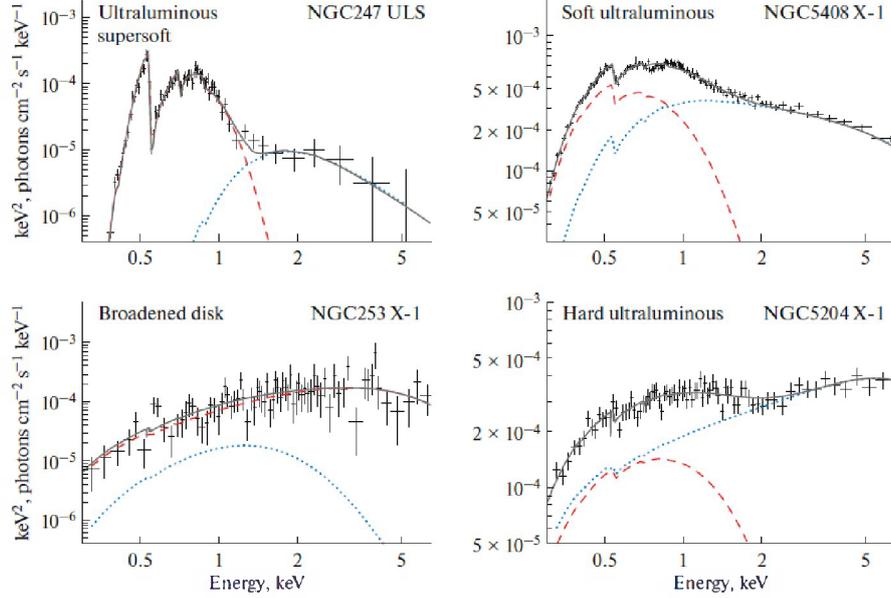


Figura 3.4. Cuatro espectros de ULXs ordenados según la dureza del espectro. Cada modelo se aproxima mediante una curva continua en gris, que es la suma de dos componentes: un disco multicolor (línea discontinua roja) y una componente de comptonización (línea punteada azul). Reproducido de [Fabrika et al. \(2021\)](#).

- **Broadened disk (BD):** presentan una única componente de disco con una temperatura de $kT_{\text{disco}} \approx 1 - 2.5$ keV.

Además, se han identificado las denominadas fuentes ultraluminosas superblandas (ULS) ([Soria & Kong 2016](#), [Urquhart & Soria 2016](#)), que exhiben una componente térmica extremadamente blanda, con $kT_{\text{disco}} \leq 0.1$ keV y una caída abrupta del flujo por encima de 1 keV. En la Fig. 3.4 se muestran cuatro ejemplos de espectros correspondientes a distintos tipos de ULXs, y en la Fig. 3.5 reproducimos un esquema de las fuentes ULX y su clasificación según el ángulo de inclinación del sistema.

Los espectros observados permiten estudiar la parte más interna del disco supercrítico, lo que implica que la línea de visión debe atravesar el embudo transparente. Por lo tanto, el ángulo de inclinación del sistema i es un parámetro fundamental, ya que si $i > \vartheta$, los muros opacos del viento bloquearían la región interna del disco y el espectro observado sería diferente.

Basándose en la inclinación del sistema, se puede establecer una relación con el

tipo espectral de una dada ULX:

- Para $i \approx 0^\circ$, el espectro es predominantemente duro, clasificando la fuente como HUL o BD.
- A medida que el ángulo i aumenta, el espectro se torna más blando, entrando en la categoría de fuentes SUL.
- Cuando $i \approx \vartheta$, los muros del viento bloquean en gran medida la componente dura del espectro, dando lugar a la clasificación ULS.

En el caso extremo de $i \approx 90^\circ \gg \vartheta$, como ocurre con la fuente supercrítica de nuestra galaxia SS433, la única radiación en rayos X detectable proviene de la deflexión de fotones dentro del embudo (Medvedev & Fabrika, 2010).

El tipo espectral de una ULX puede cambiar con el tiempo debido a variaciones en los ángulos i y ϑ . La inclinación de la fuente puede modificarse por efectos de precesión del sistema, mientras que la tasa de acreción afecta a ϑ , que se reduce a medida que la tasa de acreción aumenta (King, 2009).

3. Fuentes ultraluminosas de rayos X

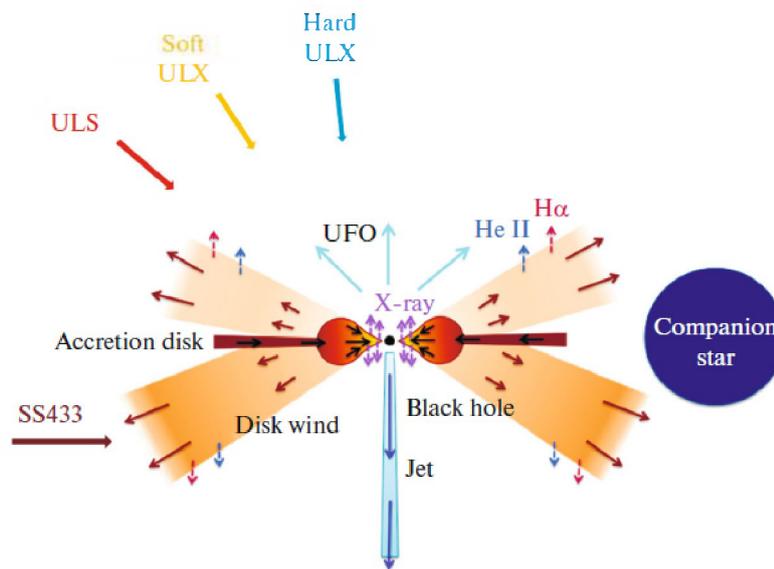


Figura 3.5. Relación entre el tipo de espectro observado y el ángulo con el que se observa el disco supercrítico. En el caso de las fuentes tipo ULX y ULS, el observador puede ver a través del embudo y recibir la radiación de la parte más interna del disco. En el caso del sistema SS433 la inclinación del sistema es muy alta ($i \approx 80^\circ$), viendo el sistema de canto. Reproducido de [Fabrika et al. \(2021\)](#).

Capítulo 4

Mecanismo Bethe-Heitler

En este capítulo se describen los aspectos fundamentales del mecanismo Bethe-Heitler, así como su relevancia para esta Tesis. Este mecanismo es de gran interés en diversos escenarios astrofísicos, como la interacción de rayos cósmicos con el fondo cósmico de microondas (Stecker 1969, Blumenthal 1970) o muchos procesos que tienen lugar en las proximidades de objetos compactos (Begelman et al. 1990, Stern & Svensson 1991, Romero & Vila 2008).

Las colisiones inelásticas foto-hadrónicas pueden originar cascadas electromagnéticas (Chodorowski et al., 1992). La inyección de rayos γ de alta energía en medios formados por materia, radiación o campos magnéticos puede resultar en la formación de pares e^\pm , siempre que la profundidad óptica a la propagación de los rayos γ sea mayor que 1. Si estos pares poseen suficiente energía, pueden producir, a su vez, más radiación γ a través de los procesos de *Bremsstrahlung*, dispersión (IC) y/o radiación sincrotrón, esta radiación gamma vuelve a aniquilarse formando pares energéticos que repiten el proceso. El resultado es la degradación de la energía de los fotones originales y el aumento de la multiplicidad de pares. Estas cascadas son responsables de la generación de espectros tipo ley de potencias en la banda X, observados en objetos compactos, las cuales se originan por radiación X producto de procesos de dispersión IC y emisión sincrotrón, asociados con pares electrón-positrón secundarios (e^\pm). Las cascadas pueden enmascarar el espectro intrínseco y la distribución de partículas inyectadas por la fuente, al reprocesar el espectro inicial y aumentar la multiplicidad de partículas generadas.

4.1. Descubrimiento

En 1934, Hans Bethe y Walter Heitler publicaron el artículo *On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons* (Bethe & Heitler, 1934), donde estudiaron la tasa de pérdida de energía, la sección eficaz y las consecuencias de la interacción entre electrones y fotones energéticos con los campos eléctricos de núcleos. En este trabajo, desarrollaron el fenómeno que denominaron *nacimiento de gemelos*, correspondiente a la creación de un par electrón-positrón en presencia de núcleos, en concordancia con las entonces recientes mediciones de radiación gamma de fotones con energías del orden de $\sim 3 - 10 m_e c^2$.

A partir de este trabajo pionero, el mecanismo Bethe-Heitler ha sido objeto de investigaciones más detalladas y aplicaciones astrofísicas en años posteriores (Maximon 1968, Chodorowski et al. 1992, Mastichiadis et al. 2005, Petropoulou & Mastichiadis 2015, Zheng et al. 2016, Romero et al. 2025, en prep.).

4.2. Proceso foto-hadrónico

El mecanismo Bethe-Heitler es un proceso foto-hadrónico descrito por la electrodinámica cuántica. Su descripción básica es la siguiente (Mastichiadis et al., 2005): si un fotón tiene una energía superior al umbral energético $E_{\text{ph}}^{(\text{th})} = 2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$, medida en el sistema de referencia del protón, el fotón puede interactuar con el campo electrostático del núcleo, aniquilarse y dar origen a un par electrón-positrón:

$$p + \gamma \longrightarrow p + e^- + e^+. \quad (4.1)$$

Una parametrización útil para la sección eficaz y la inelasticidad de este proceso puede encontrarse en Chodorowski et al. (1992) y Begelman et al. (1990), respectivamente.

La tasa de enfriamiento por este mecanismo, considerando una distribución de fotones $n_{\text{ph}}(\epsilon)$, induce una pérdida de energía para un protón con factor de Lorentz γ_p y energía E_p (Begelman et al., 1990):

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{e^\pm} = -\frac{m_p c^3}{2\gamma_p} \int_{E_{\text{ph}}^{(\text{th})}/2\gamma_p}^{E_{\text{ph}}^{\text{max}}} dE_{\text{ph}} \frac{n_{\text{ph}}(E_{\text{ph}})}{E_{\text{ph}}^2} \int_{E_{\text{ph}}^{(\text{th})}}^{2\gamma_p E_{\text{ph}}} d\tilde{E}_{\text{ph}} \sigma_{e^\pm}(\tilde{E}_{\text{ph}}) \kappa_{e^\pm}(\tilde{E}_{\text{ph}}) \tilde{E}_{\text{ph}}. \quad (4.2)$$

Como se comentó en la Sec. 2.4.2, la emisividad de una interacción es fundamental para describir las partículas resultantes. En esta Tesis utilizamos la expresión para la emisividad de pares a través del mecanismo Bethe-Heitler presentada en Romero & Vila (2008), utilizando una aproximación funcional delta δ :

$$\begin{aligned} Q_{e^\pm}(E_{e^\pm}) &= 2 \int dE_p N_p(E_p) \omega_{p\gamma, e^\pm}(E_p) \delta\left(E_{e^\pm} - \frac{m_e}{m_p} E_p\right) \\ &= 2 \frac{m_p}{m_e} N_p\left(\frac{m_p}{m_e} E_{e^\pm}\right) \omega_{p\gamma, e^\pm}\left(\frac{m_p}{m_e} E_{e^\pm}\right), \end{aligned} \quad (4.3)$$

donde $\omega_{p\gamma, e^\pm}$ es la tasa de colisiones (Ec. 2.43), expresión en la cual está involucrada la sección eficaz de esta interacción σ_{e^\pm} . La población de pares secundarios es de particular interés debido a que este mecanismo tiene una inelasticidad muy baja, por lo que se produce una gran cantidad de pares en la zona de interacción. Adicionalmente, como los pares tienen origen en un proceso foto-hadrónico, pueden emerger con energías superiores a los electrones primarios.

4.3. Comparación con otros procesos

Otra interacción relevante entre protones y campos de fotones es la producción de mesones. Para comparar la contribución relativa de estos procesos en la pérdida de energía de un protón, se puede analizar el producto $\kappa_{e^\pm} \sigma_{e^\pm}$ (Chodorowski et al., 1992). La inelasticidad del proceso de creación de pares es muy pequeña, ya que $\kappa_{e^\pm} \ll 2m_e/m_p \ll 1$, mientras que $\kappa_\pi \approx 0.6$. Sin embargo, la creación de pares posee una sección eficaz ≈ 100 veces mayor que la producción de foto-mesones. Esto implica que, en el sistema de referencia del protón, cuando el fotón está en el rango de energías

$$2m_e c^2 < E_{\text{ph}} < m_\pi \left(1 + \frac{m_\pi}{2m_p}\right), \quad (4.4)$$

se producen numerosas interacciones a través del mecanismo Bethe-Heitler, incrementando significativamente la multiplicidad de pares. Sin embargo, cuando se su-

4. Mecanismo Bethe-Heitler

para el umbral energético para la producción de mesones, la interacción dominante pasa a ser esta última, desplazando al mecanismo Bethe-Heitler.

Por otro lado, la interacción entre hadrones (pp) puede ser un canal relevante de pérdida de energía que compita con el mecanismo $p\gamma$ en ciertas condiciones astrofísicas. Recordemos que la tasa de pérdida de energía por procesos pp (ver Ec. 2.58) depende de la densidad de nucleones en la zona de interacción. Además, la sección eficaz pp es mucho mayor que cualquier sección eficaz asociada a interacciones $p\gamma$, $\sigma_{pp} \gg \sigma_{p\gamma}$. Por lo tanto, la relevancia de estas dos interacciones hadrónicas estará determinada por la comparación entre la densidad de nucleones y la densidad de fotones blancos en la región de interacción.

Capítulo 5

Modelo

En esta sección presentamos los resultados del modelo desarrollado para esta Tesis. En primer lugar, establecemos los parámetros de una ULX estándar y los escenarios para su aplicación. Posteriormente, describimos las características del disco supercrítico, del viento y de la región de aceleración de partículas, y emisión de radiación. Finalmente, presentamos los resultados obtenidos para los distintos escenarios analizados.

5.1. Escenario general

Consideramos un BH estelar de Schwarzschild (Sec. 2.8.2) con una masa de $10M_{\odot}$ y un disco de acreción de radio interno $r_{\text{in}} = 6r_g = 1.5 \times 10^6$ cm. Los parámetros fundamentales del disco y del viento fueron adoptados de Akizuki & Fukue (2006), Abaroa et al. (2023), Abaroa & Romero (2024a) y Abaroa et al. (2024b). La luminosidad y tasa de acreción de Eddington (Ecs. 2.75 y 2.76) para la masa del BH supuesta toman los valores:

$$L_{\text{Edd}} = 1.3 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}, \quad \dot{M}_{\text{Edd}} = 1.4 \times 10^{19} \text{ g s}^{-1}. \quad (5.1)$$

Analizaremos tres escenarios distintos, de acuerdo al valor de la tasa de acreción normalizada \dot{m} :

- Escenario χ_1 : ULX levemente súper-Eddington con $\dot{m} = 2$.
- Escenario χ_2 : ULX súper-Eddington típica con una tasa de acreción de $\dot{m} = 10$.

- Escenario χ_3 : ULX hiperacretante de $\dot{m} = 1000$.

5.1.1. Disco

El modelo del disco supercrítico lo desarrollamos en detalle en la Sec. 3.3.2. Parte de la región magnéticamente dominada del disco $r_{\text{in}} < r_{\text{mag}} < r_{\text{crit}}$ será la que quede expuesta en el embudo. Para los parámetros adoptados en nuestro modelo, el radio de magnetización para los tres escenarios es $r_{\text{mag}} = 117 r_g$ (ver Ec. 3.19). El radio crítico r_{crit} para cada escenario es $80 r_g$ para χ_1 , $400 r_g$ en el escenario χ_2 y $4 \times 10^4 r_g$ en el escenario χ_3 (ver Ec. 3.4). Calculamos las propiedades del disco y su SED corregida por la colimación geométrica para cada uno de los escenarios. Hacemos notar que en este trabajo las ecuaciones para el espesor y la velocidad radial han sido modificadas con factores de suavización en r_{mag} y r_{crit} , donde los parámetros físicos del disco presentan discontinuidades.

La Fig. 5.1 muestra en escala logarítmica las propiedades (descritas en la Sec. 3.3.2) calculadas del disco para los escenarios χ_1 (línea azul punteada), χ_2 (línea naranja continua) y χ_3 (línea verde discontinua), en función de la distancia al BH en unidades de radio gravitacional. El espesor del disco (arriba a la izquierda) aumenta con r hasta alcanzar un máximo en r_{crit} y luego decae rápidamente hasta su valor constante estándar. La velocidad radial (arriba a la derecha) alcanza un valor de $\sim 0.1c$ cerca del agujero negro en los tres escenarios. Las temperaturas (abajo a la izquierda) en la parte interna llegan a temperaturas de $T_{\text{disco}} \sim 10^7$ K y descienden por debajo de $T_{\text{disco}} \sim 10^5$ más allá del radio crítico. El campo magnético (abajo a la derecha) en la región interna puede ser muy intenso cerca del BH: 10^8 G (χ_1), 5×10^7 G (χ_2), 5×10^6 G (χ_3).

La temperatura en el radio más interno está dada por la Ec. 3.32, la cual varía muy poco respecto a la temperatura del disco crítico no magnetizado, diferenciándose únicamente por el factor $1/\sqrt{1+\beta}$, donde β es el parámetro de magnetización. En un régimen supercrítico, la temperatura en la región más interna del disco no crece indefinidamente con tasas de acreción más altas, por lo que para los tres escenarios la temperatura toma aproximadamente el mismo valor.

Modelamos la radiación de la parte expuesta del disco como un BB de temperatura igual a la del anillo más interno del disco, $T_{\text{disco}} \approx 10^7$ K, y cuya área corresponde

a la región que queda expuesta de acuerdo a la presencia del viento. Dado que es difícil determinar el radio de exposición según se infiere de observaciones (Combi et al., 2024), en ausencia de mayor información supusimos que el radio del último anillo expuesto por la presencia del viento es $50 r_g$ para los tres escenarios.

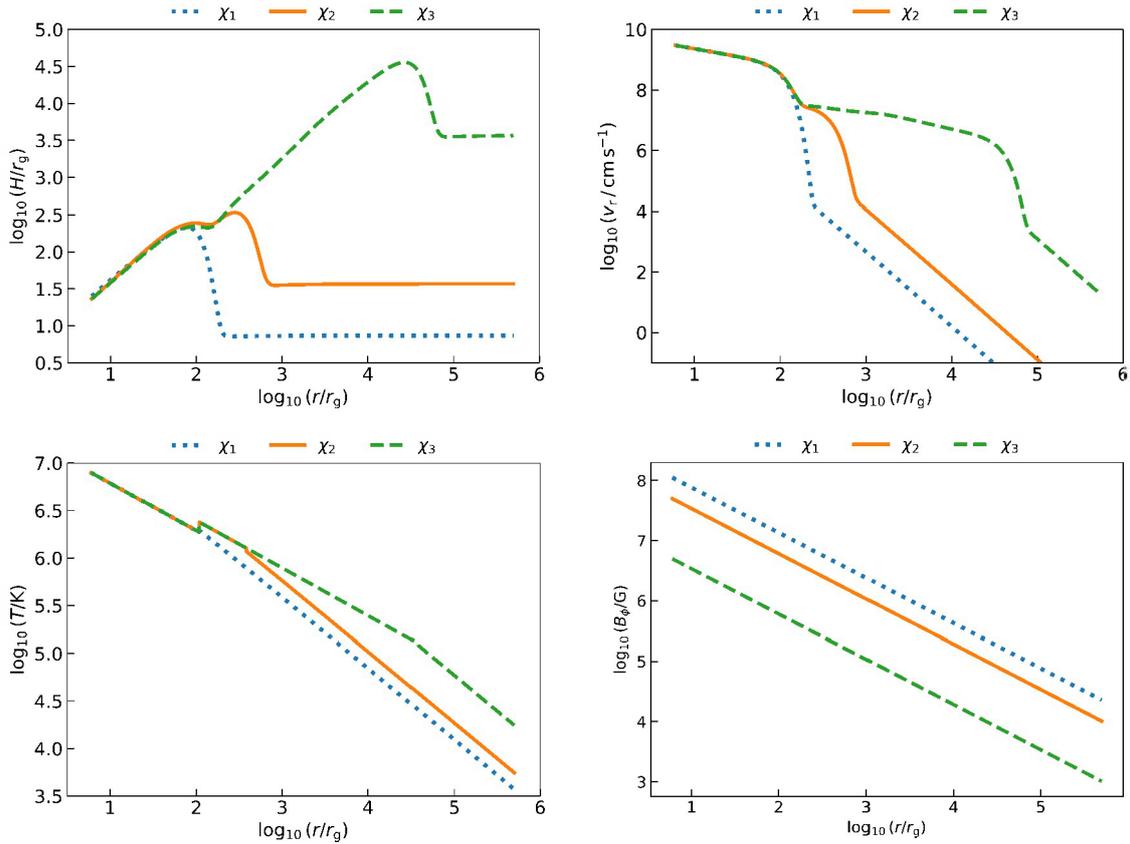


Figura 5.1. Distribución radial de la altura (arriba a la izquierda), velocidad radial (arriba a la derecha), temperatura (abajo a la izquierda) y campo magnético toroidal (abajo a la derecha) del disco de acreción. La altura y la distancia radial al agujero negro están expresados en unidades de radio gravitacional. La velocidad radial y el campo magnético están en unidades del sistema CGS. Mostramos los resultados para los escenarios χ_1 ($\dot{m} = 2$, líneas azules punteadas), χ_2 ($\dot{m} = 10$, líneas naranjas continuas) y χ_3 ($\dot{m} = 1000$, líneas verdes discontinuas).

5.1.2. Viento

El viento es eyectado del disco en la región $r < r_{\text{crit}}$ con velocidad constante v_{viento} (ver Ec. 3.43). El sistema regula la luminosidad a la luminosidad de Eddington mediante la expulsión del viento, por lo que $\dot{m}_{\text{viento}} = \dot{M}_{\text{viento}} c^2 / L_{\text{Edd}} \approx \dot{m}$.

Suponemos que el viento tiene una geometría esférica para un observador lejos del sistema, una hipótesis usual en ULXs, por lo que la densidad es

$$\rho_{\text{viento}} = \frac{\dot{M}_{\text{viento}}}{4\pi r^2 v_{\text{viento}}}, \quad (5.2)$$

donde r es la distancia al BH y \dot{M}_{viento} es la tasa de materia que es expulsada del disco en forma de vientos. La altura de la fotosfera del viento se calcula con la condición (Fukue, 2009):

$$\tau_{\text{ph}} = \int_{z_{\text{ph,viento}}}^{\infty} \gamma_{\text{viento}} (1 - \beta_{\text{viento}} \cos \Theta) \kappa_{\text{co}} \rho_{\text{co}} dz = 1, \quad (5.3)$$

donde Θ es el ángulo con la línea de la visual, κ_{co} es la opacidad en el sistema co-móvil, $\gamma_{\text{viento}} \approx 1$ es el factor de Lorentz del viento, ρ_{co} es la densidad en el sistema co-móvil y $\beta_{\text{viento}} = v_{\text{viento}}/c \ll 1$, por lo que los parámetros co-móviles son esencialmente iguales a los observados. Si suponemos un viento completamente ionizado, $\kappa_{\text{co}} = \sigma_{\text{T}}/m_{\text{p}}$.

En la Fig. 5.2 se muestra en escala logarítmica las propiedades calculadas del viento para los escenarios χ_1 (línea azul punteada), χ_2 (línea naranja continua) y χ_3 (línea verde discontinua), en función de la distancia al BH en unidades de radio gravitacional. La altura de la fotosfera del viento (izquierda) crece significativamente: $\approx 160r_{\text{g}}$ (χ_1), $\approx 1900r_{\text{g}}$ (χ_2) y $\approx 2 \times 10^6 r_{\text{g}}$ (χ_3). El reducido valor para el escenario χ_1 significa esencialmente que no hay fotosfera. La temperatura del viento en cada escenario es de $\approx 10^6 \text{K}$ (χ_1), $\approx 10^5 \text{K}$ (χ_2) y $\approx 10^4 \text{K}$ (χ_3). En los escenarios χ_1 y χ_2 el pico de emisión se ubica en la banda UV, mientras que en el escenario χ_3 se encuentra en el óptico.

La radiación térmica del viento la calculamos como un BB con temperatura T_{viento} (Ec. 3.52) y un radio igual la altura de la fotosfera $z_{\text{ph,viento}}$.

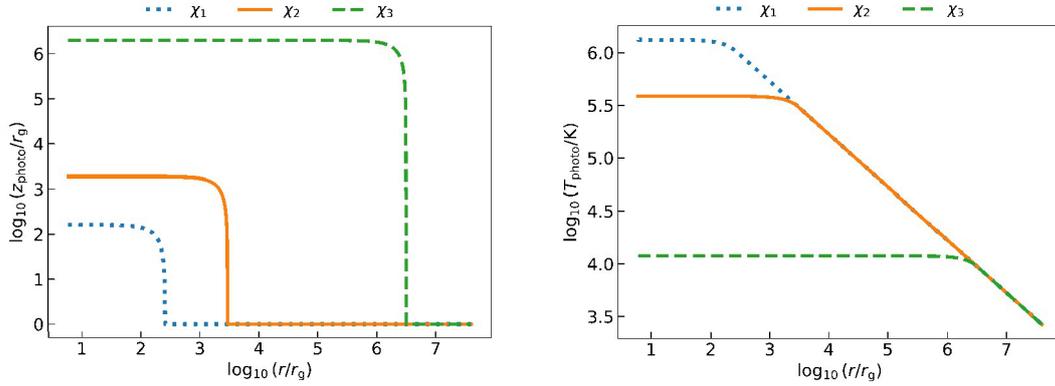


Figura 5.2. Distribución radial de la altura (izquierda) y temperatura (derecha) del viento. La altura y la distancia radial al BH están expresadas en unidades de radio gravitacional. Mostramos los resultados para los escenarios χ_1 ($\dot{m} = 2$, líneas azules punteadas), χ_2 ($\dot{m} = 10$, líneas naranjas continuas) y χ_3 ($\dot{m} = 1000$, líneas verdes discontinuas).

5.1.3. Embudo

A medida que la tasa de acreción aumenta, el ángulo de semiapertura del embudo disminuye, dificultando el acceso a la radiación X del disco por parte de un observador distante. Como comentamos en la Sec. 3.3.6, King et al. (2023) relaciona el factor de *beaming* b con el ángulo de semiapertura ϑ como $b = 1 - \cos(\vartheta/2)$. Según estos autores, este factor se relaciona a su vez con la tasa de acreción como $b = 73/\dot{m}^2$ (para $\dot{m} > 8$). Sin embargo, esta expresión tiene inconsistencias para tasas de acreción muy altas, resultando en factores de *beaming* excesivamente bajos. Por ejemplo, en una investigación reciente se reporta que el ángulo de semiapertura del embudo en la fuente supercrítica Cyg-X3 es de $\sim 15^\circ$ (Veledina et al., 2024), lo que no aparenta estar en sintonía con la predicción de King et al. (2023). Es por eso que supondremos los valores para las aperturas de los embudos, sin considerar ninguna relación matemática. Tomamos los valores:

- $\chi_1 \longrightarrow \vartheta = 40^\circ$.
- $\chi_2 \longrightarrow \vartheta = 15^\circ$.
- $\chi_3 \longrightarrow \vartheta = 5^\circ$.

5. Modelo

Parámetro [unidad]	χ_1	χ_2	χ_3
(\dagger) \dot{M} : Tasa de acreción [g s^{-1}]	2.8×10^{19}	1.4×10^{20}	1.4×10^{22}
(\dagger) \dot{m} : Tasa de acreción normalizada	2	10	1000
(\dagger) r_{crit} : Radio critico [r_{g}]	80	400	4×10^4
(\dagger) B_{ϕ} : Campo magnético en r_{in} del disco [G]	10^8	5×10^7	5×10^6
(\dagger) $z_{\text{Alfvén}}$: Radio de Alfvén [r_{g}]	150	200	60
(\dagger) $z_{\text{ph,viento}}$: Altura de la fotosfera del viento [r_{g}]	160	1900	2×10^6
(\dagger) v_{viento} : Velocidad del viento [c]	0.111	0.05	0.005
(\dagger) T_{viento} : Temperatura co-móvil del viento [K]	1.5×10^6	4×10^5	1.2×10^4
(\dagger) ϑ : Ángulo de semi-apertura del embudo [grados]	40	15	5

Tabla 5.1. Las cantidades con (\dagger) fueron prefijadas de acuerdo a valores típicos involucrados en este tipo de procesos. Las cantidades con (\ddagger) fueron calculadas.

Como se describe en la Sec. 3.3.6, el embudo es una región transparente que deja expuesta la parte más interna del disco supercrítico. Como las observaciones muestran que la radiación escapa del embudo, la densidad integrada a lo largo de la línea de la visual debe ser lo suficientemente baja, cumpliendo la condición de la Ec. (3.54). La velocidad del gas en el embudo es aproximadamente $v_{\text{gas}} \approx 0.2c$ (por lo discutido en la Sec. 3.3.6), por lo que el factor de Lorentz es $\gamma_{\text{gas}} \approx 1$.

Reemplazando la Ec. (3.55) en la Ec. (3.54) obtenemos que se debe cumplir:

$$\int_{10r_{\text{g}}}^{\infty} \frac{\sigma_{\text{T}} (1 - 0.2 \cos(\vartheta))}{m_{\text{p}} 2\pi(1 - \cos(\vartheta))} \frac{\dot{M}_{\text{gas}}}{z^2 v_{\text{gas}}} dz < 1. \quad (5.4)$$

A partir de la inecuación (5.4), determinamos la tasa máxima de entrada de materia \dot{M}_{gas} que permite mantener la transparencia del embudo. Con este límite superior para \dot{M}_{gas} , calculamos la densidad máxima del embudo mediante la Ec. (3.55) y se determina la potencia cinética máxima del gas a partir de la Ec. (3.57). En la Tabla 5.1 se detallan los parámetros del sistema para los tres escenarios.

5.1.4. Región de aceleración

Planteamos un modelo *one-zone* para la región de aceleración, suponiendo la homogeneidad de los parámetros físicos en una pequeña región del espacio. Suponemos

que el tamaño de la región de aceleración es la décima parte de la distancia del BH a la misma, es decir, $\Delta z_{\text{acc}} = 0.1 z_{\text{acc}}$.

Las partículas se aceleran hasta energías relativistas mediante mecanismos de choques difusivos (Sec. 2.2.2). Para que esto ocurra, el gas debe ser mecánicamente compresible, por lo que la región de aceleración debe localizarse a una distancia donde la densidad de energía en materia $U_p(z)$ domine sobre la densidad de energía magnética $U_m(z)$:

$$U_p(z) = \frac{\dot{M}_{\text{gas}} v_{\text{gas}}}{2\pi z^2} > \frac{B^2(z)}{8\pi} = U_m(z). \quad (5.5)$$

La altura en el embudo a la cual esto se cumple se denomina radio de Alfvén, $z_{\text{Alfvén}}$. En la región $z < z_{\text{Alfvén}}$, el campo magnético es principalmente poloidal y decrece con la distancia según $B(z) = B_\phi(z'/z)^2$, donde $z' \approx 10r_g$. Sin embargo, cuando la densidad de energía en materia se vuelve dominante, las líneas de campo magnético adoptan una geometría predominantemente toroidal, por lo que a partir de ese punto el campo magnético decrece como $B(z) = B'_0(z_{\text{Alfvén}}/z)$. La intensidad del campo magnético en la base del embudo lo presentamos en la Sec. 5.1.1.

La distribución de fotones térmicos en el embudo proviene tanto del disco como del viento, y la contribución relativa de cada uno depende de sus temperaturas, sus radios y distancias a la región de aceleración. En los escenarios χ_1 y χ_2 situamos la región de aceleración en las inmediaciones de la fotosfera del viento. En cambio, la altura de la fotosfera en χ_3 es de $\approx 2 \times 10^6 r_g$. En este último caso, situamos la región de aceleración dentro de la fotosfera pero por encima del radio de Alfvén.

En la Fig. 5.3 se muestra la distribución de fotones del viento y del disco para cada escenario. En el caso de χ_1 y χ_2 , ambas distribuciones son comparables, por lo que calculamos los procesos IC considerando ambas fuentes de fotones térmicos. En cambio, para el escenario χ_3 , la distribución de fotones del viento es significativamente menor en comparación con la del disco, y la densidad de energía en la región de aceleración del disco es mucho mayor que la contribución del viento:

$$U_{\text{ph,disco}}^{\chi_3} \approx 10^7 U_{\text{ph,viento}}^{\chi_3},$$

por lo que no consideramos la radiación del viento en el cálculo de la emisión NT.

En la región de aceleración, una fracción $q_{\text{rel}} = 0.1$ de la energía cinética del gas (Ec. 3.57),

5. Modelo

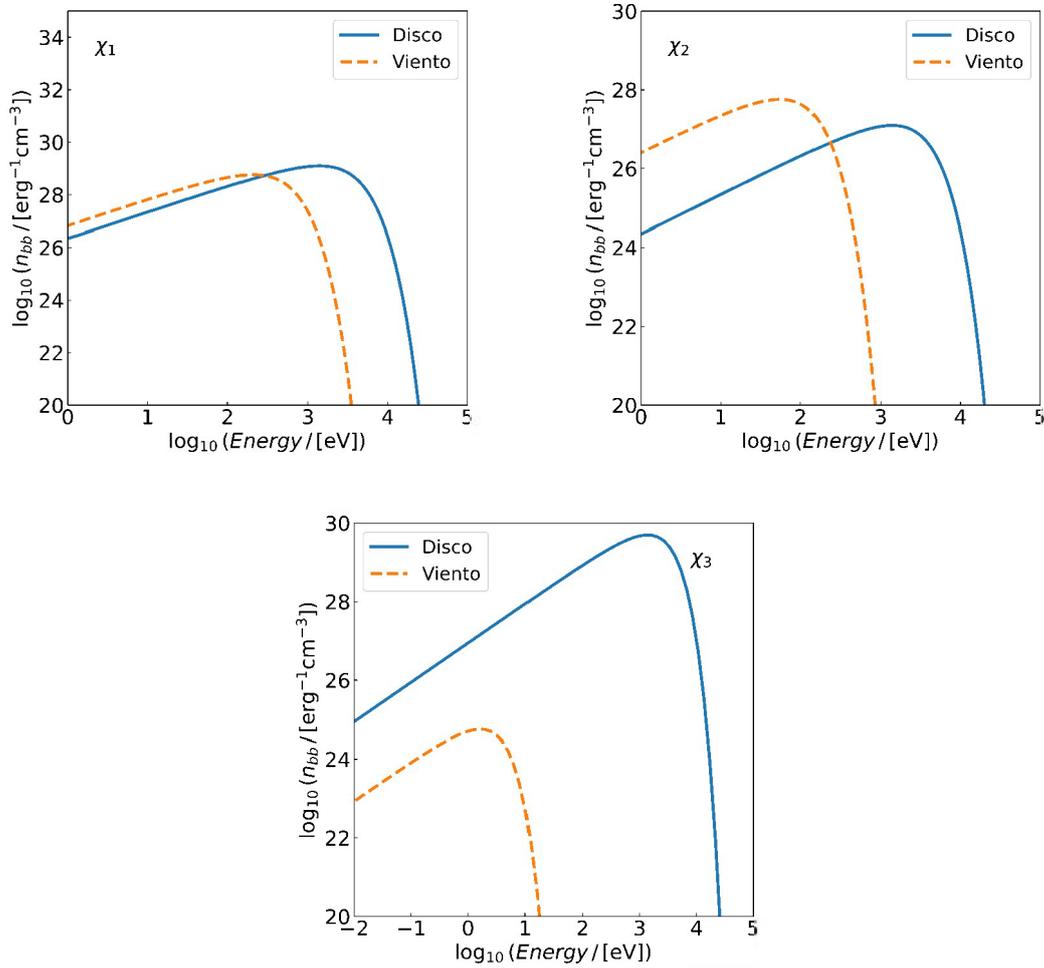


Figura 5.3. Distribuciones de fotones térmicos del disco y del viento en la región de aceleración para cada escenario: χ_1 , χ_2 y χ_3 . Las distribuciones de fotones del disco tienen su pico en la banda X, siendo para el caso χ_1 la distribución más prominente por la cercanía de la zona de aceleración y el área del disco expuesto. En el caso de χ_1 y χ_2 los fotones del viento tienen su pico en la banda UV, mientras que en el escenario χ_3 , por la baja temperatura del viento, la distribución tiene su máximo en el óptico.

$$L_{\text{gas}} = \frac{\dot{M}_{\text{gas}} v_{\text{gas}}^2}{2}, \quad (5.6)$$

5.2. Poblaciones de partículas

Parámetro [unidad]	χ_1	χ_2	χ_3
(\dagger) L_{gas} : Potencia cinética del gas [erg s $^{-1}$]	7×10^{36}	10^{36}	1.2×10^{35}
(\dagger) z_{acc} : Altura de la región de aceleración [r_g]	200	2000	100
(\dagger) r_{acc} : Radio de la región de aceleración [r_g]	84	535	9
(\dagger) Δz_{acc} : Tamaño de la región de aceleración [r_g]	20	200	10
(\dagger) n_{gas} : Densidad numérica del gas [cm $^{-3}$]	1.2×10^{15}	3.2×10^{12}	1.3×10^{15}
(\dagger) B : Campo magnético en la región de aceleración [G]	6.5×10^5	1.3×10^4	8.3×10^4
(\dagger) E_{Hillas} : Energía máxima (criterio de Hillas) [eV]	3×10^{15}	10^{15}	4×10^{14}

Tabla 5.2. Las cantidades con (\dagger) fueron prefijadas de acuerdo a valores típicos involucrados en este tipo de procesos. Las cantidades con (\ddagger) fueron calculadas.

se transfiere a partículas relativistas a través de mecanismos de choques difusivos:

$$L_{\text{rel}} = q_{\text{rel}} L_{\text{gas}}, \quad (5.7)$$

A su vez, la luminosidad total se distribuye entre protones (L_p) y electrones (L_e) relativistas de acuerdo con:

$$L_{\text{rel}} = L_p + L_e. \quad (5.8)$$

Suponemos además que el mecanismo de aceleración en la fuente es más eficiente para protones que para electrones, con una relación de $m_p/m_e \approx 1000$ a 1:

$$L_p = a L_e, \quad a = 1000. \quad (5.9)$$

En la Tabla 5.2 se detallan los parámetros relacionados a la aceleración de partículas para los tres escenarios analizados.

5.2. Poblaciones de partículas

5.2.1. Inyección de partículas primarias

Suponemos que la función de inyección de las partículas primarias sigue una ley de potencias con un índice espectral $p = 2$, similar a lo observado en los rayos cósmicos, con un corte exponencial en las energías máximas de cada especie:

$$Q_{(e,p)} = Q_{0(e,p)} E_{(e,p)}^{-p} \exp\left(-\frac{E_{(e,p)}}{E_{(e,p)}^{\max}}\right), \quad (5.10)$$

donde $Q_{0(e,p)}$ es una constante de normalización definida en base al presupuesto energético de cada especie de partícula $L_{(e,p)}$. Esta constante se determina imponiendo la condición:

$$L_{(e,p)} = \int_V d^3r \int_{E_{(e,p)}^{\min}}^{E_{(e,p)}^{\max}} dE_{(e,p)} E_{(e,p)} Q_{(e,p)}(E_{(e,p)}), \quad (5.11)$$

$$L_{(e,p)} = Q_{0(e,p)} V \int_{E_{(e,p)}^{\min}}^{E_{(e,p)}^{\max}} dE_{(e,p)} E_{(e,p)} E_{(e,p)}^{-p}, \quad (5.12)$$

donde V es el volumen de la región de aceleración y $E_{(e,p)}^{\max}$ es la energía máxima alcanzada por ambas especies de partículas. Este valor se obtiene a partir del balance entre las tasas de pérdida y ganancia de energía.

5.2.2. Inyección de pares secundarios

Como mencionamos en el Cap. 4, el mecanismo de Bethe-Heitler genera pares secundarios en la región de aceleración a través de la reacción



Estos pares se generan al vuelo con energías relativistas y, por lo tanto, se enfrían de inmediato debido a la interacción con los campos ambientales. En el caso de estos leptones secundarios, la función de inyección está dada por la emisividad del mecanismo de Bethe-Heitler en la Ec. (4.3) (Zheng et al., 2016). En la Fig. 5.4, donde se grafica en escala logarítmica la emisividad de los pares secundarios en función de la energía en eV. Estos leptones comienzan con una energía inicial mayor que los leptones primarios y, además, son más numerosos. Esto se refleja directamente en la distribución de ambas poblaciones de leptones.

5.2.3. Tasas de aceleración y enfriamiento

Para calcular la tasa de aceleración de los bariones suponemos una velocidad del choque de $v_s = 0.2c$ y una eficiencia de aceleración de $\eta = 10^{-2}$ (ver Ec. 2.8).

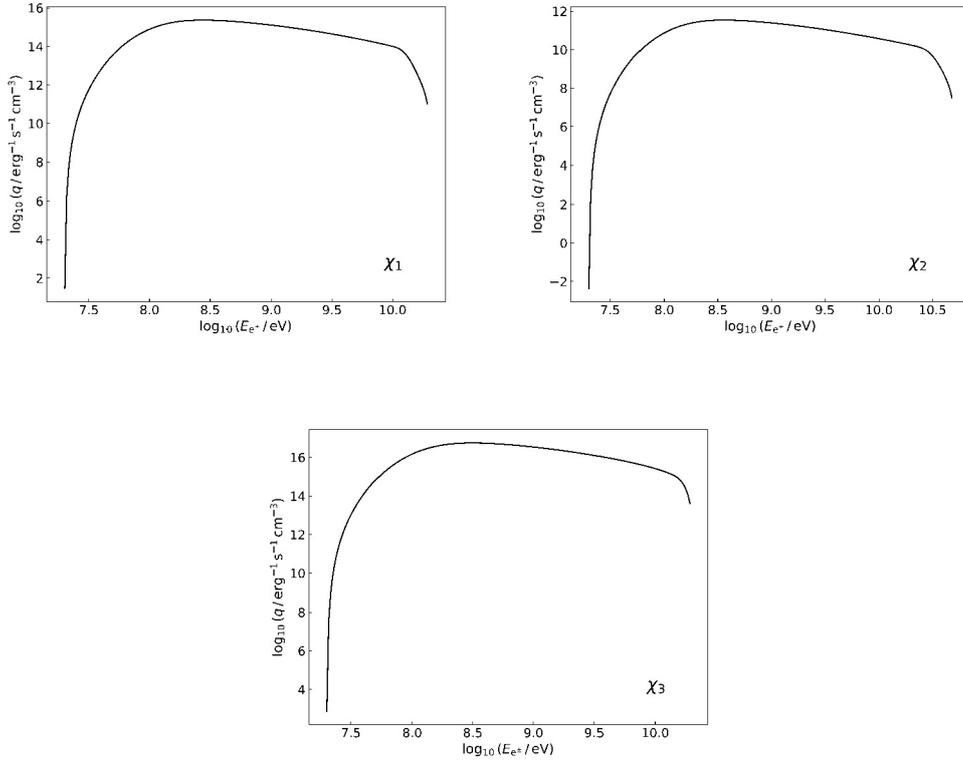


Figura 5.4. Emisividad de pares por mecanismo Bethe-Heitler en función de la energía en eV en escala logarítmica para los escenarios χ_1 (arriba izquierda), χ_2 (arriba derecha) y χ_3 (abajo). Los pares generados tienen energías entre $\approx 3 \times 10^7$ eV hasta $\approx 3 \times 10^{10}$ eV, y siendo muy numerosos para los casos χ_1 y χ_3 debido a la proximidad de la región de aceleración con el disco supercrítico, el cual genera los fotones X involucrados en el mecanismo Bethe-Heitler.

El escape de partículas ocurre por convección, ya que son removidas de la región de aceleración por el movimiento macroscópico del gas en el embudo. Los bariones pierden energía al interactuar con los campos ambientales, ya sea a través de la emisión de radiación o mediante la acción de trabajo mecánico debido a la expansión del gas. Para los leptones calculamos las tasas debido a los procesos de enfriamiento por radiación sincrotrón (Ec. 2.22), IC (Ec. 2.29) y *Bremsstrahlung* (Ec. 2.63). En el caso de los protones, calculamos las pérdidas de energía por interacciones con campos de fotones (Ec. 2.41), sincrotrón y colisiones protón-protón (*pp*, Ec. 2.58). Consideramos además las pérdidas adiabáticas (Ec. 2.66) para ambas especies de

5. Modelo

partículas. La energía máxima que pueden alcanzar las partículas está limitada por el radio de giro según Hillas (1984).

En la Fig. 5.5 graficamos en escala logarítmica la comparación entre la ganancia y la pérdida de energía de electrones primarios en la región de aceleración para los escenarios χ_1 (arriba a la izquierda), χ_2 (arriba a la derecha) y χ_3 (abajo). El proceso principal de enfriamiento es la dispersión IC con los fotones del disco y la radiación sincrotrón. La interacción IC domina hasta energías del orden de ~ 10 GeV, mientras que para energías mayores la emisión sincrotrón se convierte en el mecanismo de enfriamiento predominante.

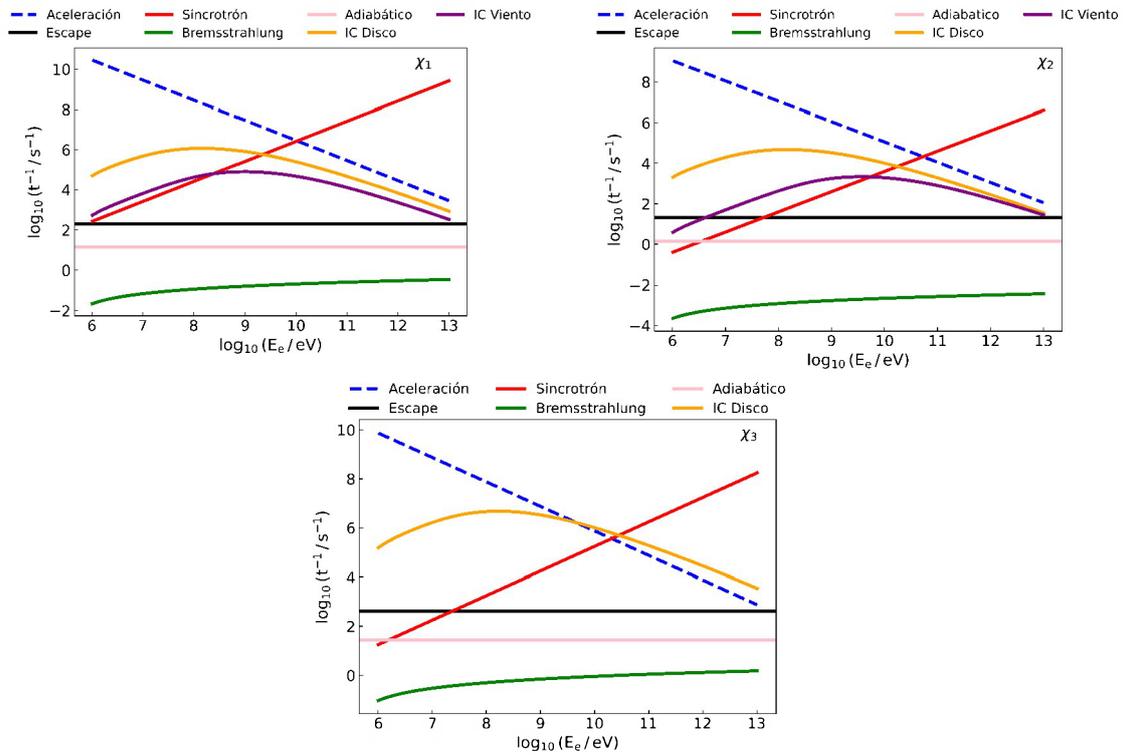


Figura 5.5. Tasas de aceleración, enfriamiento y escape para electrones relativistas en la región de aceleración para los escenarios χ_1 (arriba a la izquierda), χ_2 (arriba a la derecha) y χ_3 (abajo). En el escenario χ_2 tuvimos en cuenta el campo de fotones del disco y del viento en el calculo de enfriamientos por IC, debido a que ambas distribuciones eran comparables. El proceso de enfriamiento dominante es la dispersión IC hasta energías de $\sim 10^{10}$ eV, en adelante predomina el enfriamiento por interacción sincrotrón y la energía máxima es $\approx 2 - 5 \times 10^{10}$ eV.

De manera análoga, en la Fig. 5.6 graficamos la ganancia y pérdida de energía de los protones en la región de aceleración para los mismos escenarios. En el escenario χ_2 , dado que los campos de fotones del viento y del disco son comparables, calculamos las tasas de pérdida de energía por procesos foto-hadrónicos considerando ambos campos. Como los procesos foto-hadrónicos con los fotones del disco se producen para energías aproximadamente un orden de magnitud menores que aquellos que involucran a los fotones del viento, y además las tasas de interacción con la radiación del viento son alrededor de dos órdenes de magnitud inferiores, no tuvimos en cuenta la radiación del viento para el cálculo de la emisividad de los pares secundarios ni de los piones neutros. En este caso, los protones escapan de la zona de aceleración antes de sufrir un enfriamiento significativo, con el escape dominando hasta $\sim 10^{13}$ eV. Para energías superiores, las pérdidas foto-hadrónicas comienzan a ser relevantes en un rango estrecho de energías.

La energía máxima que alcanzan las partículas se determina a partir de la intersección entre la tasa de ganancia de energía y las tasas de enfriamiento y escape:

$$t_{\text{acc}}^{-1} = t_{\text{enfr}}^{-1} + t_{\text{escape}}^{-1}, \quad (5.14)$$

donde los valores obtenidos para la energía máxima en cada escenario son:

- **Escenario χ_1 :** electrones primarios $E_e^{\text{max}} = 10$ GeV y protones $E_p^{\text{max}} \approx 10$ TeV.
- **Escenario χ_2 :** electrones primarios $E_e^{\text{max}} = 50$ GeV y protones es $E_p^{\text{max}} \approx 10$ TeV.
- **Escenario χ_3 :** electrones primarios $E_e^{\text{max}} = 4$ GeV y protones $E_p^{\text{max}} \approx 10$ TeV.

La energía máxima alcanzada por los protones en los tres escenarios es esencialmente la misma debido a la alta densidad de fotones del disco. Una vez superado el umbral para la creación de fotomesones, la densidad de fotones en los tres escenarios es tan alta que enfría inmediatamente a los protones, lo que establece un corte en la energía máxima en todos los escenarios.

5.2.4. Distribución de partículas

Suponemos que la región de aceleración es homogénea y que la distribución de partículas es estacionaria. Bajo esta suposición, la ecuación de transporte (2.12) adopta la forma:

5. Modelo

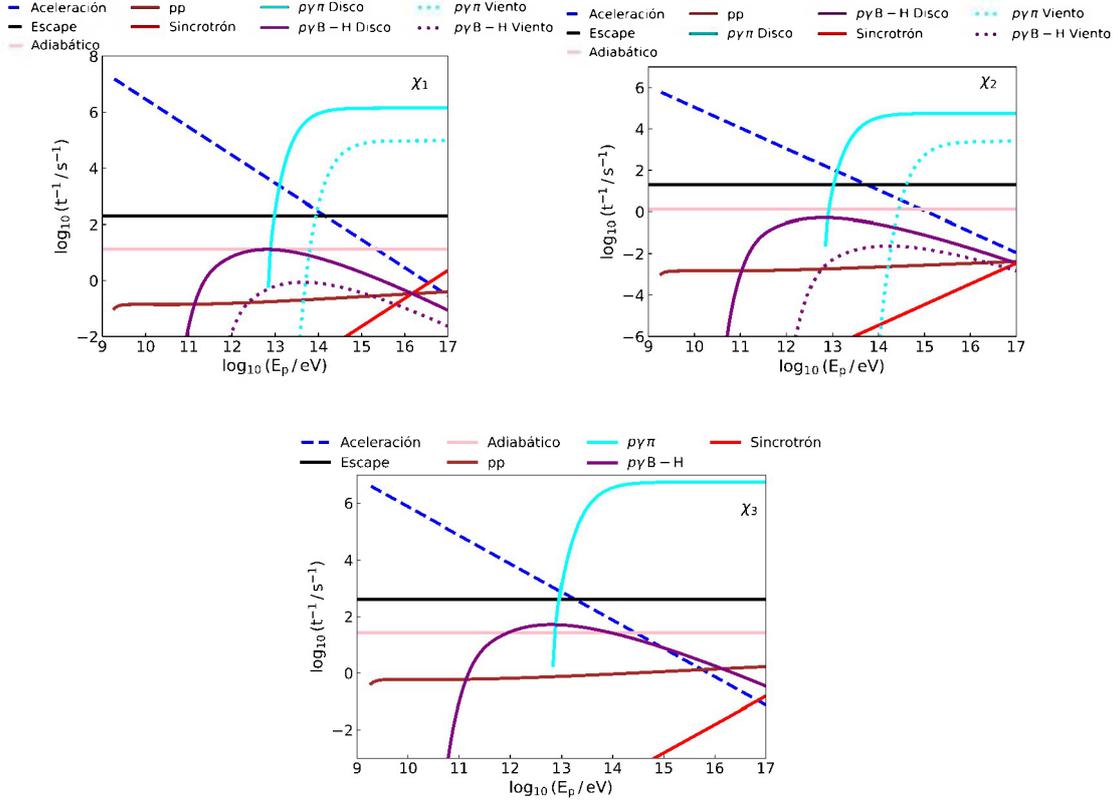


Figura 5.6. Tasas de aceleración, enfriamiento y escape para protones relativistas en la región de aceleración para los escenarios χ_1 (arriba a la izquierda), χ_2 (arriba a la derecha) y χ_3 (abajo). Para el escenario χ_2 graficamos las tasas para procesos foto-hadrónicos (curvas violeta y turquesa) con el campo de fotones del disco (línea continua) y con el campo de fotones del viento (línea punteada). En ambos escenarios, la tasa de escape domina hasta ≈ 10 TeV, y la tasa de pérdida de energía dominante es la interacción foto-hadrónica a energías medias y altas.

$$\frac{\partial(b(E)n(E))}{\partial E} + \frac{n(E)}{T_{\text{esc}}} = Q(E), \quad (5.15)$$

donde $b = |dE/dt|_{\text{loss}}$ representa la suma de las pérdidas energéticas de la población de partículas, T_{esc} es el tiempo característico de advección de las partículas fuera de la región de aceleración, y $Q_{(e,p)}$ es la función de inyección de partículas primarias, dada por la Ec. (5.10).

La solución analítica exacta de la Ec. (5.15) está dada por (Khangulyan et al.,

2007):

$$n_{(e,p)}(E_{(e,p)}) = \left| \frac{dE}{dt} \right|_{\text{loss}(e,p)}^{-1} \int_{E_{(e,p)}}^{E^{\max}} dE' Q_{(e,p)}(E') \exp\left(-\frac{\tau(E_{(e,p)}, E')}{T_{\text{esc}}}\right), \quad (5.16)$$

donde

$$\tau(E_{e,p}, E') = \int_{E_{e,p}}^{E'} dE'' \left| \frac{dE''}{dt} \right|_{\text{loss}}^{-1}. \quad (5.17)$$

Resolvimos la ecuación de transporte (5.16) para las tres especies de partículas. Las distribuciones energéticas resultantes para los electrones primarios y pares secundarios se muestra en la Fig. 5.7, donde la curva azul continua son los pares secundarios y la curva roja punteada los electrones primarios para los escenarios χ_1 , χ_2 y χ_3 . La distribución de los pares secundarios comienza y termina a energías mayores que aquellas para los electrones primarios, y son aproximadamente cuatro órdenes de magnitud más numerosos, dando una distribución considerablemente más alta.

En la Fig. 5.8 se muestra la distribución de protones relativistas para los casos χ_1 (línea azul punteada), χ_2 (línea naranja continua) y χ_3 (línea verde discontinua). A bajas energías el proceso dominante es el escape de los protones, por lo que el índice espectral en la distribución no difiere de la función de inyección. A energías de ≈ 1 TeV, el espectro se suaviza debido a interacciones foto-hadrónicas.

5.2.5. Absorción

La absorción en la fuente puede ser significativa, reduciendo drásticamente la luminosidad detectada. La principal fuente de absorción en estos sistemas es la aniquilación de fotones en pares electrón-positrón. Los principales campos de fotones ambientales que pueden generar esta absorción de rayos gamma son el campo de fotones del disco, el campo de fotones del viento y los fotones de origen sincrotrónico.

5.2.5.1. Contribución del disco

Calculamos la opacidad a partir de la Ec. 2.68, donde los versores de los fotones son: \hat{e}_{disk} versor dirección del fotón emitido desde el disco hasta el punto de impacto

5. Modelo

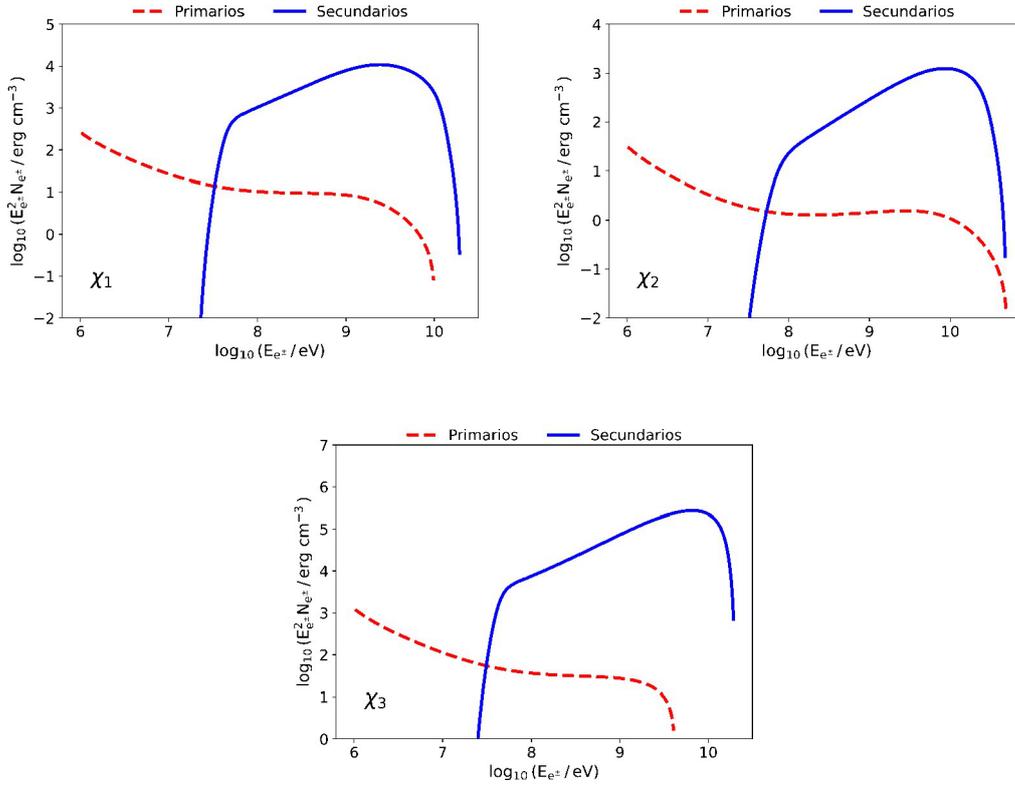


Figura 5.7. Distribución de electrones primarios (curva discontinua roja) y los pares secundarios (línea continua azul) relativistas para los escenarios χ_1 (arriba a la izquierda), χ_2 (arriba a la derecha) y χ_3 (abajo). En las distribuciones leptónicas, la dispersión IC domina a bajas energías y se suaviza a altas energías debido a la interacción sincrotrón. La distribución de pares secundarios, al crearse en vuelo a través de una interacción fotohadrónica relativista, tienen mayor energía que los electrones primarios, y son cuatro órdenes de magnitud más numerosos.

con el fotón gamma, \hat{e}_{obs} versor de la línea de la visual respecto al punto emisor de los fotones gamma.

La profundidad óptica total es la integral sobre la trayectoria que recorren los fotones gamma desde la fuente emisora, l , en presencia del campo de fotones X del disco, cuya distribución espectral es $dn(\epsilon, l)/d\epsilon d\Omega$ (Cerutti et al., 2011):

$$\tau_{\gamma\gamma} = \int_0^\infty \int_0^{\Omega_{\text{disk}}} \int_{\epsilon_{\text{min}}}^\infty \frac{dn_{\text{disk}}(\epsilon, l)}{d\epsilon d\Omega} (1 - \cos \theta_0) \sigma_{\gamma\gamma}^{\text{abs}} d\epsilon d\Omega dl, \quad (5.18)$$

donde ϵ es la energía de los fotones del disco y θ_0 es el ángulo entre la dirección

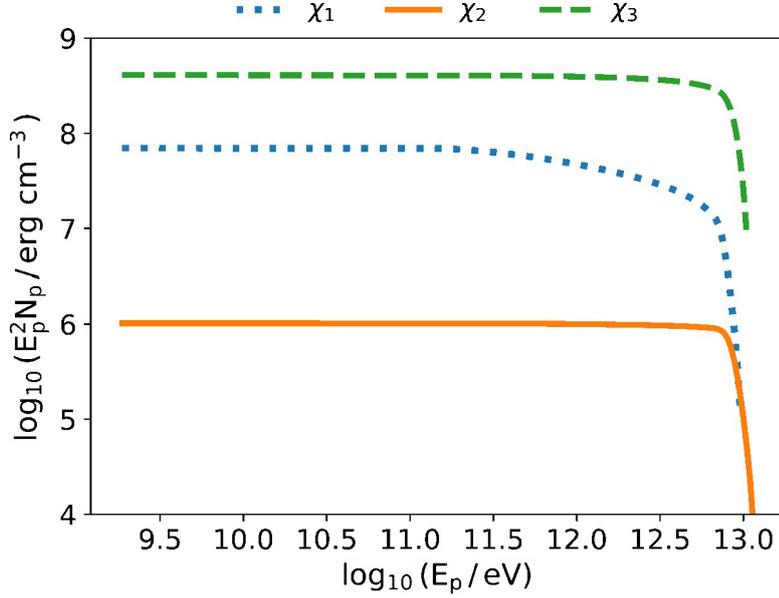


Figura 5.8. Distribución de protones primarios relativistas para los escenarios χ_1 (línea azul punteada), χ_2 (línea naranja continua) y χ_3 (línea verde discontinua). A bajas energías, domina el escape de los protones, por lo que el índice espectral en la distribución no difiere de la función de inyección. A energías de ≈ 1 TeV, el espectro se suaviza debido a interacciones foto-hadrónicas.

de los dos fotones. La sección eficaz de aniquilación de fotones, con su dependencia angular, está dada por la Ec. (2.69). Un esquema geométrico de este problema se muestra en la Fig. 5.9.

Se puede demostrar que la Ec. (5.18) se puede reescribir como (Cerutti et al. 2011, Papavasileiou et al. 2023):

$$\tau_{\text{disco}} = \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \int_{r_{\text{out}}}^{r_{\text{in}}} \int_{\epsilon_{\text{min}}}^\infty \frac{dn_{\text{disco}}(\epsilon, l)}{d\epsilon d\Omega} \sigma_{\gamma\gamma}^{\text{abs}} \frac{\rho \cos \theta}{D^3} r dr d\epsilon d\phi dl, \quad (5.19)$$

donde $\epsilon_{\text{min}} = 2m_e^2 c^4 / E_\gamma (1 - \cos \theta_0)$. En esta ecuación, ρ es la distancia del punto de colisión respecto al objeto central, y D representa la distancia entre la superficie del disco y el punto de colisión de los fotones. El ángulo θ corresponde a la inclinación de ρ respecto al eje z . Los límites de integración r_{out} y r_{in} corresponden al radio externo e interno del disco expuesto en la base del cono, cuyos valores en cada escenario se

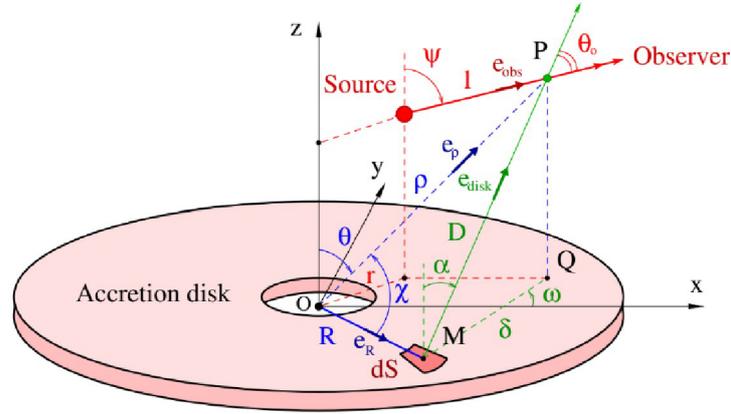


Figura 5.9. Diagrama de un disco plano alrededor de un objeto compacto (punto O). Una fuente de rayos gamma energéticos se encuentra por encima del disco, vista desde un ángulo ψ por un observador distante. Los rayos gamma y los fotones de la unidad de superficie del disco dS (centrada en el punto M) interactúan en el punto P con un ángulo θ_0 . El punto Q es la proyección del punto P en el plano del disco. Reproducido de Cerutti et al. (2011).

presentan en la tabla correspondiente. Las cantidades anteriores se relacionan a través de las siguientes expresiones:

$$\rho = \left(z^2 + R^2 + 2zR \cos i \right)^{1/2}, \quad (5.20)$$

$$D = \left(R^2 + z^2 - 2R\rho \cos \chi \right)^{1/2}, \quad (5.21)$$

$$\chi = \arcsin \left(\frac{z \sin i \cos \phi}{\rho} \right), \quad (5.22)$$

$$\theta = \cos^{-1} \left(\frac{z + R \cos i}{\rho} \right). \quad (5.23)$$

El ángulo χ representa el ángulo entre la dirección de ρ y el radio del disco R , mientras que i denota el ángulo de inclinación de la fuente respecto a la línea de visión del observador. Finalmente, la distribución espectral de los fotones del disco se expresa como:

$$\frac{dn_{\text{disco}}(\epsilon, l)}{d\epsilon d\Omega} = \frac{8\pi}{h^3 c^3} \frac{\epsilon^2}{\exp(\epsilon/kT_{\text{disco}}) - 1} \left(\frac{R}{l}\right)^2. \quad (5.24)$$

La opacidad depende fundamentalmente de la inclinación del sistema, de la altura de la región de emisión y de la geometría del disco. En el caso de las ULXs modeladas, clasificadas como HUL (ver Sec. 3.4), la inclinación del sistema es pequeña: suponemos un valor de $i \approx 5^\circ$ para los tres escenarios. Si se asume que los fotones del disco son isotrópicos, la energía umbral para que un fotón gamma pueda aniquilarse con un fotón del disco de energía $\epsilon = 1$ keV está dada por:

$$E_\gamma = \frac{(m_e c^2)^2}{\epsilon} \approx 10^8 \text{ eV}. \quad (5.25)$$

Sin embargo, debido a la fuerte dependencia angular en la interacción fotón-fotón, un cálculo más preciso que tenga en cuenta el ángulo de interacción indica que el umbral de aniquilación se desplaza hacia energías del orden de 10 GeV.

5.2.5.2. Contribución de los fotones sincrotrón

Los fotones producidos por el mecanismo sincrotrón se generan dentro de la misma región de aceleración, por lo que su interacción con los fotones gamma ocurre de manera isotrópica. Bajo esta consideración, la Ec. (2.69) toma la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma\gamma}^{\text{abs}}(s_0) &= \frac{3\sigma_{\text{T}}}{2s_0^2} \times \\ &\times \left[\left(s_0 + \frac{1}{2} \ln s_0 - \frac{1}{6} + \frac{1}{2s_0} \right) \ln \left(\sqrt{s_0} + \sqrt{s_0 - 1} \right) - \left(s_0 + \frac{4}{9} - \frac{1}{9s_0} \right) \sqrt{1 - \frac{1}{s_0}} \right], \end{aligned} \quad (5.26)$$

donde $s_0 = E_\gamma \epsilon / (m_e c^2)^2$, E_γ es la energía del fotón gamma energético y ϵ es la energía del fotón sincrotrón.

Bajo estas condiciones, si un fotón de energía E_γ debe atravesar una región de tamaño R con un campo de fotones sincrotrónicos isotrópico de densidad n_{syn} , la profundidad óptica se expresa como:

$$\tau_\gamma(E_\gamma) = \int_{E_{\text{th}}(E_\gamma)}^{\infty} \int_{l_{\text{min}}}^{l_{\text{max}}} n_{\text{syn}}(\epsilon) \sigma_{\gamma\gamma}^{\text{abs}}(E_\gamma, \epsilon) d\epsilon dl, \quad (5.27)$$

5. Modelo

donde $E_{\text{th}} = (m_e c^2)^2 / E_\gamma$ representa la energía umbral de los fotones blanco. Utilizando la emisividad de fotones sincrotrón q_{syn} , se puede calcular la distribución de estos con una aproximación local (Ghisellini et al., 1985):

$$n_{\text{syn}}(E) = \frac{q_{\text{syn}}(E)r(z)}{E c}, \quad (5.28)$$

donde $r(z)$ representa el tamaño de la región de aceleración. La absorción por fotones sincrotrón de partículas primarias no contribuye a efectos de absorción en la fuente.

5.2.5.3. Contribución del viento

Cuando la región de aceleración se encuentra por encima de la fotosfera del viento, el campo de fotones del viento puede modelarse como una distribución esférica que emite como un cuerpo negro con un radio igual al tamaño de la fotosfera. La expresión para la profundidad óptica total debido a la distribución de fotones del viento $n_w(\epsilon, l)$ es (Cerutti et al., 2011):

$$\tau_{\text{viento}} = \int_0^\infty \int_{\epsilon_{\text{min}}}^{\epsilon_{\text{max}}} \frac{dn_w(\epsilon, l)}{d\epsilon} (1 - \cos \theta_0) \sigma_{\gamma\gamma}^{\text{abs}} d\epsilon dl, \quad (5.29)$$

donde l representa la distancia entre el punto de colisión de los fotones y el punto de emisión en la fotosfera del viento. La distancia l_0 indica el trayecto recorrido dentro de la fotosfera por el fotón gamma; dado que la región de aceleración está fuera de la fotosfera, por lo que para χ_1 y χ_2 $l_0 = 0$.

Adicionalmente, en la Ec. (5.29), se consideran las siguientes relaciones:

$$\cos(\theta_0) = \frac{l + l_0 + z \cos(i)}{\rho}, \quad (5.30)$$

donde i es la inclinación del sistema y

$$\rho = \sqrt{(l + l_0)^2 + z^2 + 2z(l + l_0) \cos(i)}. \quad (5.31)$$

Para los tres escenarios analizados, la radiación térmica del viento no produce efectos apreciables sobre la opacidad en la fuente.

Como en el escenario χ_3 la región de aceleración está inmersa en la profundidad del embudo, donde la fotosfera tiene una altura de $z_{\text{ph,viento}} = 2 \times 10^6 r_g$, supusimos que la aniquilación por fotones del viento se da de manera isotrópica, por lo que el

cálculo de la opacidad lo describe la Ec. 5.27 donde se tiene en cuenta la distribución de fotones del viento n_{viento} .

En la Fig. 5.10 se muestra la opacidad causada por los fotones del disco, sincrotrón y del viento en el escenario χ_1 , χ_2 y χ_3 . La absorción de fotones con energías superiores a $E_\gamma \approx 100$ GeV es total en los tres escenarios, lo que impide la detección de fotones originados por el decaimiento de piones neutros en interacciones foto-hadrónicas.

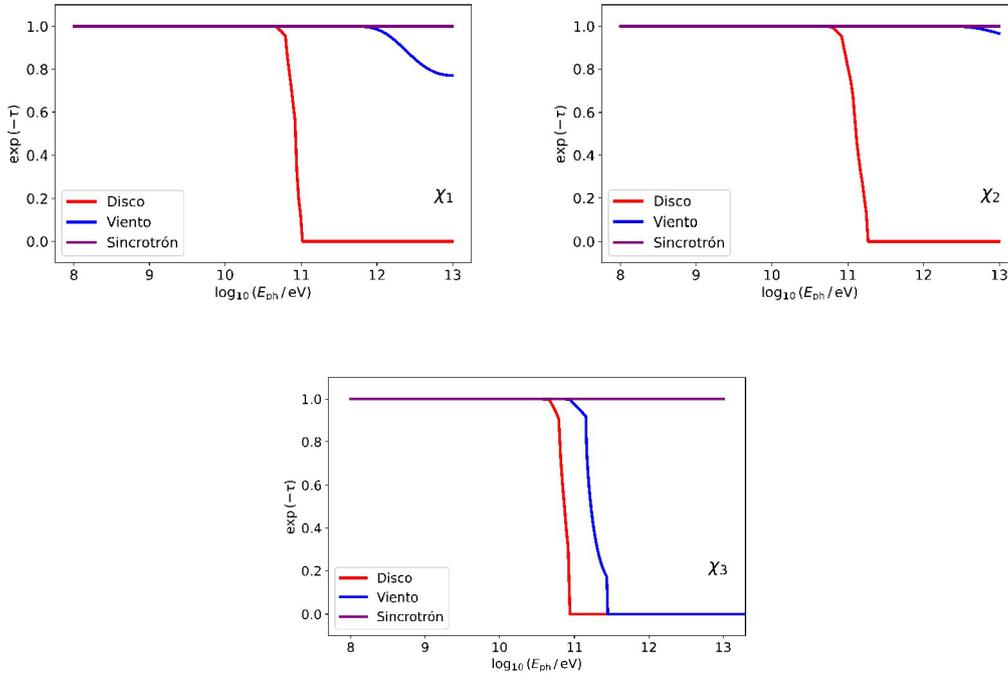


Figura 5.10. Opacidad por aniquilación de fotones causada por el disco de acreción (línea roja), por los fotones del viento (línea azul) y por los fotones sincrotrón (línea violeta) para los escenarios χ_1 , χ_2 y χ_3 . Como en el escenario χ_3 la región de aceleración está dentro del embudo, inmersa en la fotosfera del viento, supusimos una distribución isotrópica de los fotones del viento. Para energías de fotones $E_\gamma \approx 100$ GeV en adelante, los fotones son totalmente absorbidos por la radiación del disco.

5.2.6. Distribución espectral de energía

Calculamos las SEDs para los siguientes mecanismos de radiación NT relevantes: sincrotrón, IC con los campos de fotones del disco (y del viento en el caso χ_2) y producción de piones neutros por interacción fotomesónica (Ecs. 2.25, 2.33 y 2.42). En el cálculo de la radiación por IC, el cual depende del ángulo de interacción entre el electrón y el fotón, asumimos una distribución de fotones isotrópica en todos los casos. Sin embargo, un tratamiento más realista debería tener en cuenta dicha dependencia angular, lo cual resultaría en una disminución de la SED asociada a esta interacción. Por otro lado, tampoco tuvimos en cuenta la contribución de leptones secundarios producto del decaimiento de piones cargados producidos por la producción de fotomesones. La tasa de producción de fotomesones genera un corte en la energía máxima que pueden obtener los protones, por lo que solo se produce, aunque significativamente, en un pequeño rango de la energía (ver Fig. 5.6). Sin embargo, estos leptones podrían contribuir de forma considerable a la radiación NT debido a su interacción con los campos ambientales.

Las Figs. 5.11, 5.12 y 5.13 muestran la distribución espectral en el sistema de referencia de la fuente para los escenarios χ_1 , χ_2 y χ_3 , respectivamente. En los tres escenarios, la radiación sincrotrón y la emisión IC generadas por los pares secundarios constituyen las principales fuentes de emisión de procesos NT. Estas contribuciones presentan luminosidades de $\approx 10^{35}$ erg s $^{-1}$ en el escenario χ_1 , $\approx 10^{34}$ erg s $^{-1}$ en el escenario χ_2 y $\approx 10^{33}$ erg s $^{-1}$ en el escenario χ_3 , en el rango de energía de ~ 1 MeV – 1 GeV. En particular, la radiación de los pares secundarios domina sobre la de los electrones primarios, suprimiéndola completamente. En la región de rayos gamma blandos se observa un doble pico, el primero en ≈ 1 MeV causado por la emisión sincrotrón y el segundo en ≈ 5 GeV por emisión IC de los pares secundarios.

Las SEDs de los procesos *Bremsstrahlung* y *pp* se omitieron en los gráficos de la SED total del sistema porque su contribución es considerablemente baja en comparación a la emisión de los otros procesos. Esto se debe a la baja densidad del gas en la región de aceleración (ver Tabla 5.2).

Por otro lado, la estrecha ventana de enfriamiento del proceso fotomesónico genera emisión en una banda energética muy angosta en el rango del TeV. Sin embargo, estas altas energías quedan completamente absorbidas por aniquilación fotón-fotón

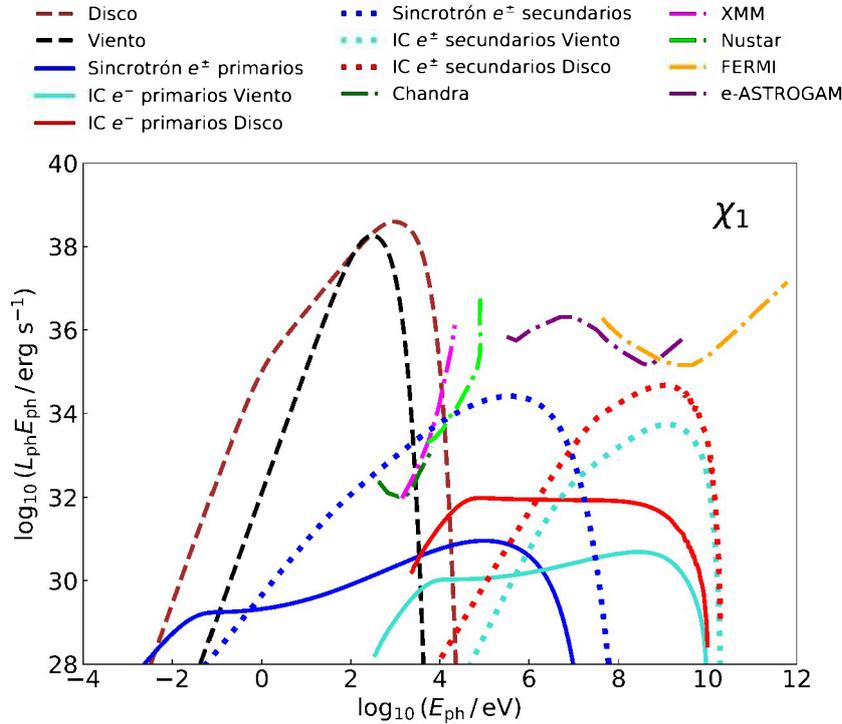


Figura 5.11. Emisión del sistema completo del escenario χ_1 ($\dot{m} = 2$). Mostramos las SEDs térmicas del disco expuesto y del viento (líneas discontinuas), así como la radiación NT proveniente de los electrones primarios (líneas continuas) y de los pares secundarios (líneas punteadas). Los efectos de absorción no son relevantes, excepto para la SED de la interacción foto-mesónica. También se incluyen las curvas de sensibilidad de diferentes instrumentos para una fuente a una distancia de 49 kpc (distancia a la Nube Mayor de Magallanes).

(ver Fig. 5.10). Además, presentamos las SEDs térmicas correspondientes a la emisión del viento impulsado por el disco con la correspondiente corrección relativista y a la radiación del propio disco.

En las Figs. 5.14, 5.15 y 5.16 graficamos las SEDs del sistema en el sistema de referencia del observador, tuvimos en cuenta el efecto de amplificación aparente de la potencia debido a la colimación geométrica producida por el embudo (efecto *beaming*) para la radiación del disco y la radiación NT. Debido a las inconsistencias comentadas en la Sec. 5.1.3 sobre la relación entre el factor de *beaming* y la tasa

5. Modelo

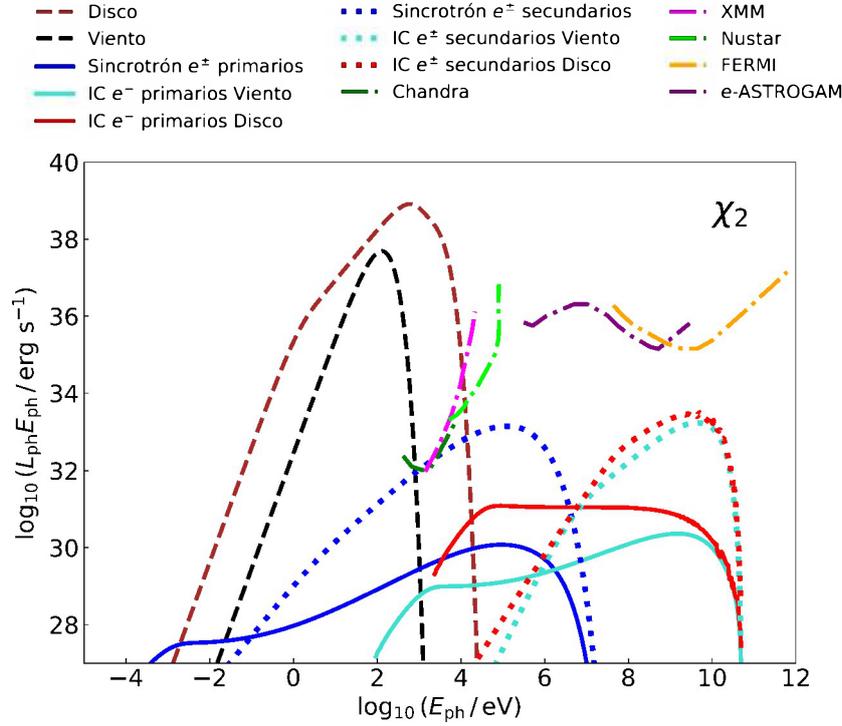


Figura 5.12. Emisión del sistema completo del escenario χ_2 ($\dot{m} = 10$). Mostramos las SEDs térmicas del disco expuesto y del viento (líneas discontinuas), así como la radiación NT proveniente de los electrones primarios (líneas continuas) y de los pares secundarios (líneas punteadas). Se muestra la emisión IC de los fotones del disco (curvas rojas) y de los fotones del viento (líneas turquesa). Los efectos de absorción no son relevantes, excepto para la SED de la interacción foto-mesónica. También se incluyen las curvas de sensibilidad de diferentes instrumentos para una fuente a una distancia de 49 kpc (distancia a la Nube Mayor de Magallanes).

de acreción normalizada \dot{m} dada por King et al. (2023), supusimos un factor b inversamente proporcional a la tasa de acreción normalizada en cada escenario; es decir, en el escenario χ_1 el factor de *beaming* es $b = 2^{-1}$, en χ_2 es $b = 10^{-1}$ y en χ_3 es $b = 1000^{-1}$, aumentando la luminosidad intrínseca de la fuente según la Ec. 3.56. Como era de esperarse, la radiación del disco es la componente dominante en la emisión de la ULX en todos los escenarios, alcanzando su máximo en la banda de rayos X.

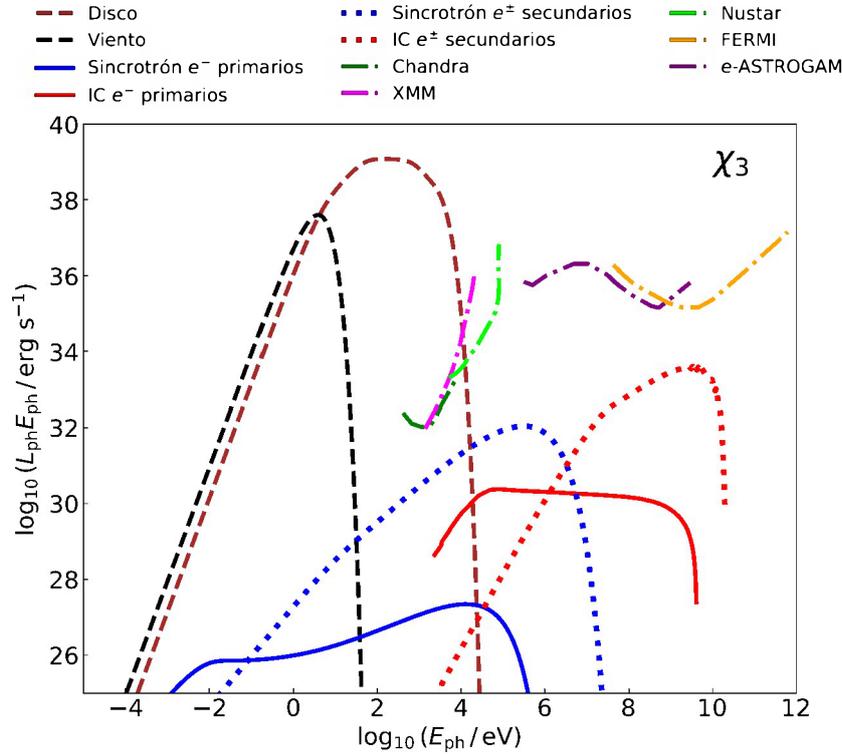


Figura 5.13. Emisión del sistema completo del escenario χ_3 ($\dot{m} = 1000$). Mostramos las SEDs térmicas del disco expuesto y del viento (líneas discontinuas), así como la radiación NT proveniente de los electrones primarios (líneas continuas) y de los pares secundarios (líneas punteadas). Los efectos de absorción no son relevantes, excepto para la SED de la interacción foto-mesónica. También se incluyen las curvas de sensibilidad de diferentes instrumentos para una fuente a una distancia de 49 kpc (distancia a la Nube Mayor de Magallanes).

Finalmente, incluimos las curvas de sensibilidad de distintos instrumentos: *XMM-Newton* (10^5 s), *Chandra* (10^5 s), *NuSTAR* (10^6 s), *Fermi-LAT* (10 años) donde el tiempo de integración es dado entre paréntesis, y *e-ASTROGAM* donde la sensibilidad es para una detección de 3σ tras un año de exposición efectiva (de Angelis et al. 2018, Lucchetta et al. 2022). Para el gráfico de sensibilidades consideramos una distancia de 49 kpc, correspondiente a una ULX ubicada en la Nube Mayor de Magallanes.

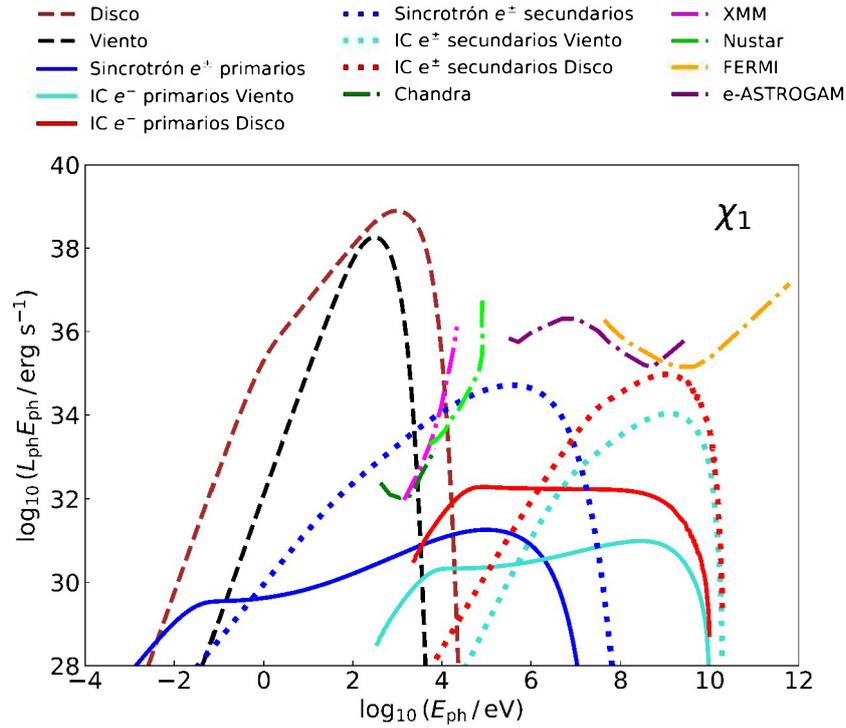


Figura 5.14. Emisión del sistema completo teniendo en cuenta el efecto de colimación geométrica del escenario χ_1 ($\dot{m} = 2$). Mostramos las SEDs térmicas del disco expuesto y del viento (líneas discontinuas), así como la radiación NT proveniente de los electrones primarios (líneas continuas) y de los pares secundarios (líneas punteadas). Los efectos de absorción no son relevantes, excepto para la SED de la interacción foto-mesónica. También se incluyen las curvas de sensibilidad de diferentes instrumentos para una fuente a una distancia de 49 kpc (distancia a la Nube Mayor de Magallanes).

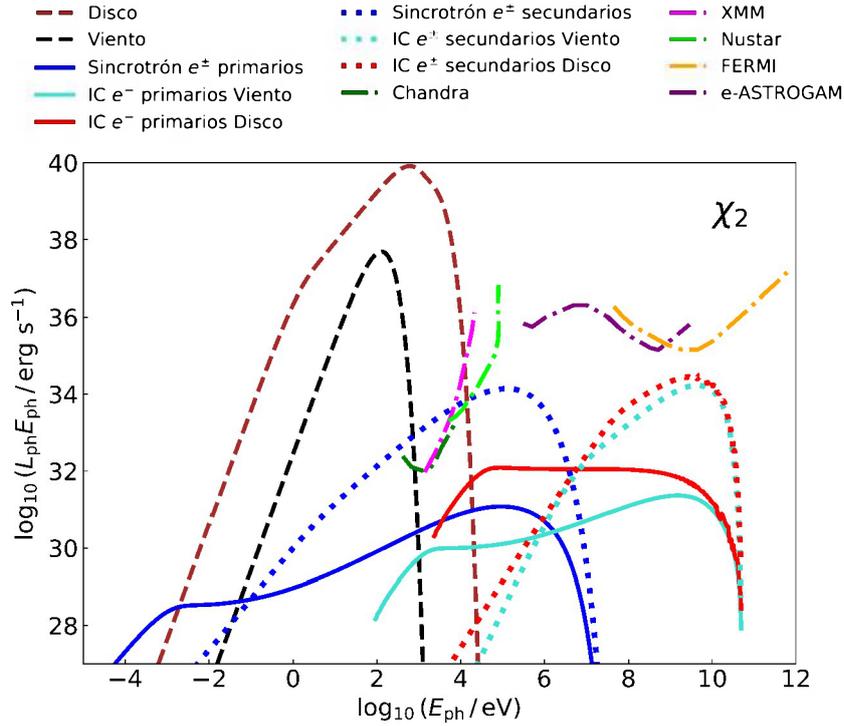


Figura 5.15. Emisión del sistema completo teniendo en cuenta el efecto de colimación geométrica del escenario χ_2 ($\dot{m} = 10$). Mostramos las SEDs térmicas del disco expuesto y del viento (líneas discontinuas), así como la radiación NT proveniente de los electrones primarios (líneas continuas) y de los pares secundarios (líneas punteadas). Se muestra la emisión IC de los fotones del disco (curvas rojas) y de los fotones del viento (líneas turquesa). Los efectos de absorción no son relevantes, excepto para la SED de la interacción foto-mesónica. También se incluyen las curvas de sensibilidad de diferentes instrumentos para una fuente a una distancia de 49 kpc (distancia a la Nube Mayor de Magallanes).

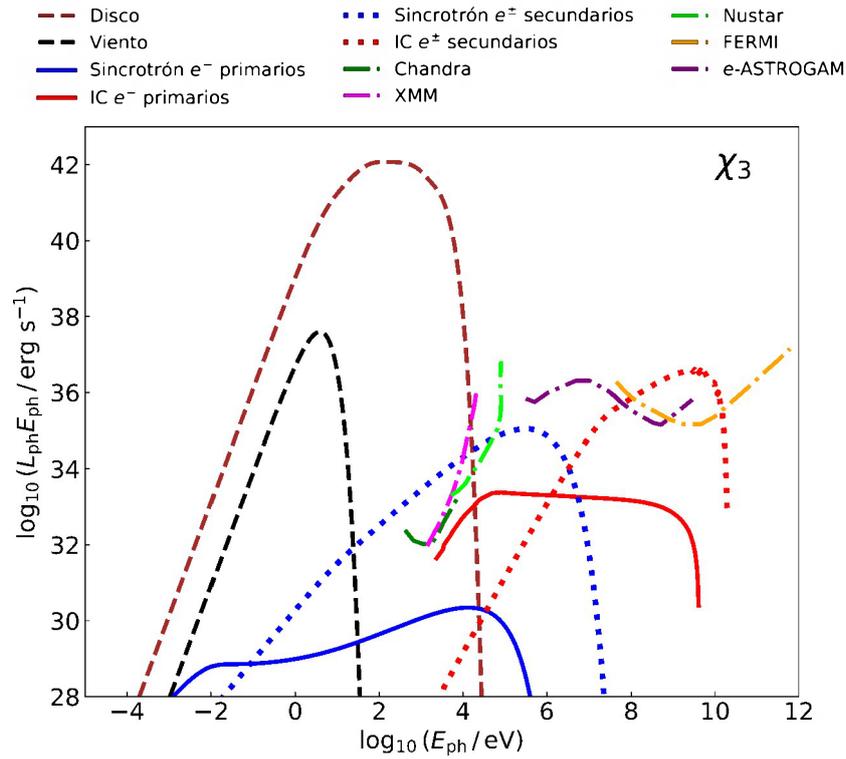


Figura 5.16. Emisión del sistema completo teniendo en cuenta el efecto de colimación geométrica del escenario χ_3 ($\dot{m} = 1000$). Mostramos las SEDs térmicas del disco expuesto y del viento (líneas discontinuas), así como la radiación NT proveniente de los electrones primarios (líneas continuas) y de los pares secundarios (líneas punteadas). Los efectos de absorción no son relevantes, excepto para la SED de la interacción foto-mesónica. También se incluyen las curvas de sensibilidad de diferentes instrumentos para una fuente a una distancia de 49 kpc (distancia a la Nube Mayor de Magallanes).

Capítulo 6

Discusión y conclusiones

6.1. Discusión

A continuación discutimos brevemente, entre otros aspectos que consideramos relevantes, los resultados obtenidos para los tres escenarios de acreción, los efectos en el medio de la radiación NT producida y los efectos de la inyección de pares producidos por el mecanismo Bethe-Heitler en el embudo de las ULXs.

Inyección máxima de materia en el embudo

Calculamos las SEDs para la tasa máxima de inyección de materia (\dot{M}_{gas}) permitida en el embudo, es decir, obtuvimos límites superiores para la radiación producida en estos sistemas. Sin embargo, en un escenario más realista probablemente la entrada de partículas en el interior del embudo sea menor al máximo permitido. Futuras observaciones posiblemente permitan restringir el espacio de parámetros acotando cantidades como la potencia en partículas relativistas, la densidad en el embudo, la tasa de acreción, entre otras.

Diferencias entre los escenarios

Las principales diferencias entre los tres escenarios considerados, χ_1 ($\dot{m} = 2$), χ_2 ($\dot{m} = 10$) y χ_3 ($\dot{m} = 1000$), se deben esencialmente a los parámetros derivados: el campo magnético del disco, el ángulo de semiapertura del embudo (cuanto mayor es la tasa de acreción, más estrecho resulta el embudo) y las características geométricas

6. Discusión y conclusiones

y físicas del viento.

Los parámetros de nuestro modelo que modifican fuertemente las propiedades del disco son el índice adiabático γ , el parámetro de advección f , el parámetro de viscosidad α , y el parámetro de magnetización del disco β . En nuestra investigación adoptamos parámetros típicos para nuestro modelo del disco, aunque notamos que su variación modificaría cantidades fundamentales como el valor del campo magnético toroidal del disco B_ϕ .

Otro parámetro fundamental es la localización de la región de aceleración. Si tomamos regiones de aceleración más alejadas del BH, la radiación del disco —que proporciona los fotones necesarios para el mecanismo de Bethe-Heitler— disminuye considerablemente, lo que ocasiona una reducción en la SED de los pares secundarios. Asimismo, el campo magnético decae de forma toroidal más allá de la superficie de Alfvén, situada a distancias menores de $\sim 150 r_g$. Con la disminución del campo magnético, las pérdidas por radiación sincrotrón se reducen, al igual que la tasa de aceleración, lo que implica una disminución en la energía máxima alcanzada por ambas poblaciones de partículas. En el caso de χ_3 , si lo localizáramos la región de aceleración fuera de la fotosfera ($z_{\text{ph,viento}} = 2 \times 10^6$), el valor del campo magnético caería a $\approx 4\text{G}$. Esto causaría que los protones tengan energías máximas mucho menores, además el campo de radiación del disco también decaerían fuertemente disminuyendo en gran medida la emisividad de pares por mecanismo Bethe-Heitler.

Plasmones del viento

En este trabajo no se aborda de manera explícita el mecanismo de inyección de materia en el embudo. Una posibilidad para explicar este fenómeno es la inyección de plasmones provenientes del viento, cuya densidad se diluye en el volumen del embudo. Este mecanismo podría ofrecer una explicación al origen de la materia presente en el embudo y, al mismo tiempo, restringir otros parámetros libres asociados a la densidad en el mismo (Romero & Gutiérrez, 2020).

Inclinaciones del sistema

En nuestro modelo se han considerado únicamente inclinaciones cercanas a cero, ULX clasificadas como HUL o BD. Adoptar inclinaciones mayores, como sucede con las fuentes SUL o ULS (ver Fig. 3.5), implicaría una detección reducida de la lumi-

nosidad en rayos X del disco, una absorción por aniquilación fotón-fotón más intensa y la dificultad para tener en cuenta la presencia de grumos en el viento a lo largo de la línea de visión, fenómeno conocido como *macroclumping* (grumos ópticamente gruesos que producen un viento *poroso*) (Owocki & Cohen, 2006).

6.2. Conclusiones

En este trabajo investigamos las consecuencias de la inyección de protones en los embudos de las ULXs y, consecuentemente, su interacción con la radiación del disco supercrítico mediante el mecanismo Bethe-Heitler.

En estos regímenes de acreción supercrítica, el disco se vuelve óptica y geométricamente grueso, y su región interna se transforma en un flujo ADAF o dominado por la advección. Este cambio en la estructura radial del disco, que se produce a partir de un cierto radio crítico, se manifiesta en un salto abrupto de algunas cantidades físicas. En este contexto, el disco alcanza una luminosidad de aproximadamente $\sim 10^{39}$ erg s⁻¹, con un máximo en la banda de rayos X.

La gran inestabilidad térmica en las capas superiores del disco favorece la expulsión de masa en forma de vientos poderosos, proceso que regula la tasa de acreción hasta valores cercanos a la tasa de Eddington. La geometría del sistema forma un embudo que colima la radiación del disco supercrítico, proporcionando además una zona de aceleración para las partículas y su subsiguiente emisión de radiación NT.

En esta región de aceleración, los protones relativistas alcanzan energías de aproximadamente ~ 10 TeV, interactuando con los fotones térmicos de la banda X del disco y generando pares mediante el mecanismo Bethe-Heitler. Los pares creados interactúan con los campos ambientales, emitiendo predominantemente radiación a través de los procesos sincrotrón e IC, los cuales constituyen la emisión NT dominante en el espectro de la fuente. Esta radiación se extiende en el rango de 1 MeV a 1-10 GeV, con luminosidades del orden de 10^{33-35} erg s⁻¹ en el sistema de referencia en la fuente. En el sistema de referencia del observador, teniendo en cuenta el efecto *beaming*, las luminosidades que alcanzan los pares es de 10^{35} erg s⁻¹ para los escenarios χ_1 y χ_2 y 10^{37} erg s⁻¹ para el escenario χ_3 .

Concluimos, además, que la absorción por aniquilación fotón-fotón, inducida por

6. Discusión y conclusiones

el campo de radiación térmico del disco, no resulta relevante para energías menores a 100 GeV, afectando sí a la radiación gamma de alta energía producida por los piones neutros (interacciones foto-mesónicas), que se ve totalmente suprimida.

Estos resultados podrían abrir una ventana para detectar ULXs oscurecidas en nuestra Galaxia. Mientras que la radiación en rayos X es fuertemente absorbida por el medio interestelar galáctico, los rayos gamma pueden atravesar el medio. Así, existe la posibilidad de que algunas ULXs, cuya radiación X del disco se encuentre fuertemente absorbida, no sean detectadas por telescopios de rayos X como *NuSTAR*, *XMM-Newton* o *Chandra*. La estructura de la radiación sincrotrón e IC generada por los pares secundarios en rayos gamma blandos podría servir para identificar estas fuentes oscurecidas. Aunque actualmente no existen detectores en la banda de rayos gamma blandos, este trabajo ofrece una predicción para futuras misiones, como *e-ASTROGAM*, que podrían detectar la radiación proveniente de los pares secundarios en fuentes cercanas.

Tal como mencionamos, los resultados derivados del modelo desarrollado en esta Tesis predice la producción de protones relativistas con energías de aproximadamente ~ 10 TeV, lo cual podría contribuir también a explicar los rayos cósmicos galácticos. En este modelo, los protones se aceleran a energías relativistas sin recurrir al mecanismo de jets, de modo que únicamente el flujo de gas en una fuente ULX podría ser capaz de generar rayos cósmicos por debajo de la rodilla del espectro. La aplicación de los modelos utilizados en este trabajo al estudio de fuentes ULX específicas permitirá realizar predicciones cuantitativas que podrán ser verificadas observacionalmente.

6.3. Trabajo a futuro

Si el proyecto *e-ASTROGAM* se concreta, las observaciones de este instrumento en nuestra galaxia podrían revelar ULXs cuya radiación X es absorbida por el medio interestelar, mientras que la radiación gamma generada por los pares secundarios permanece detectable. Un cambio en la pendiente del espectro indicaría entonces que la radiación gamma observada en ciertas fuentes se debe a ULX galácticas.

En el futuro inmediato desarrollaremos modelos en los que la región de aceleración se sitúe en las inmediaciones del BH, en la zona dominada magnéticamente.

Esto implica que la aceleración de las partículas relativistas se origina a partir de reconexiones magnéticas turbulentas. Los pares creados en vuelo se enfriarían rápidamente mediante radiación sincrotrón, debido al fuerte campo magnético en las proximidades del BH, generando un corte en el espectro de rayos gamma blandos, que se debe principalmente a la emisión sincrotrón de los pares.

Una gran cantidad de ULXs tienen estrellas de neutrones como objeto acretante (King & Lasota 2016, Wiktorowicz et al. 2019). En trabajos futuros, desarrollaremos modelos para predecir la radiación de estos sistemas, considerando las implicaciones que la presencia de una estrella de neutrones tiene en el medio. En este modelo, se incorporará el efecto del campo magnético en la geometría del viento y en la radiación sincrotrón y de curvatura esperada. Además, se investigarán posibles regiones de reconexión magnética en estos sistemas, junto con sus consecuentes eyecciones y la aceleración de partículas asociada.

Nuestras perspectivas de trabajo a futuro constituyen un programa de investigación a largo plazo, que representa la continuidad natural de estudios iniciados por otros miembros del GARRA (*Grupo de Astrofísica Relativista y Radioastronomía*), en particular por el Codirector y el Director de esta tesis. Pretendemos que estas investigaciones se plasmen eventualmente en una Tesis Doctoral.

Bibliografía

- Abaroa L., Romero G. E., 2024a, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*. pp 39–44 ([arXiv:2311.15050](#)), [doi:10.22201/ia.14052059p.2024.56.04](#)
- Abaroa L., Romero G. E., 2024b, *A&A*, **691**, [A73](#)
- Abaroa L., Sotomayor Checa P., Romero G. E., 2021, *Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina*, **62**, [262](#)
- Abaroa L., Romero G. E., Sotomayor P., 2023, *A&A*, **671**, [A9](#)
- Abaroa L., Romero G. E., Mancuso G. C., Rizzo F. N., 2024a, in *High Energy Phenomena in Relativistic Outflows VIII*. p. 55 ([arXiv:2405.05221](#)), [doi:10.48550/arXiv.2405.05221](#)
- Abaroa L., Romero G. E., Mancuso G. C., Rizzo F. N., 2024b, *A&A*, **691**, [A93](#)
- Abramowicz M. A., Calvani M., Nobili L., 1980, *ApJ*, **242**, [772](#)
- Aharonian F. A., Atoyan A. M., 2000, *A&A*, **362**, [937](#)
- Akizuki C., Fukue J., 2006, *PASJ*, **58**, [469](#)
- Atoyan A. M., Dermer C. D., 2003, *ApJ*, **586**, [79](#)
- Bachetti M., et al., 2013, *ApJ*, **778**, [163](#)
- Beckwith K., Hawley J. F., Krolik J. H., 2008, *ApJ*, **678**, [1180](#)
- Begelman M. C., Meier D. L., 1982, *ApJ*, **253**, [873](#)
- Begelman M. C., Rudak B., Sikora M., 1990, *ApJ*, **362**, [38](#)
- Bell A. R., 1978, *MNRAS*, **182**, [147](#)
- Berezinskii V. S., Bulanov S. V., Dogiel V. A., Ptuskin V. S., 1990, *Astrophysics of cosmic rays*. Amsterdam: North Holland.
- Bethe H., Heitler W., 1934, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, **146**, [83](#)
- Blandford R. D., Ostriker J. P., 1978, *ApJ*, **221**, [L29](#)

BIBLIOGRAFÍA

- Blumenthal G. R., 1970, , **1**, 1596
- Blumenthal G. R., Gould R. J., 1970, *Reviews of Modern Physics*, **42**, 237
- Bosch-Ramon V., Romero G. E., Paredes J. M., 2006, *A&A*, **447**, 263
- Casse F., Keppens R., 2002, *ApJ*, **581**, 988
- Casse F., Keppens R., 2004, *ApJ*, **601**, 90
- Cerutti B., Dubus G., Malzac J., Szostek A., Belmont R., Zdziarski A. A., Henri G., 2011, *A&A*, **529**, A120
- Chodorowski M. J., Zdziarski A. A., Sikora M., 1992, *ApJ*, **400**, 181
- Colbert E. J. M., Mushotzky R. F., 1999, *ApJ*, **519**, 89
- Combi J. A., et al., 2024, *A&A*, **686**, A121
- Cruz-Sanchez N., Fogantini F. A., Saavedra E. A., Abaroa L., García F., Combi J. A., Romero G. E., 2025, *A&A*, **693**, A122
- Einstein A., 1905, *Annalen der Physik*, **322**, 549
- Einstein A., 1915, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften*. Berlin, pp 844–847
- Fabrika S., 2004, , **12**, 1
- Fabrika S. N., Atapin K. E., Vinokurov A. S., Sholukhova O. N., 2021, *Astrophysical Bulletin*, **76**, 6
- Fermi E., 1949, *Physical Review*, **75**, 1169
- Fukue J., 2004, *PASJ*, **56**, 569
- Fukue J., 2009, *PASJ*, **61**, 1305
- Gaisser T. K., 1990, *Cosmic rays and particle physics*. Cambridge and New York: Cambridge University Press.
- Ghisellini G., Maraschi L., Treves A., 1985, *A&A*, **146**, 204
- Ginzburg V. L., Syrovatskii S. I., 1964, *The Origin of Cosmic Rays*. Oxford: Pergamon Press.
- Gladstone J. C., Roberts T. P., Done C., 2009, *MNRAS*, **397**, 1836
- Gould R. J., Schröder G. P., 1967, *Physical Review*, **155**, 1408
- Hawking S. W., Ellis G. F. R., 1973, *The large-scale structure of space-time*. Cambridge (UK): Cambridge University Press.
- Hillas A. M., 1984, *ARA&A*, **22**, 425
- Justham S., Rappaport S., Podsiadlowski P., 2006, *MNRAS*, **366**, 1415
- Kaaret P., Feng H., Roberts T. P., 2017, *ARA&A*, **55**, 303

- Kato S., Fukue J., 2020, *Fundamentals of Astrophysical Fluid Dynamics; Hydrodynamics, Magnetohydrodynamics, and Radiation Hydrodynamics*. Singapore: Springer Singapore., doi:10.1007/978-981-15-4174-2.
- Kelner S. R., Aharonian F. A., Bugayov V. V., 2006, , 74, 034018
- Khangulyan D., Hnatic S., Aharonian F., Bogovalov S., 2007, *MNRAS*, 380, 320
- King A. R., 2009, *MNRAS*, 393, L41
- King A. R., 2010, *MNRAS*, 402, 1516
- King A., Lasota J.-P., 2016, *MNRAS*, 458, L10
- King A., Lasota J.-P., Middleton M., 2023, , 96, 101672
- Körding E., Colbert E., Falcke H., 2005, *A&A*, 436, 427
- Kosec P., et al., 2018, *MNRAS*, 479, 3978
- Lamers H. J. G. L. M., Cassinelli J. P., 1999, *Introduction to Stellar Winds*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Lasota J.-P., King A., 2023, *MNRAS*, 526, 2506
- Lau R. M., et al., 2019, *ApJ*, 878, 71
- Liska M., Hesp C., Tchekhovskoy A., Ingram A., van der Klis M., Markoff S., 2018, *MNRAS*, 474, L81
- Long K. S., Helfand D. J., Grabelsky D. A., 1981, *ApJ*, 248, 925
- López K. M., et al., 2017, *MNRAS*, 469, 671
- López K. M., et al., 2020, *MNRAS*, 497, 917
- Lucchetta G., Ackermann M., Berge D., Bühler R., 2022, , 2022, 013
- Martinez J. R., del Palacio S., Bosch-Ramon V., Romero G. E., 2022, *A&A*, 661, A102
- Mastichiadis A., Protheroe R. J., Kirk J. G., 2005, *A&A*, 433, 765
- Maximon L. C., 1968, *J. Res. Nat. Bur. Stand., B*, 72: 79-88(Jan.-Mar. 1968).
- McClintock J. E., Remillard R. A., 2006, in Lewin W. H. G., van der Klis M., eds, , Vol. 39, *Compact stellar X-ray sources*. pp 157–213, doi:10.48550/arXiv.astro-ph/0306213
- McKinney J. C., Tchekhovskoy A., Blandford R. D., 2012, *MNRAS*, 423, 3083
- Medvedev A., Fabrika S., 2010, *MNRAS*, 402, 479
- Middleton M. J., Heil L., Pintore F., Walton D. J., Roberts T. P., 2015, *MNRAS*, 447, 3243
- Mirabel I. F., 2010, *Microquasars: Summary and Outlook*. Berlin: Springer.

BIBLIOGRAFÍA

- Narayan R., Yi I., 1994, *ApJ*, **428**, L13
- Narayan R., Yi I., 1995a, *ApJ*, **444**, 231
- Narayan R., Yi I., 1995b, *ApJ*, **452**, 710
- Narayan R., Igumenshchev I. V., Abramowicz M. A., 2003, *PASJ*, **55**, L69
- Ohsuga K., Mineshige S., 2007, *ApJ*, **670**, 1283
- Ohsuga K., Mineshige S., Watarai K.-y., 2003, *ApJ*, **596**, 429
- Ohsuga K., Mori M., Nakamoto T., Mineshige S., 2005, *ApJ*, **628**, 368
- Okuda T., Lipunova G. V., Molteni D., 2009, *MNRAS*, **398**, 1668
- Owocki S. P., Cohen D. H., 2006, *ApJ*, **648**, 565
- Papavasileiou T. V., Kosmas O. T., Sinatkas I., 2023, *A&A*, **673**, A162
- Pérez-Ramírez D., Mezcua M., Leon S., Caballero-García M. D., 2011, *Astronomische Nachrichten*, **332**, 384
- Petropoulou M., Mastichiadis A., 2015, *MNRAS*, **447**, 36
- Pinto C., Middleton M. J., Fabian A. C., 2016, *Nature*, **533**, 64
- Pittard J. M., Romero G. E., Vila G. S., 2021, *MNRAS*, **504**, 4204
- Poutanen J., Lipunova G., Fabrika S., Butkevich A. G., Abolmasov P., 2007, *MNRAS*, **377**, 1187
- Romero G., Gutiérrez E., 2020, *Universe*, **6**, 99
- Romero G. E., Vila G. S., 2008, *A&A*, **485**, 623
- Romero G. E., Vila G. S., 2014, *Introduction to Black Hole Astrophysics*. Vol. 876. Berlin: Springer Berlin Heidelberg.
- Rybicki G. B., Lightman A. P., 1986, *Radiative Processes in Astrophysics*. New York: Wiley.
- Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, **500**, 33
- Skinner G. K., Bedford D. K., Elsner R. F., Leahy D., Weisskopf M. C., Grindlay J., 1982, *Nature*, **297**, 568
- Soria R., Kong A., 2016, *MNRAS*, **456**, 1837
- Sotomayor P., Romero G. E., 2022, *A&A*, **664**, A178
- Sotomayor Checa P., Romero G. E., 2019, *A&A*, **629**, A76
- Stecker F. W., 1969, *ApJ*, **157**, 507
- Stern B., Svensson R., 1991, in Zdziarski A. A., Sikora M., eds, , Vol. 391, *Relativistic Hadrons in Cosmic Compact Objects*. p. 41, doi:10.1007/3-540-54789-4_51
- Takeuchi S., Ohsuga K., Mineshige S., 2013, *PASJ*, **65**, 88

- Tanabashi M., et al., 2018, , **98**, 030001
- Urquhart R., Soria R., 2016, **MNRAS**, **456**, 1859
- Veledina A., et al., 2024, **Nature Astronomy**, **8**, 1031
- Wald R. M., 1984, General Relativity. Chicago: University of Chicago Press.
- Walton D. J., et al., 2014, **ApJ**, **793**, 21
- Walton D. J., Mackenzie A. D. A., Gully H., Patel N. R., Roberts T. P., Earnshaw H. P., Mateos S., 2022, **MNRAS**, **509**, 1587
- Watarai K.-y., Fukue J., 1999, **PASJ**, **51**, 725
- Wiktorowicz G., Lasota J.-P., Middleton M., Belczynski K., 2019, **ApJ**, **875**, 53
- Zheng Y. G., Yang C. Y., Kang S. J., 2016, **A&A**, **585**, A8
- de Angelis A., et al., 2018, **Journal of High Energy Astrophysics**, **19**, 1